



MARMARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



**DEMİR BAZLI SERAMİK
SÜPERİLETKENLERİN
HAZIRLANMASI VE
KARAKTERİZASYONU**

ADİL GÜLER

DOKTORA TEZİ

Fizik Anabilim Dalı
Katıhal Fiziği Programı

DANIŞMAN

Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR

EŞ-DANIŞMAN

Prof. Dr. Yıldırhan ÖNER

İSTANBUL, 2014



MARMARA ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ



**DEMİR BAZLI SERAMİK
SÜPERİLETKENLERİN
HAZIRLANMASI VE
KARAKTERİZASYONU**

ADİL GÜLER

DOKTORA TEZİ

Fizik Anabilim Dalı
Katıhal Fiziği Programı

DANIŞMAN

Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR

EŞ-DANIŞMAN

Prof. Dr. Yıldırhan ÖNER

İSTANBUL, 2014

MARMARA ÜNİVERSİTESİ FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Marmara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Doktora Lisans Öğrencisi Adil GÜLER'in "**Demir Bazlı Seramik Süperiletkenlerin Hazırlanması Ve Karakterizasyonu**" başlıklı tez çalışması, 23/06/2014 tarihinde savunulmuş ve jüri üyeleri tarafından başarılı bulunmuştur.

Jüri Üyeleri

Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR (Danışman)
Marmara Üniversitesi

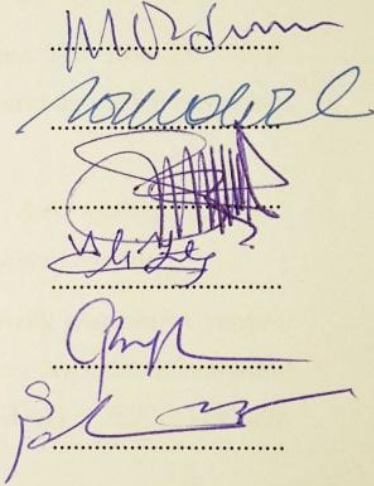
Prof. Dr. Ahmet ALTINDAL (Üye)
Yıldız Teknik Üniversitesi

Prof. Dr. Şahin AKTAŞ (Üye)
Marmara Üniversitesi

Yrd. Doç. Dr. Ali ZERENTÜRK (Üye)
Marmara Üniversitesi

Yrd. Doç. Dr. Cihat BOYRAZ (Yedek Üye)
Marmara Üniversitesi

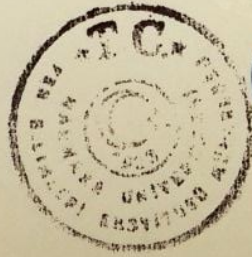
Yrd. Doç. Dr. Şahin UYAYER (Yedek Üye)
Ticaret Üniversitesi

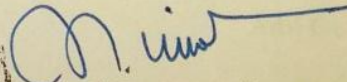


ONAY

Marmara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Yönetim Kurulu'nun 04/08/2014 tarih 2014/08-02 sayılı kararı ile Adil GÜLER'in Fizik Anabilim Dalı Doktora Lisans derecesi alması onanmıştır.

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü




Prof. Dr. Meral ÜNAL
Müdür

TEŞEKKÜR

Tez çalışma süresi boyunca, fikir ve desteğini esirgemeyen değerli hocam Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR'e teşekkür ederim. Fikir, laboratuvar desteği ve klavuzluğu ile tez çalışmalarımnda yardımlarını esirgemeyen ikinci tez danışmanım, değerli hocam Prof. Dr. Yıldırhan ÖNER'e teşekkür ederim.

Laboratuvar ve proje olanaklarını sağladığı için GYTE hocalarından Prof. Dr. Bekir AKTAŞ ve PPMS konusunda desteği ile Doç. Dr. Numan AKDOĞAN, Mustafa ÖZTÜRK ve Ramazan TOPKAYA'ya teşekkür ederim. Labview yazılımlarının hazırlanması konusunda yardımlarını esirgemeyen değerli arkadaşım Necmettin KILINÇ'a ve XRD analizleri konusunda desteklerinden dolayı Yrd. Doç. Dr. Seda AKSOY ESİNOĞLU ve Murat SERTKOL'a teşekkür ederim.

Verdiği fikir, yardım ve dostluğundan dolayı değerli arkadaşım Yrd. Doç. Dr. Cihat BOYRAZ'a teşekkür ederim. Güncel tez konumun ortaya atılmasında verdiği destekten dolayı Prof. Dr. Mehmet ACET'e teşekkür ederim.

Bölüm başkanımız Prof. Dr. Uğur YAŞI'ye ve doktora ders aşaması boyunca emeklerini esirgemeyen bölümümüzün diğer tüm hocalarına teşekkür ederim.

Laboratuvar çalışmalarımnda gerekli malzemelerin temiminde titizlik gösteren ve yardım eden arkadaşım Caner ÖZTÜRK'e teşekkür ederim. Tez süresi boyunca laboraturda, neşeli vakit geçirdiğim arkadaşlarım Fatih AYDOĞDU ve Ünal ATEŞ'e teşekkür ederim.

Hayatım ve tez çalışmalarım boyunca arkadaşlığı, yakınlığı çalışmalarımndaki maddi ve manevi desteklerini hiçbir zaman esirgemeyen eşim Serhat GÜLER'e çocuklarım Muhammed Talha GÜLER, Hatice Sena GÜLER ve miniğimiz Fatih Sami GÜLER'e teşekkür ederim.

Çalışmalarım boyunca maddi desteklerini aldığım Özel Aşama Eğitim Kurumları ve 111T779 nolu proje desteğinden dolayı TÜBİTAK'a teşekkür ederim.

Haziran 2014

Adil GÜLER

İÇİNDEKİLER

	SAYFA
TEŞEKKÜR.....	i
İÇİNDEKİLER.....	ii
ÖZET	vi
ABSTRACT	ix
YENİLİK BEYANI	xii
SEMBOLLER.....	xv
KISALTMALAR.....	xvii
ŞEKİL LİSTESİ	xviii
TABLO LİSTESİ.....	xxii
1. GİRİŞ	1
1.1. Süperiletkenliğin Tarihçesi	1
1.2. Süperiletkenliğin Temel Özellikleri	2
1.2.1. Manyetik akının kuantumlanması	4
1.2.2. Entropi	5
1.2.3. Öz ısı.....	5
1.3. Süperiletkenlerin Uygulama Alanları	6
2. KURAMSAL TEMELLER.....	8
2.1. BSC Teorisi	8
2.1.1. İzotop etkisi	8
2.1.2. Sıfır sıcaklıktaki kritik durumlar	10
2.1.3. İdeal II. tür süperiletkenlerde alanlar ve akımlar.....	10
2.1.4. $T=0$ 'da kritik durum, kritik akımlar ve pinning kuvvetleri	13
2.2. Maddelerin Manyetik Özellikleri	14
2.2.1. Diamanyetizma.....	16
2.2.2. Ferromanyetizma.....	17
2.2.3. Antiferromanyetizma.....	18
2.2.4. Ferrimanyetizma.....	19
2.2.5. Paramanyetizma	19
2.2.6. Manyetik süperiletken malzemeler	21

2.3. ReOFeAs Bileşiklerinde Süperiletkenlik Etkisi	22
2.4. ReOFeAs Türü Bileşikler	25
2.4.1. Katkılı bileşiklerin kristal yapısı temel fiziksel özellikleri.....	25
2.4.2. Elektron katkılama	26
2.4.3. Boşluk katkılama	28
2.4.4. Fe alt kafesinde yer değiştirmeler	30
2.4.5. Süper iletkenlik geçiş sıcaklığı.....	33
2.4.6. Basıncın T_c üzerine etkisi	36
2.5. Arsenik tabanlı Süperiletkenlerde Manyetik Özellikler	40
2.5.1. Manyetik yapı.....	40
3. DENEYSEL TEKNİKLER.....	43
3.1. Fe-As Tabanlı Süperiletken Örnekleri Katılma Reaksiyonu Tekniği ile Hazırlanması	43
3.2. XRD Ölçüm Tekniği.....	46
3.2.1. X-ışınları kırınımı.....	46
3.2.2. Kırınım desenlerinin yorumu	49
3.3. Mıknatıslanma Ölçüm Tekniği	50
3.4. Direnç Ölçüm tekniği	52
3.4.1. Direnç ölçmek için hazırlanması	52
4. DENEYSEL ÖLÇÜMLER VE ANALİZLERİ.....	58
4.1. BaFe ₂ As ₂	58
4.1.1. BaFe ₂ As ₂ örneğin hazırlanması	58
4.1.2. XRD ölçüm ve analizi	58
4.1.3. Mıknatıslanma ölçümleri ve analizleri	60
4.1.4. Direnç ölçümleri ve analizleri	61
4.2. BaFe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂	62
4.2.1. Örneğin hazırlanması	62
4.2.1. XRD ölçüm ve analizi	63
4.2.2. Mıknatıslanma ölçümleri ve analizleri	63
4.2.3. Direnç ölçümleri ve analizleri	65
4.3. Platin Katkılı Ba(Fe _{1-x} Pt _x) ₂ As ₂ Serisi.....	66
4.3.1. Örneklerin hazırlanması	66

4.3.2.	XRD ölçüm ve analizi	67
4.3.3.	Ba(Fe _{1-x} Pt _x) ₂ As ₂ örnekleri için mıknatıslanma ölçümleri ve analizleri	68
4.3.4.	BaFe _{1.8} Pt _{0.2} As ₂ örneği için mıknatıslanma sonuçları.....	69
4.3.5.	BaFe _{1.7} Pt _{0.3} As ₂ örneği için mıknatıslanma sonuçları.....	70
4.3.6.	BaFe _{1.6} Pt _{0.4} As ₂ örneği için mıknatıslanma sonuçları.....	71
4.3.7.	BaFe _{1.5} Pt _{0.5} As ₂ örneği için mıknatıslanma sonuçları.....	72
4.3.8.	BaFe _{1.4} Pt _{0.6} As ₂ örneği için mıknatıslanma sonuçları.....	73
4.4.	Ba(Fe _{1-x} Pt _x) ₂ As ₂ Örnekleri İçin Direnç Ölçümleri ve Analizleri.....	74
4.4.1.	BaFe _{1.8} Pt _{0.2} As ₂ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri.....	75
4.4.2.	BaFe _{1.7} Pt _{0.3} As ₂ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri.....	76
4.4.3.	BaFe _{1.6} Pt _{0.4} As ₂ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri.....	77
4.4.4.	BaFe _{1.5} Pt _{0.5} As ₂ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri.....	78
4.5.	Lantanyum Katkılı Ba _{1-x} La _x Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ Serisi.....	79
4.5.1.	Örneklerin hazırlanması	79
4.5.2.	XRD ölçüm ve analizi	80
4.5.3.	Ba _{1-x} La _x Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örnekleri için mıknatıslanma ölçümleri ve analizleri	82
4.5.4.	Ba _{0.97} La _{0.3} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için mıknatıslanma sonuçları	82
4.5.5.	Ba _{0.9} La _{0.1} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için mıknatıslanma sonuçları.....	83
4.5.6.	Ba _{0.6} La _{0.4} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için mıknatıslanma sonuçları.....	84
4.5.7.	Ba _{0.4} La _{0.6} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için mıknatıslanma sonuçları.....	85
4.5.8.	Ba _{0.2} La _{0.8} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için mıknatıslanma sonuçları.....	86
4.5.9.	Ba _{0.05} La _{0.95} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için mıknatıslanma sonuçları	87
4.5.10.	Ba _{1-x} La _x Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örnekleri için direnç ölçümleri ve analizleri.....	88
4.5.11.	Ba _{0.97} La _{0.03} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri	89
4.5.12.	Ba _{0.9} La _{0.1} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri	90
4.5.13.	Ba _{0.7} La _{0.3} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri	91
4.5.14.	Ba _{0.6} La _{0.4} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri	92
4.5.15.	Ba _{0.4} La _{0.6} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri	93
4.5.16.	Ba _{0.2} La _{0.8} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri	94
4.5.17.	Ba _{0.05} La _{0.95} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri	95

4.6. Isı kapasitesi ölçümleri	96
4.6.1. BaFe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneğinin ısı sığası ölçüm ve analizleri	96
4.7. LaOFeAs Örneğinin Mıknatıslanma ve XRD Ölçüm Sonuçları	98
5. SONUÇ VE YORUMLAR	101
REFERANSLAR	103
EKLER	109
ÖZGEÇMİŞ	111

ÖZET

DEMİR BAZLI SERAMİK SÜPERİLETKENLERİN HAZIRLANMASI VE KARAKTERİZASYONU

Geçen yüzyıldan günümüze elektronik mühendisliğindeki gelişmeler günlük hayatımızın her noktasında çok önemli bir boyut kazanmıştır. Günümüz teknoloji çağında elektronik bileşenler her özelliği ile iç içe olarak dizayn edilebilmektedir. Buna bir örnek olarak yakın zamanda Çinlilerin ürettiği dünyanın en hızlı bilgisayarını verebiliriz. Bu gelişmelerden anlaşıldığı üzere asıl teknoloji eğilimi malzeme bilimi üzerinedir. Özellikle, geleneksel olarak kullanılan metal iletkenlerin yerine süperiletken malzemelerin geçmesi ve süperiletken mıknatıslarla mümkün manyetik levitasyonun sağlanması geçerli araştırma konularındandır.

Konvansiyonel metalik iletkenlerden akım geçerken akım geçerken, akım-bağımlı ısı üretilir ve bu elektrik enerjisinde kayba sebep olur. Bu nedenle metalik iletkenler teknoloji için daha az kabul görürler ve daha yüksek akım gücü gereklidir. Süper iletkenler ise T_c kritik sıcaklığı altında direnç olmadan elektriği iletirler. Süperiletkenlik özellikleri teknolojiye sayısız elektronik aygıtlarda kullanılmaktadır.

1911’de H.K. Onnes’ in süper iletkenliği keşfi sayesinde geliştirilen bu uygulamalara bazı örnekler verecek olursak, manyetik rezonans görüntülemesi (MRI), magnetler, nükleer manyetik rezonans spektroskopisi (NMR), süperiletken kuantum girişim cihazı (SQUID), magnetometrele, gemi itici gücü, dönüştürücüler, manyetik soğutucular ve açık deniz rüzgar jeneratörleridir.

Çoğunlukla, süperiletkenlerin kritik sıcaklıkları 30K’in altındadır bu ise çok pahalı olan sıvı helyumu kaçınılmaz kılmaktadır. Ticari uygulamalar için, T_c ’si 77K ve üstü sıcaklıklarda, nisbeten ucuz sıvı azot kullanımı aygıtlar için istenilen durumdur. Günümüzde, yeterince yüksek kritik sıcaklık gösteren süperiletken malzeme türü seramik kupritlerdir. Fakat, teller, makaralar gibi esnek malzemelere uygulanışı seramik (ufalanabilir) yapıda olduğundan mümkün değildir. Bunun dışında, süperiletkenlik özelliklerinin göze çarpan anizotropisi problemlere sebep olmaktadır. Bundan dolayı, teknolojistler hala, tercih olarak izotropik davranışlı ve yüksek süperiletken geçiş sıcaklığına sahip malzemeleri geliştirmeyi ummaktadır. Heike Kamerlingh Onnes tarafından 1911’de süperiletkenliğin bulunması ile süperiletken malzemeler özellikle

metaller ve A15 bileşikleri (Nb_3Ge , $T_c = 23 \text{ K}$) gibi alaşımlar keşfedildi [1]. 1986'da özgün süper iletkenlik araştırmaları sayesinde yüksek sıcaklık süperiletken kupritler keşfedildi [2].

77K'den daha yüksek kritik sıcaklık gösteren seramik süperiletkenlere örnek olarak 93 K'de $\text{Yb}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ yada şimdiye kadar atmosfer basıncında doğrulanmış en yüksek kritik sıcaklık malzemesi 133 K'de $\text{HgBa}_2\text{CaCuO}_{6+x}$ gösterilebilir [4]. Yukarıda bahsedildiği gibi, seramiklerin kullanımı zor olduğundan, günümüzde, NbTi veya Nb_3Sn gibi helyum soğutmalı düşük sıcaklık süperiletkenler uygulamalarda kullanılmaktadır.

Gerçekte, uzun zamandır bilindiği üzere, 30 K'den daha yüksek kritik sıcaklıklı metalik bileşen yoktur. Fakat kritik sıcaklığın değiştiği birçok bileşik zaman içerisinde bulunmuştur [5, 6]. 2001'de süperiletkenlik özellikleri keşfedilen, metalik bileşenler için en yüksek kritik sıcaklık MgB_2 için 39 K olarak saptanmıştır [7, 8]. Son olarak mart 2008'de, demir arsenik oksitler için yüksek T_c 'ye sahip süperiletkenlik keşfedildi ve bu süperiletkenlikte yeni bir çağın habercisi oldu [9]. T_c kritik sıcaklığı 26 K olan $\text{LaFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$ sonrası, 55 K'lık daha yüksek geçiş sıcaklıklı florit katkılı $\text{SmFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$ bu sırayı izledi[10]. Daha sonra demirin süperiletken etkisi anlaşılmasıyla, nadir toprak elementleri ve demir tabanlı arsenik arasında yeni yüksek T_c 'li süperiletkenler üretilmesi denendi. Bazı araştırmacılar buradan yola çıkarak, süperiletkenlik ile manyetizma arasındaki bağlantıyı kurarak yüksek T_c sahip malzemeler üretmeye çalıştılar. Bu uğraşlar FeAs tabanlı farklı kompozisyonlarında araştırılmasına sebep oldu. Bu bileşiklerden biride BaFe_2As_2 'dir ve süperiletkenlik ile kristal yapısı olarak LaFeAsO ile hemen hemen aynı özellikleri göstermektedir. Aynı zamanda genel olarak demirli arsenikler için en yüksek T_c 56.3 K ile $\text{Gd}_{1-x}\text{Th}_x\text{FeAsO}$ bileşiğine aittir ($x \approx 0.2$) [11].

Demir arsenik oksitlerde süperiletkenlik iki boyutlu FeAs tabakalarından ortaya çıkar bu ise kupritlerdeki iki boyutlu bakır oksit düzlemlerindeki ile benzer bir durumdur. Demir arsenik ve kupritler arasında önemli bir fark vardır: kupritlerde iki bakır atomu arasında doğrudan etkileşim yok iken, demir arseniklerde demir atomlarının Fe 3d orbitalleri, saf Fe metalinden %10 kadar daha fazla olarak, yaklaşık olarak 285pm'lik kısa atomlar arası mesafe ile üst üste binerler. Bundan dolayı demir arsenikler oda sıcaklığında zayıf metaller iken, katkısız kupritler ortam sıcaklığında Mott

yalıtkanlarıdır. Süperiletken olmayan, ZrCuSiAs tür yapıda tetragonal kristal olan ana bileşik LaFeAsO 150 K'de tetragonalden ortorombik örgü simetrisindeki değişim ile yapısal faz geçişine maruz kalır [12]. Bu durum, elektrik direncinde, gizil ısıda ve manyetik duygunluk anormaliklerine sebep olur ve böylece antiferromanyetik düzen $T_N=134$ K'de gözlemlenir [13-15]. Bu yapının bir temsilcisinin olarak tetragonal yapı (uzay grubu I4/mmm) BaFe₂S₂ olarak gösterebiliriz [16]. Benzer yapıyı oluşturmak için Ba atomu yerine LaO kullanarak LaFeAsO elde edilir.

Bu çalışmada kullanılan malzemeler, BaFe₂As₂, BaFe_{1.9}Pt_{0.1}As₂, Ba(Fe_{1-x}Pt_x)As₂ ve Ba_(1-x)La_xFe_{1.9}Pt_{0.1}As₂ bileşikleridir. Örneklerin hazırlanmasında uygulanan sinterleme süreleri malzemeye göre farklılık göstermektedir. Aslında çalışılan malzemenin kalitesinde sinterleme süreleri ve uygulanan sıcaklıkların arttırmaları ve o sıcaklıkta bekleme süresi önem arz etmektedir. Çalışmamızda her bir malzemenin hazırlanması ve sinterleme süreleri ayrı ayrı optimize edilmiştir ve tekrarlanabilir olduğu ortaya konulmuştur. Örnekler için Alınan x ışını spektrumu örneklerin çoğunlukla tekil fazda ve ThCr₂Si₂ tipi kristal yapıya sahip olduklarını gösterdi. 5-300 K sıcaklık aralığında ve 9T'ya kadar uygulanan manyetik alanla mıknatıslanma, Direnç ve ısı kapasitesi ölçümleri yaptık. Bu sonuçları birbiri ile uyum içerisinde ve literatürde verilen benzer örnek kompozisyon serileri ile de benzer sonuçlar vermiştir. La katkılama ile yapısal/manyetik faz geçişi oldukça sürpriz verici bir sonuçtur ve x=0.6'da 23.5 K civarında maksimum T_c ile süperiletkenlik meydana gelmektedir. La katkılanması ile deneysel ZFC ve FC verileri arasındaki fark, FC durumunda oldukça diamanyetik baskılamayla sonuçlanan, güçlü ferromanyetik kısım içindeki süperiletken ortak bölgelerinin varlığı ile açıklanabilir. x=0.6 için La katkılanması ile T_c= 23.5 K maksimumuna ulaşmaktadır. Bu sonuca bakıldığında T_c için iki önemli durumu ortaya çıkarmaktadır; geometrik faktor (basınç etkisi) bu örgü büzülmesi ile ortaya çıkmaktadır ve T_c değerini düşürmektedir diğeri ise Ba yerine La'yı kullanarak elektron katkısını arttırarak süperiletkenliği etkileyebiliriz.

Haziran 2014

Adil GÜLER

ABSTRACT

PREPARATION AND CHARACTERIZATION OF IRON BASED CERAMIC SUPERCONDUCTORS

During the last century, pioneering developments in the field of electrical engineering revolutionized nearly all aspects of our daily life. Today, in the age of technology, electronic components are getting more and more compact and increasingly powerful. As an example of this development, the Chinese broke the world record in creating the world's fastest supercomputer. This reflects clearly the actual technological trends that set new challenges to material science. In particular, replacing conventional metallic conductors by superconducting materials, and magnetic levitation enabled by superconducting magnets are topics of great interest in current research.

When current flows through conventional metallic conductors, current-dependent heat is generated and energy is lost. Therefore metallic conductors are the less applicable for technologies, the higher current strengths are required. Superconductors, however, conduct electricity without resistance below a critical temperature T_C . Because of their extraordinary properties, superconductors are already used in numerous electronical devices.

Some examples for their applications which are related to the invention of superconductivity by Heike in 1911 are MRI (magnetic resonance imaging) magnets, chemical analytical tools such as NMR (nuclear magnetic resonance) spectroscopy or SQUID (Superconducting Quantum Interference Device) magnetometers, motors, ship propulsion, transformers, cryomagnets and offshore wind energy generators. Mostly, critical temperatures of superconductors are below 30 K which makes cooling by the very expensive liquid helium inevitable. For commercial applications, however, superconductors with T_C 's higher than 77 K are desired, as these could be cooled by relatively cheap liquid nitrogen. Today, the only class of superconductors that show sufficiently high critical temperatures are the cuprates. However, their processing to flexible materials such as wires or coils remains difficult due to their brittle, salt-like structure. Furthermore, the pronounced anisotropy of the superconducting properties causes problems. Therefore, technologists are still hoping for materials, which have high superconducting transition temperatures and show preferably isotropic behavior.

Since superconductivity was discovered in mercury in 1911 by Heike Kamerlingh Onnes, many other superconducting materials, in particular metals and alloys such as the A15 compounds (Nb_3Ge , $T_c = 23 \text{ K}$) [1] were explored. High temperature superconductivity was discovered in the cuprates in 1986 thanks to genuine superconductivity research [2].

These ceramic superconductors show critical temperatures higher than 77 K, such as 93 K in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [3] or 133 K in $\text{HgBa}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{6+x}$ which is the highest confirmed critical temperature at ambient pressure so far [4]. As mentioned above, the ceramics are difficult in processing, thus currently most helium-cooled low-temperature superconductors like NbTi or Nb_3Sn are used for applications.

Indeed, no metallic compounds with critical temperatures higher than 30 K were known for a long time. Yet, in the mean time various compounds, having varied critical temperatures have been found [5, 6]. The highest critical temperature for metallic compounds, however, was detected at 39 K for MgB_2 , whose superconducting properties were discovered in 2001 [7, 8]. Finally, in March 2008, the discovery of high- T_c superconductivity in the iron arsenide oxides [9] has heralded a new era in superconductivity research. After the first report on $\text{LaFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$ with a critical temperature T_c of 26 K, even higher transition temperatures up to 55 K in fluoride doped $\text{SmFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$ followed quickly [10]. After the effect of iron on superconductivity has been understood, between rare earth elements and iron-based arsenide, new superconductors with high T_c have been tried to produce. Hence, some reserachers have tried to establish the correlation between magnetism and superconductivity to produce the materials with high T_c . Therefore, the FeAs based compositions have become the focus of the research. One of these compositions is BaFe_2As_2 and its crystall structure and superconductivity properties show almost the same with LaFeAsO .

In the meantime, the maximum T_c for the iron arsenides in general is 56.3 K ($\text{Gd}_{1-x}\text{Th}_x\text{FeAsO}$ with $x \approx 0.2$) [11]. In the iron arsenide oxides, superconductivity emerges from two-dimensional FeAs layers similar to the cuprates with their two-dimensional copper oxide planes. But there is an important difference between the iron arsenides and the cuprates: while there are no direct interactions between two copper atoms in the

cuprates, the Fe 3d orbitals of the iron atoms in the iron arsenides overlap due to their short interatomic distances of about 285 pm which is approximately by only 10 % larger than in the pure Fe metal. Therefore, the iron arsenides are poor metals at room temperature, whereas the undoped cuprates are Mott insulators at ambient temperature. The non superconducting parent compound LaFeAsO, which crystallizes tetragonal in the ZrCuSiAs-type structure [12] undergoes a structural phase transition at about 150 K associated with a reduction of the lattice symmetry from tetragonal to orthorhombic. This leads to anomalies in electrical resistance, specific heat and the magnetic susceptibility and antiferromagnetic ordering is observed below $T_N = 134$ K [13-15]. One representative of this structure type is BaFe₂As₂ [16] which also crystallizes in a tetragonal structure (space group I4/mmm) [16]. To produce a similar structure of LaFeAsO instead of using LaO, Ba is used. The materials used in this study are the compounds of BaFe₂As₂, BaFe_{1.9}Pt_{0.1}As₂, Ba(Fe_{1-x}Pt_x)As₂ and Ba_(1-x)La_xFe_{1.9}Pt_{0.1}As₂. The sintering time varies for materials when the materials are being produced. In the study, the sintering time for each material have been separately optimized and showed their reproducibility. The X-ray spectrums of many samples showed single phase and ThCr₂Si₂ type crystal structure. At the temperature 5-300K and at 90 kOe magnetic field, magnetization resistivity measurements were conducted. The results are good in agreement with its own sample series and literature. Structural and magnetic phase transition is a very surprised result by doping La for parent compound and for $x=0.6$, around 23.5 K the superconductivity occurs with maximum T_c . By doping La, the experimental data difference between ZFC and FC, for FC results with dominant diamagnetic behaviour and this is the indication of existing superconductive region in strong ferromagnetic part in the material. For $x=0.6$ by doping La T_c reaches to its maximum at 23.5 K. This result brings two important case; the first, geometric factor (pressure effect) which exists by lattice shrinkage decreases T_c value and the other one is effecting superconductivity with increasing electron contribution, using La instead of Ba atom.

YENİLİK BEYANI

DEMİR BAZLI SERAMİK SÜPERİLETKENLERİN HAZIRLANMASI VE KARAKTERİZASYONU

Arsenik bazlı çalışmaların sayısı oldukça sınırlıdır. Bu çalışma süperiletkenlik ve manyetizma ilişkisini daha net ortaya koymaktadır. Çalışmamız, literatürde bilineni teyit etmekle beraber bilinen çalışmaların daha üstüne çıkarak fiziksel birtakım olayların daha iyi anlaşılmasını sağlamıştır. T_c kritik sıcaklığına etkisi olan elementer kompozisyona yani katkılanan element ve katkı oranına bağlı değişimi incelenmiştir. $BaFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ ve $Ba_{0.7}La_{0.3}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ bileşikleri için özdirencin sıcaklıkla değişimi ve ısı kapasitesi hesapları yapılmıştır. Temel olarak çalışmamızda yapılanları aşağıda özetleyebiliriz. $Ba_{(1-x)}La_xFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örnekleri için önce örnekler sıfır alanda 4.2 K gibi düşük sıcaklıklara kadar soğutuldu. $H=20$ Oe'lik alan uygulandı ve yavaş artan sıcaklığın bir fonksiyonu olarak moment ölçülerek ZFC (zero field cooling) eğrisi elde edildi. Daha sonra sıcaklık süperiletken geçiş sıcaklığına T_c düşürülerek FC (field cooling) eğrisi elde edildi. La katkılama ile yapısal/manyetik faz geçişi oldukça sürpriz verici bir sonuçtur ve $x=0.6$ 'da 23.5 K civarında maksimum T_c ile süperiletkenlik meydana gelmektedir.

T_c 'nin altındaki sıcaklıklarda ZFC' de sıcaklık davranışı hızlıca azalmaktadır ve hemen negatif bir değerde doyuma ulaşmaktadır. Demagnetizasyon etkisini düzelttikten sonra kabaca etkin manyetik duygunluğu $4\pi\chi_{eff}$ hesapladık. Deneyde kullandığımız örneğimiz silindirik şekildedir. Bu değerler $x=0.3$ 'e kadar yaklaşık olarak -1'dir. Bu ise sistemin tamamen korunduğunu göstermektedir. La katkısı ile T_c altında ölçülen alan soğutmalı moment M_{FC} önemli derecede azalmaktadır. La katkılması ile deneysel ZFC ve FC verileri arasındaki fark, FC durumunda oldukça diamanyetik baskılamayla sonuçlanan, güçlü ferromanyetik kısım içindeki süperiletken ortak bölgelerinin varlığı ile açıklanabilir. Çok miktarda La katkılı $Ba_{0.05}La_{0.95}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örneği için daha önce yüksek T_c seramik malzemelerde görülmüş isede, La katkısının manyetik davranışı oldukça sıra dışı ve FeAs katkılı süperiletkenlerde çok sık karşılaşılmayan bir davranışı ortaya koymuştur. La malzemesi için x 'e karşı T_c 'ti mıknatıslanma verileri kullanarak değerlendirdik. T_c önce azalmakta ve sonra La katkılanması ile $x=0.6$ için $T_c=23.5$ K maksimumuna ulaşmaktadır. Bu sonuca bakıldığında T_c için iki önemli durumu ortaya

çıkarmaktadır; geometrik faktor (basınç etkisi) bu örgü büzüşmesi ile ortaya çıkmaktadır ve T_c değerini düşürmektedir diğeri ise Ba yerine La'yı kullanarak elektron katkısını arttırarak süperiletlenliği etkileyebiliriz.

Çalışmamızın diğeri bir kısımda sıcaklığa bağlı öz direnç değişiminin gözlemlenmesi üzerinedir. Numunelerimiz $\rho(T)$ $x=0.4$ dışında metalik davranış göstermektedir, öz direnç sıcaklığın azalmasıyla yavaş bir şekilde artmaktadır. $BaFe_2As_2$ örneği dışındaki tüm örneklerde $\rho(T)$ eğrisi hızlı bir düşüş yaşamaktadır. T_c altında tüm örneklerin öz dirençleri sıfıra yaklaşmaktadır fakat $x=0.4$ örneği için $\rho(T)$, $T=5$ K'de küçük bir değerde değişmemektedir.

Faz diyagramından elde edilen öz direnç verisi, mıknatıslanma verilerinden elde edilenle oldukça benzerdir. Ebeveyn örnek için öz direncin sıcaklık bağımlılığı literature ile tamamen aynı davranışı göstermektedir. Burada $T_{SDW}=140$ K' de yapısal faz geçişi (tetragonal den ortorombik) antiferromanyetik AFM düzende görülmektedir. Bu yapısal faz geçiş durumuna Pt katkılı $BaFe_2As_2$ örneği direnmektedir ve bu sonuçlar IEEE' de yayınlanacaktır.

Çalışmamızda, bunlara ilaveten, bu malzemelerin elektronik ve fonon davranışları için ısı kapasitesini analiz ettik. Katkısız $BaFe_2As_2$ 'de elektronik terimi γ düşük sıcaklıklarda $\gamma=0.016$ 'dan oda sıcaklığına yakın bir sıcaklıkta $\gamma=0.093/(\text{mol K}^2)$ 'e yükselir bu sonuç diğeri çalışmalara oldukça yakındır. Bu sonuçlar Debye- yaklaşımı fitinden gelmektedir; Debye sıcaklıkları, düşük ve yüksek sıcaklık fitleri arasında çok küçük bir artım sergilemektedir. Bu çalışmamızda detaylı olarak verilmiştir.

Katkılı malzemelerde zengin bir elektronik terimi bulduk. Katkılı malzemelerde, indirgenmiş terimlerle geliştirilmiş bir elektronik terimi buluruz: Pt katkılı malzeme için Debye fitting parametrelerinde küçük bir değişim $x=0$ 'da düşük sıcaklıkta $\gamma=0.020$ J/(mol K²) iken yüksek sıcaklıkta 0.067 J/(mol K²)'e yükselmektedir, aynı şekilde $x=0.3$ iken bu artım $\gamma=0.011$ ' den $\gamma=0.036$ J/(mol K²)'e yükselmektedir. Bu çalışmada örneklerdeki, değişen elektron durum yoğunluğu ve Pt katkısı ile etkilenmiş mümkün pseudogap durumlarını inceledik.

$BaFe_2As_2$ ve La katkılı $BaFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ polikrital örnekleri başarılı bir şekilde katı hal reaksiyonu metoduyla hazırladık. Alınan x ışını spektrumu örneklerin çoğunlukla tekil fazda ve $ThCr_2Si_2$ tipi kristal yapıya sahip olduklarını gösterdi. 5-300 K sıcaklık

aralığında ve 90 kOe' e kadar uygulanan manyetik alanla mıknatıslanma, özdirenç ve ısı kapasitesi ölçümleri yaptık. Bu sonuçları birbiri ile uyum içerisinde ve literatürde verilen benzer örnek kompozsyon serileri ilede benzer sonuçlar vermiştir. Çalışmamız dünyaca prestijli bilim dergileri arasında olan IEEE dergisine, Thermodynamic Properties of BaFe_2As_2 and Magnetic Superconductor $\text{Ba}_{(1-x)}\text{La}_x\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ başlığında gönderilmiştir.

Haziran, 2014

Doç. Dr. Mustafa ÖZDEMİR

Adil GÜLER

Prof.Dr. Yıldırhan ÖNER

SEMBOLLER

a	: Düzlem içi örgü parametresi
b	: Düzlem içi örgü parametresi
c	: Düzlem dışı örgü parametresi
K	: Kelvin
°C	: Santigrat derece
Å	: Angstrom
T_c	: Curie sıcaklığı
T_N	: Neel sıcaklığı
χ	: Duygunluk
H	: Dış manyetik alan
M	: Mıknatıslanma
ρ	: Özdirenc
J_c	: Kritik akım yoğunluğu
H_C	: Giderici alan
Mr	: Kalıcı mıknatıslanma
Ms	: Doyum mıknatıslanması
B	: Manyetik Etki
L	: indüktans
R	: Direnc
φ₀	: Manyetik akı
δQ	: Sistem tarafından sogurulan ısı
δW	: Sistemin dış parametlerinin değişmesinden dolayı sistemin yaptığı iş
δE	: Sistemin iç enerjisidir
S	: Sistemin entropisi
F	: Sistemin serbest enerjisi
δF	: Sistemin serbest enerjisi değişimi
C_s	: Süperiletkenlik durumunda ısı sığası
C_n	: Normal durumda ısı sığası
$\vec{k}_1$	: Dalga vektörü
q	: Yaratılan fononun dalga vektörü

$\epsilon_{\mathbf{k}1}$	: $\vec{k}_1$ durumunda elektron enerjisi
$\epsilon'_{\mathbf{k}1}$	: $\vec{k}'_1$ durumunda elektron enerjisi
ω_D	: Debye frekansı
$\lambda(T)$	: London nüfuz etme derinliği
M_+	: Maksimum mıknatıslanma
M_-	: Minimum mıknatıslanma

KISALTMALAR

SDW	: Spin yoğunluk dalgası
BSC	: Bardeen, Cooper ve Schrieffer teorisi
ZFC	: Sıfır alanda soğuma
FC	: Alanda soğuma
HTSC	: Yüksek sıcaklıklı süperiletken
AFM	: Antiferromanyetizma
XRD	: X Işınları Kırınımı
PPMS	: Fiziksel Özellik Ölçüm Sistemi
VSM	: Titreşen Örnek Manyetometresi
XRR	: X-ışını yansıması

ŞEKİL LİSTESİ

SAYFA

Şekil 1.1.	Civa elementinin direnç-sıcaklık grafiği	1
Şekil 1.2.	I. Tip süperiletkenlerin manyetik alandaki durumları	2
Şekil 1.3.	II. Tip süperiletkenlerin manyetik alandaki durumları.....	3
Şekil 1.4.	Kritik sıcaklığa göre süperiletkenin manyetik durumu	3
Şekil 1.5.	Öz ısının sıcaklığa bağlılığı	6
Şekil 2.1.	Elektron-fonon etkileşmesi diyagramı	9
Şekil 2.2.	BCS modelinde Fermi yüzeyine yakın elektronların fononlarla etkileşirler.....	10
Şekil 2.3.	a) Konvensiyonel II. tür süperiletken (kesiksiz çizgi) için dengede tersine mıknatıslanmayı göstermektedir $T \leq T_c$ b) Konvensiyonel II tür süperiletken için manyetik indüktas $B(H)$ 'nin şematik gösterimidir.	11
Şekil 2.4.	Lokal olarak indüklendirmiş $B(r)$ 'nin etkisi a) ve bu etkiye bağlı olarak ersine yüzey akımları b) $H \leq H_{c1}$ (sol kısım) ve $H \geq H_{c1}$ (sağ kısım) için II tür silindirik süperiletken malzemedir. Burada λT London nüfuz etme derinliğinde örneğin yüzeyinde sınırlanmış akımları göstermektedir.....	12
Şekil 2.5.	Dış I akımı akımının etkisinde süperiletken içinde akım dağılımını göstermektedir. Dışarıdan uygulanan eksra bir alan yoktur.	12
Şekil 2.6.	Manyetik sistemlerin özellikleri.....	16
Şekil 2.7.	Ferromanyetik Gd, Fe ve Ni elementlerinin mıknatıslanmasının sıcaklığa bağlı değişimi. Siyah noktalar deneysel sonuçları sürekli çizgiler ise teorik sonuçları göstermektedir.	21
Şekil 2.8.	$CeO_{1-x}F_xFeAs$ bileşiğinin (T ; x) düzleminde faz diyagramı	24
Şekil 2.9.	(a) $LaOFeAs$ (111)'in (b) $BaFe_2As_2$ (122)'nin kristal yapısı	27
Şekil 2.10.	Boşluk katkılı $Pr_{0.75}Sr_{0.25}OFeAs$ bileşiği için Hall katsayısı R_H sıcaklık bağımlılığı [34]	29
Şekil 2.11.	$La_{1-x}Sr_xONiAs$ bileşiğinin iki örneği için Hall katsayısı.....	30
Şekil 2.12.	Farklı kobalt konsantrasyonlarında $LaOFe_{1-x}Co_xAs$ bileşiğinin elektriksel direncinin sıcaklık bağımlılığı	32
Şekil 2.13.	$LaOFe_{1-x}Co_xAs$ 'nin (T,x) düzleminde faz diyagramı	32
Şekil 2.14.	$SmO_{0.9}F_{0.1}FeAs$ bileşiğinde süperiletken durumun (a) elektriksel direncin, (b) manyetik duyarlılığın χ , (c) sıcaklıkta χ 'in türevinin'nin sıcaklık bağımlılığı ile ortaya konulduğu şekilde gösterimi	33
Şekil 2.15.	(a) Sıcaklık fonksiyonu olarak, oksijen yetersizliği olan süperiletken $ReO_{1-x}F_xAs$ bileşiklerinin elektriksel direnci ve (b)manyetik duyarlılıktır.....	34
Şekil 2.16.	Kafes parametresi a fonksiyonu olarak $ReO_{1-\delta}FeAs$ bileşiklerinin dizisinde T_c sıcaklığı	34
Şekil 2.17.	a) Farklı manyetik alanlarda elektriksel öz direnç b) $LaO_{0.89}F_{0.11}FeAs$ için H_{c2} değerlerinin sıcaklık bağımlılığı.....	35
Şekil 2.18.	(a) $LaOFeAs$ için farklı basınçlardaki elektriksel direncin ölçümlerinden elde edilen (T,P) faz diyagramı, (b) $LaO_{1-x}F_xFeAs$	

	bileşiklerinde basınç ile T_c 'nin değişimi. Katkılı bileşiklerin verileri [69,71]'den alınmıştır.	37
Şekil 2.19.	İki $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ bileşiği ve oksijen boşlukları olan bir LaO_8FeAs bileşiği için basınç ile birlikte süper iletkenlik geçiş sıcaklığının değişimi göstermektedir.	38
Şekil 2.20.	$\text{LaO}_{0.9}\text{F}_{0.1}\text{FeAs}$ bileşiği için basınç altında (a) kafes parametreleri ve (b) süper iletkenlik geçiş sıcaklığı değişimi.	38
Şekil 2.21.	Kafes parametresi fonksiyonu olarak ReOFeAs bileşikleri için (a) T_c ve (b) T_N . Siyah noktalar $y=0; 0.3; 0.5; 0.7$ itriyum konsantrasyonu seviyelerinde $\text{La}_{1-y}\text{Y}_y\text{F}_{0.15}\text{FeAs}$ bileşiği için T_c ve T_N değerlerini göstermektedir.	39
Şekil 2.22.	(a) Sıcaklığa bağlı nötron kırınım verilerine göre LaOFeAs 'deki manyetik Bragg pikinin yoğunluğudur. Deneysel nokta ve kareler farklı difraktometrelerdeki ölçümlere karşılık gelmektedir. (b) Fe alt kafesinde manyetik düzenlenmeyi göstermektedir.	41
Şekil 3.1.	LaFeAsO bileşiğinin arabileşiklerinin hazırlanması için fırının çalışma grafiği.	44
Şekil 3.2.	LaFeAsO bileşiğinin hazırlanması için fırının çalışma grafiği.	44
Şekil 3.3.	BaFe_2As_2 bileşiğinin arabileşiklerinin hazırlanması için fırının çalışma grafiği.	45
Şekil 3.4.	BaFe_2As_2 bileşiğinin hazırlanması için fırının çalışma grafiği.	46
Şekil 3.5.	Bu çalışmada kullanılan Quantum Design PPMS VSM Sistemi.	50
Şekil 3.6.	PPMS sistemi GYTE Fizik Bölümü.	52
Şekil 3.7.	Örnek şekillendirmek için kullanılan kalıp.	52
Şekil 3.8.	Direnç ölçümü için yeniden şekillendirilerek 850°C de tavllanmış örnekler.	53
Şekil 3.9.	Direnç ölçümleri için kullanılan örnek tutucu ve sabitlenerek kontakları atılmış örnek.	54
Şekil 3.10.	Direnç ölçümleri için kullanılan sistemin şeması.	54
Şekil 3.11.	Direnç ölçümleri için kullanılan sistemin fotoğrafı.	55
Şekil 3.12.	Direnç ölçümleri için kullanılan sıcaklık algılayıcı termometrenin Sıcaklık Direnç değişimi.	55
Şekil 3.13.	Direnç ölçümleri için kullanılan Labview programının ekran görüntüsü.	56
Şekil 3.14.	Direnç ölçümlerinde soğuma hızını yavaşlatmak için kullanılan cam düvür.	57
Şekil 4.1.	BaFe_2As_2 örneğinin XRD paterni ve fit edilmiş hali ile yapılan başka bir çalışmanın pik uyumunu göstermektedir.	59
Şekil 4.2.	BaFe_2As_2 örneği için 300-5 K arasında ZFC ve FC değişim grafiği.	60
Şekil 4.3.	BaFe_2As_2 örneği için Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği.	61
Şekil 4.4.	BaFe_2As_2 örneği için 250-4.2 K arasında Öz direnç-Sıcaklık değişimi.	62
Şekil 4.5.	$\text{BaFe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneğinin XRD paterni ve fit edilmiş hali.	63
Şekil 4.6.	$\text{BaFe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 300-5 K arasında ZFC ve FC değişim grafiği.	64
Şekil 4.7.	$\text{BaFe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için Manyetik alan-mıknatıslanma değişim grafiği.	65
Şekil 4.8.	$\text{BaFe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için öz direncin sıcaklığa bağlı değişim grafiği.	66
Şekil 4.9.	$\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Pt}_x)_2\text{As}_2$ örnekleri için adım değişimli örnek tavlama grafiği.	67

Şekil 4.10.	Ba(Fe _{1-x} Pt _x) ₂ As ₂ Örnekleri için örgü parametrelerinin örneklerin kontentine bağlı değişimi	68
Şekil 4.11.	BaFe _{1.8} Pt _{0.2} As ₂ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği.....	70
Şekil 4.12.	BaFe _{1.7} Pt _{0.3} As ₂ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği	71
Şekil 4.13.	BaFe _{1.6} Pt _{0.4} As ₂ örneği için 140-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği.....	72
Şekil 4.14.	BaFe _{1.5} Pt _{0.5} As ₂ örneği için 60-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği.....	73
Şekil 4.15.	BaFe _{1.4} Pt _{0.6} As ₂ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği.....	74
Şekil 4.16.	BaFe _{1.8} Pt _{0.2} As ₂ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve dp/dT nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği.....	76
Şekil 4.17.	BaFe _{1.7} Pt _{0.3} As ₂ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve dp/dT nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği.....	77
Şekil 4.18.	BaFe _{1.6} Pt _{0.4} As ₂ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve dp/dT nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği.....	78
Şekil 4.19.	BaFe _{1.5} Pt _{0.5} As ₂ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve dp/dT nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği.....	79
Şekil 4.20.	Ba _{1-x} La _x Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örnekleri için adım değişimli örnek tavlama grafiği	80
Şekil 4.21.	Ba _{1-x} La _x Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ Örnekleri için örgü parametrelerinin örneklerin kontentine bağlı değişimi	81
Şekil 4.22.	Ba _{0.97} La _{0.3} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği.....	83
Şekil 4.23.	Ba _{0.97} La _{0.3} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği.....	84
Şekil 4.24.	Ba _{0.6} La _{0.4} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği.....	85
Şekil 4.25.	Ba _{0.4} La _{0.6} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği	86
Şekil 4.26.	Ba _{0.2} La _{0.8} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği.....	87
Şekil 4.27.	Ba _{0.05} La _{0.95} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği.....	88
Şekil 4.28.	Ba _{0.97} La _{0.03} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve dp/dT nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği	90
Şekil 4.29.	Ba _{0.9} La _{0.1} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve dp/dT nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği	91
Şekil 4.30.	Ba _{0.7} La _{0.3} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve dp/dT nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği	92
Şekil 4.31.	Ba _{0.6} La _{0.4} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve dp/dT nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği	93
Şekil 4.32.	Ba _{0.4} La _{0.6} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve dp/dT nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği	94
Şekil 4.33.	Ba _{0.2} La _{0.8} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve dp/dT nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği	95

Şekil 4.34.	$\text{Ba}_{0.05}\text{La}_{0.95}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç- sıcaklık değişim grafiği ve $d\rho/dT$ nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği	96
Şekil 4.35.	$\text{BaFe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ ve iç grafik $\text{Ba}_{0.7}\text{La}_{0.3}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örnekleri için ısı kapasitesi	97
Şekil 4.36.	$\text{Ba}_{0.7}\text{La}_{0.3}\text{Pt}_{0.1}\text{Fe}_{1.9}\text{As}_2$ örneği için sıcaklığa bağlı ısı kapasitesi ölçüm grafidir	98
Şekil 4.37.	LaOFeAs (1111) örneği için 250-5 K arasında sıcaklığa bağlı manyetik moment grafiği	98
Şekil 4.38.	LaOFeAs (1111) örneği için (0-90) derece aralığında XRD ölçüm grafisi	99

TABLO LİSTESİ

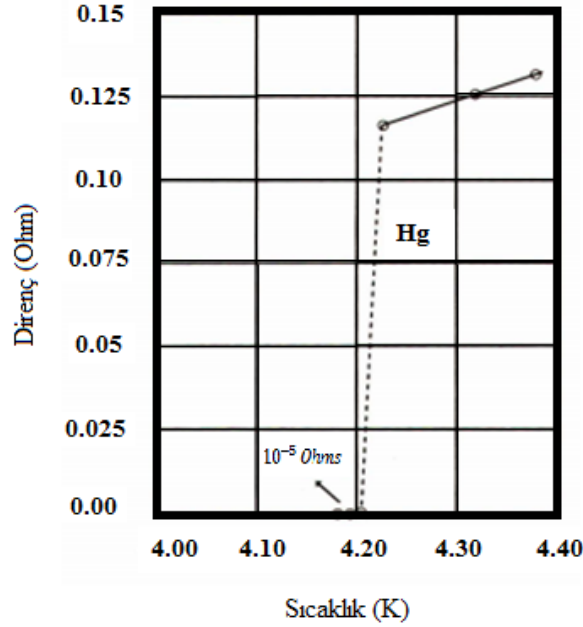
SAYFA

Tablo 2.1.	En düşük süper iletkenlik geçiş sıcaklıkları ReOFeAs bileşiklerinin katkılanmasıyla elde edilmiştir. En alt iki sırada, katkısız bileşiklerin kafes parametreleri verilmiştir.	27
Tablo 4.1.	Değişik sıcaklıklarda BaFe ₂ As ₂ örneği için öz direnç değerleri.	61
Tablo 4.2.	Değişik sıcaklıklarda BaFe ₂ As ₂ örneği için öz direnç değerleri.	65
Tablo 4.3.	Ba(Fe _{1-x} Pt _x) ₂ As ₂ örnekleri için örgü parametreleri.	67
Tablo 4.4.	Ba(Fe _{1-x} Pt _x) ₂ As ₂ örnekleri için mıknatıslanma sonuçlarından elde edilen değerler	69
Tablo 4.5.	Değişik sıcaklıklarda BaFe ₂ As ₂ örneği için öz direnç değerleri	75
Tablo 4.6.	Ba _{1-x} La _x Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örnekleri için örgü parametreleri	81
Tablo 4.7.	Ba _{1-x} La _x Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂ örnekleri için mıknatıslanma sonuçlarından elde edilen değerler	82
Tablo 4. 8.	Değişik sıcaklıklarda BaFe ₂ As ₂ örneği için öz direnç değerleri	89

1. GİRİŞ

1.1. Süperiletkenliğin Tarihçesi

Süperiletkenlik olayı elektronların özel bir kuantum yoğunlaşmasıdır. Başka bir ifadeyle, bir maddenin uygulanan akımlara karşı sıfır direnç göstermesi durumudur. Periyodik sistemin birçok metal elementinde ve alaşımlarında, yarıiletkenler ve yarımetal bileşiklerde bu durum gözlenir. Süperiletkenlik ilk olarak 1908 yılında Heike Kamerling Onnes'in 4.19 K sıcaklığında helyum gazını sıvılaştırmasının ardından 1911 yılında, 4.19 K 'de saf cıvanın direncinin sıfıra düştüğünün bulunmasıyla keşfedilmiştir (Şekil 1.1).



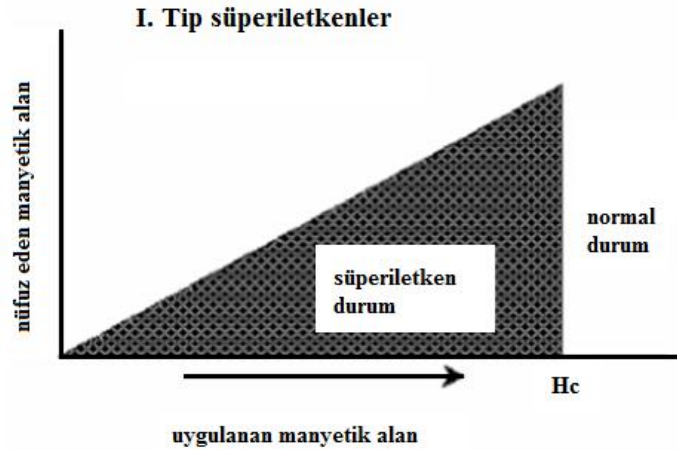
Şekil 1.1. Cıva elementinin direnç-sıcaklık grafiği

W. Hans Meissner ve Robert Ochsenfold 1933 yılında magnetik alandaki süperiletkenlerin magnetik alanı dışarladığını gözlemlediler. Süperiletkenliğin ilk fenomenolojik teorisi 1935 yılında London kardeşler tarafından ileri sürülmüştür. Bu teori süperiletkenliğin iki temel özelliği olan sıfır dirence sahip olmak ve diamanyetik özelliklerini açıklar. Süperiletkenliğin ikinci makroskopik teorisi Ginzburg-Landau teorisidir. 1957 yılında John Bardeen, Lean Cooper ve Robert Schrieffer tarafından süperiletkenliğin ilk mikroskopik teorisi olan BCS teorisi geliştirilmiştir. Daha sonra L.P.Gorkov yüksek sıcaklıklarda Ginzburg-Landau teorisi ile BCS teorisinin aynı

sonuçları verdiğini göstermiştir. 1960 yılında güçlü elektron-fonon etkileşimine sahip olan süperiletkenlerin mikroskopik teorisi Eliashberg tarafından ortaya konmuştur. Brian D. Josephson 1962 yılında iki süperiletken arasında Cooper çiftleri ile taşınan tünelleme akımının oluşacağını öngörmüştür ve kısa bir süre sonra deneysel olarak ispatlanmıştır. Süperiletkenlikle ilgili en önemli gelişme 1986 yılında J. George Bednorz ve Karl Alex Müller tarafında yüksek sıcaklık süperiletkenliğinin keşfedilmesidir. 2001 yılında MgB_2 'nin 39 K'de süperiletken olduğunun bulunması yüksek sıcaklık süperiletkenleri ile ilgili çalışmalara hız kazandırmıştır.

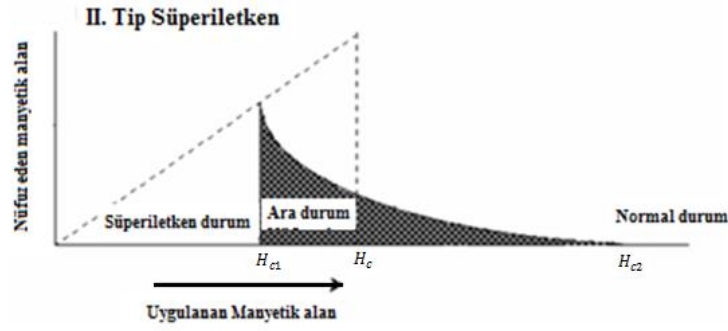
1.2. Süperiletkenliğin Temel Özellikleri

Süperiletken malzemeler manyetik alandaki davranışlarına göre iki gruba ayrılır. I. Tip süperiletkenler civa, kalay, alüminyum, toryum, kadmiyum, indiyum v.b. elementlerdir ve bunlarda Meissner etkisi tam olarak gözlenir (Şekil 1.2).



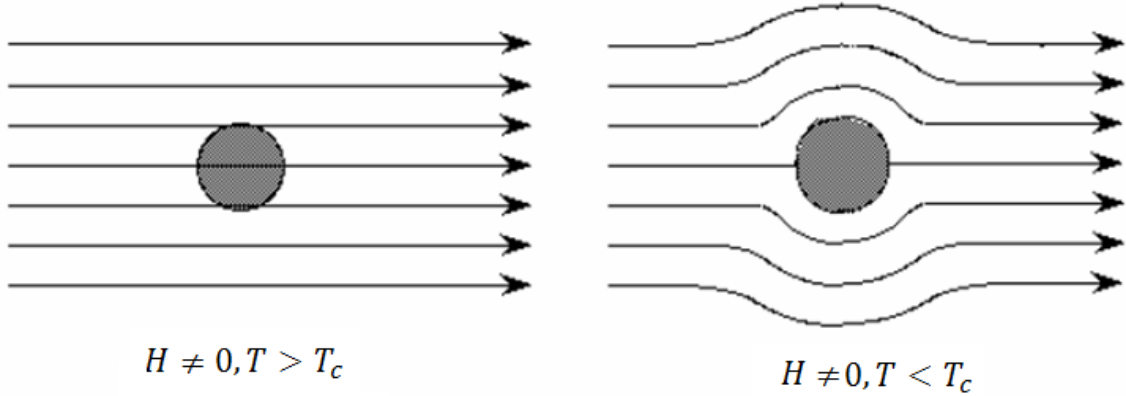
Şekil 1.2. I. Tip süperiletkenlerin manyetik alandaki durumları

Kritik manyetik alan değerleri oldukça düşük olduğu için bu elementlerden yapılan süperiletken mıknatıslar kullanışlı değildir. II. Tip süperiletkenler ise MgB_2 , NbAl, NbTi, NbN, Nb_3Sn , Nb_3Al vb. bileşikler ya da alaşımlardır. Bu tip süperiletkenlerde süperiletken fazdan normal faza geçişte bir ara durum vardır. Ara durumda süperiletken içinde manyetik akının geçtiği normal benzeri bölgeler oluşur ve bu durumda Meissner etkisi kısmen gözlenir (Şekil 1.3).



Şekil 1.3. II. Tip süperiletkenlerin manyetik alandaki durumları

Kritik manyetik alan değerleri yüksek olduğu için süperiletken mıknatıs yapımında daha çok tercih edilirler. Meissner etkisi W. Hans Meissner ve Robert Ochsenfold 1933 yılında dış manyetik alandaki süperiletkenlerin magnetik alanı dışarladığını gözlemlediler. Bu olaya Meissner etkisi denir. Bu etki, numune ister manyetik alana konup T_c 'nin altına soğutulsun, ister T_c 'nin altında iken manyetik alana konsun, her iki durumda da aynıdır. Buna göre süperiletkenler ideal bir diamanyettirler (Şekil 1.4). Ancak yukarıda da ifade edildiği gibi Meissner etkisi tam olarak I. Tip süperiletkenlerde gözlenir.



Şekil 1.4. Kritik sıcaklığa göre süperiletkenin manyetik durum,

$H < H_{cm}$ olduğu durumda süperiletken için içerde indüksiyon alanının sıfır oluşu numunenin öncesinden bağımsız olduğundan süperiletken içerisinde $B=0$ olması içsel bir özelliktir. Ayrıca bu sonuç süperiletken duruma geçişin bir faz geçisi olduğunu göstermektedir.

Süperiletkenleri normal iletkenlerden ayıran diğer bir özelliği, ρ elektiriksel öz direncinin sıfır olmasıdır. Böylece süperiletkenler aşağıdaki denklemlerle ifade edilirler:

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

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

1.2.1. Manyetik akının kuantumlanması

Bir süperiletken halkada sonsuza kadar var olan akımlar oluşturmak mümkündür. Süperiletkenlerin direnci sıfır olduğu için akımı sağlayacak bir güç kaynağına da gerek yoktur. Böyle bir akım oluşturmak için halka $T > T_c$ sıcaklığında iken bir manyetik alana konulur, bu durumda manyetik alan çizgileri halkanın içerisinde geçmektedir.

Daha sonra T_c sıcaklığının altına soğutulan halka süperiletken faza geçer. Dış manyetik alan kapatılırsa bu andan itibaren Faraday'ın indüksiyon yasası gereğince azalan manyetik akıyı karşılamak üzere halkada bir akım indüklenir. Bu akımın oluşmasının nedeni başlangıçtaki manyetik akının azalmasıdır.

Dış alan kapatıldığı için meydana getireceği akı aynı büyüklükte olmalıdır. Burada halka sonlu bir R direncine sahip olsaydı, L halkanın indüktansı olmak üzere, L/R mertebesinde bir süre içerisinde halkada oluşan manyetik akı sona erecekti. Süperiletken halkada $R=0$ olduğu için akının sıfırlanması sonsuz zaman sonra olacaktır. Bu ise süper akım ya da süperiletkenlik akımı denilen akım var iken manyetik akının “donmuş” halde olacağı anlamına gelir (Schmidt 1997). Donmuş olarak ifade edilen bu manyetik akı herhangi bir değerde de olabilir.

Bu konuyla ilgili yapılan deneyler çok önemli bir gerçeği ortaya koymuştur: Bir süperiletken içinden geçen manyetik akı sadece $\varphi_0 = 2.07 \times 10^{-7}$ Wb'nin katları olan değerler alabilir. Bilinen temel sabitler cinsinden $\varphi_0 = \pi \hbar c / e$ olarak yazılır.

1.2.2. Entropi

Termodinamiğin birinci yasası,

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

şeklinde ifade edilir. Burada δQ sistem tarafından soğurulan ısı miktarı, δW sistemin dış parametrelerinin değişmesinden dolayı sistemin yaptığı iş, δE ise sistemin iç enerjisidir.

Bir cismin sıcaklığı T ve entropisi S olmak üzere Helmholtz serbest enerjisi,

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

ile verilir. serbest enerjideki küçük bir değişim,

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

olur. Tersinir süreçlerde $\delta Q = T\delta S$ olduğu için (1.5) denkleminde,

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

elde edilir. Sistemde yapılan iş sabit olduğu durumda entropi ifadesi

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

ile tanımlanır. H_{cm} termodinamik kritik manyetik alan ve normal durum ile süperiletken durum arasındaki serbest enerji farkı $F_n - F_s = H_{cm}^2/8\pi$ olmak üzere entropi ifadesi şu şekilde yazılabilir;

$$S_s - S_n = \frac{H_{cm}^2}{4\pi} \left(\frac{\partial H_{cm}}{\partial T}\right)_W \quad (1.8)$$

Bu bağıntıya göre süperiletken durumun entropisi normal durumdan daha düşüktür. Bu da süperiletken durumun normal duruma göre daha kararlı olduğunu gösterir.

1.2.3. Öz ısı

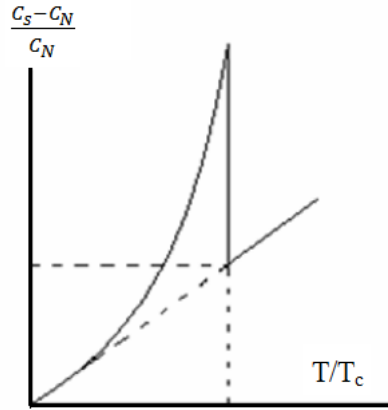
Bir maddenin öz ısı $C = T\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)$ olarak tanımlanır. Süperiletken ile normal durum arasındaki öz ısı farkı (1.8) bağıntısından bulunabilir.

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

$T = T_c$ 'de $H_{cm}=0$ olduğu için öz ısı farkı;

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

şekline dönüşür. Bu bağıntı rutgers formülüdür. Bu formüle göre $T = T_c$ 'de bir süreksizlik vardır. $T > T_c$ için öz ısı metallerde olduğu gibi sıcaklık arttıkça lineer olarak artar (Şekil 1.5).



Şekil 1.5. Öz ısının sıcaklığa bağılılığı

Şekil 1.5'de görülen sıçrama BCS teorisinden yapılan hesaplamalara göre 1.43 olarak verilmektedir.

1.3. Süperiletkenlerin Uygulama Alanları

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

Süperiletken mıknatıslarda üretilen yüksek alanlar, hızlandırıcılarda parçacıkların çok yüksek hızlara ulaşmalarını sağlamaktadır. Hali hazırdaki tüm parçacık hızlandırıcılarında sıvı helyuma dayalı süperiletkenler kullanılmaktadır. MRI adını alan manyetik rezonans görüntüleyicileri ise süperiletken mıknatısların bir diğer uygulama alanıdır. Sıvı helyum soğutmalı bu cihazlar daha masraflı olmalarına rağmen teşhiste X ışınlarına göre çok daha güvenlidir.

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

2. KURAMSAL TEMELLER

Bu kısımda BSC teorisi ve örneklerimizde görülen manyetik özelliklere istinaden temel manyetizma teorileri incelendi. Bu teori kapsamında açıklanan izotop etkisi verildikten sonra, tek ve çift bantlı süperiletkenler için BSC teorisinin öngördüğü kritik sıcaklık bağıntıları çıkarılmıştır. Daha sonra teorinin eksikliklerine yer verilmiştir.

2.1. BSC Teorisi

Bardeen-Cooper-Schrieffer teorisi (BCS Teorisi) süperiletkenliğin ilk mikroskopik teorisidir. Bu teori süperiletkenliğin mikroskopik yapısını anlatan bir modeldir. Ancak BCS teorisi bütün süperiletkenler için geçerli değildir. Özellikle son yıllar keşfedilmiş küprit süperiletkenler için bu teorinin uygulanmasında problemler yaşanmaktadır. Genellikle BCS teorisi düşük sıcaklık süperiletkenler için ($T_c < 23$ K) geçerlidir.

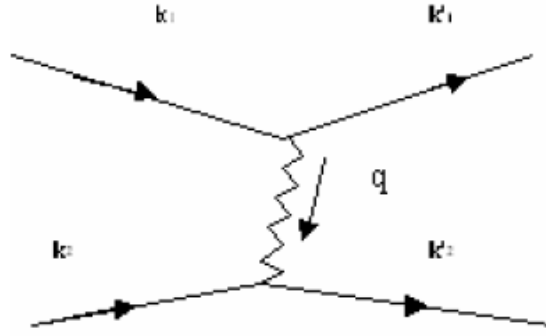
2.1.1. İzotop etkisi

Süperiletkenliğin fenomeninin anlaşılmasındaki ilk düşünce izotop etkisinin keşfiyle ortaya çıktı. Aynı süperiletken metallerin farklı izotoplarının farklı sıcaklıklara (T_c) sahip olduğu bulundu.

İzotopun kütlesi ile T_c arasındaki ilişki sabit

$$T_c - M^\alpha = \text{sabit} \quad (2.1)$$

bağıntısına uyar. M izotopun kütlesidir. Çoğu düşük sıcaklıklı süperiletken için α parametresi 0,5'e yakındır. Böylece iyonların kafesinin metallerde süperiletkenlik durumunu yaratmada aktif olduğu açıklığa kavuştu. Sonraki çalışmalar elektron ve kristal örgüsünün uyarılmaları arasındaki etkileşmelerde elektronlar arasında ilave etkileşmelerin olduğunu gösterdi. Bazı şartlarda bu etkileşim elektron – elektron çekimi halini alır. Ayrıca çekim Coulomb itme tepkisinden daha kuvvetli olduğu durumlarda metalde elektronların efektif çekimi süperiletkenlik oluşturur. Elektronlar birbirleriyle fononlar aracılığı ile etkileşirler.



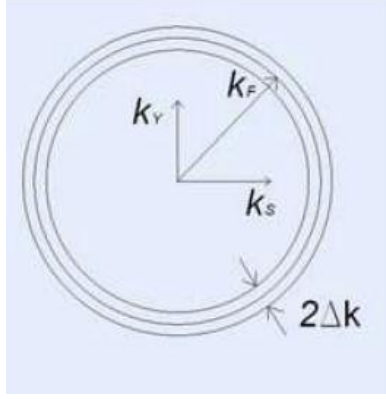
Şekil 2.1. Elektron-fonon etkilesmesi diyagramı

Bir kristal içinde hareket eden $\vec{k}_1$ dalga vektörüne sahip bir serbest elektron olması durumunda bu elektron bir titreşim oluştururarak yeni bir konum alır $\vec{k}'_1$. Yaratılan fononun dalga vektörü q olursa, momentumun korunma yasasına göre; $\vec{k}_1 = \vec{k}'_1 + q$ olur. Fonon hemen baska bir elektron $\vec{k}_2$ tarafından soğurulur ve elektron sonuç olarak $\vec{k}'_2$ durumunu alır. Başlangıçta $\vec{k}_1$ ve $\vec{k}_2$ durumunda olan iki elektron $\vec{k}'_1$ ve $\vec{k}'_2$ ve konumunu alır,

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}'_1 + \vec{k}'_2 \quad (2.2)$$

eşitliği sağlanır. Şekil 2.1'de gösterilen durum bize efektif bir elektron-elektron etkileşimini gösterir. Aynı zamanda elektron $\vec{k}_1$ 'den $\vec{k}'_1$ konumuna geçerken $\omega = \frac{(\epsilon_{k1} - \epsilon'_{k1})}{\hbar}$ frekansında elektron yoğunluğunda bölgesel osilasyona neden olur. ϵ_{k1} ve ϵ'_{k1} sırasıyla $\vec{k}_1$ ve $\vec{k}'_1$ durumlarında elektron enerjileridir. Birinci elektron kristal içinde ilerlerken bu bölgede elektron yoğunluğu yükselir. Çevredeki iyonlar bu bölgeden etkilenir ve oraya doğru yavaş yavaş elektron yoğunluğu artışını telafi edecek şekilde hareket ederler. Ancak iyonlar büyük kütlelerine ve yoğunluk artışının telafi edilmesine rağmen hareketlerine devam edecekler ve böylece aşırı pozitif yük yaratırlar. Sonuçta $\vec{k}_2$ momentumunda olan ikinci elektron bundan etkilenecek ve böylece $\vec{k}_1$ ve $\vec{k}_2$ momentumlu parçacıklar da birbirlerinden etkilenecektir.

Energileri Fermi enerjisinden $\hbar\omega_D$ kadar farklı olmayan elektronlar birbirleriyle fononlar aracılığıyla etkileşirler. Burada ω_D kristalin Debye frekansıdır. Elektronlar arasındaki çekim durumu $\omega < \omega_D$ halinde olur.



Şekil 2.2. BCS modelinde Fermi yüzeyine yakın elektronların fononlarla etkileşirler

Elektron etkileşiminin matris elemanını şu şekilde yazabiliriz:

$$V_{kk'} = \begin{cases} -V, & |\bar{\epsilon}_k - \epsilon_F| \leq \hbar\omega_D - |\bar{\epsilon}_{k'} - \epsilon_F| \leq \hbar\omega_D \\ 0, & |\bar{\epsilon}_k - \epsilon_F| > \hbar\omega_D - |\bar{\epsilon}_{k'} - \epsilon_F| > \hbar\omega_D \end{cases} \quad (2.3)$$

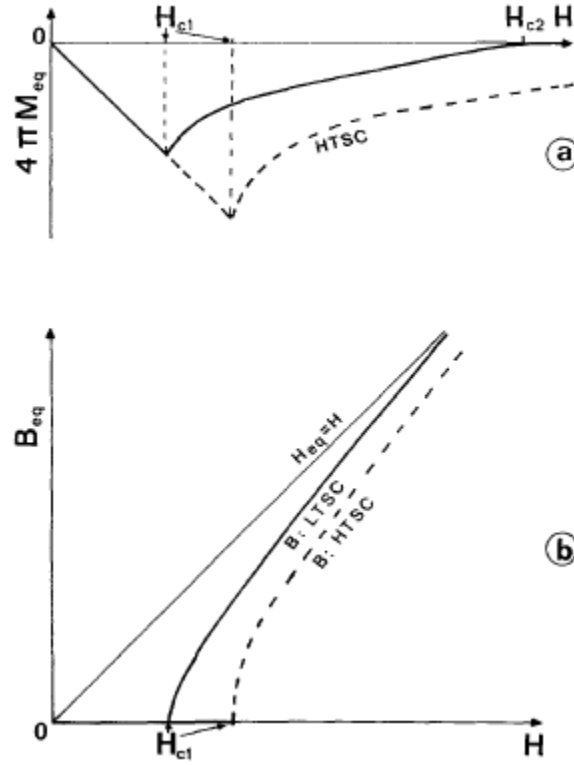
Böylece BCS modelinde sadece Fermi yüzeyi yakınında dar küresel tabakada yer alan elektronlar karşılıklı etkileşirler. Tabakanın kalınlığı $2\Delta k$, Debye enerjisi ile belirlenir.

2.1.2. Sıfır sıcaklıktaki kritik durumlar

Bu kısımda çalışmamızda ortaya çıkan süperiletkenlik manyetizasyon ve transport özelliklerinin teorik yapısı incelenecektir. Bununla birlikte kritik akım yoğunluğu, kritik duruma yakından bağlantılı olduğundan bu ilişkide kısaca açıklanacaktır. Bu kısımda ayrıca pinning modeli hakkındada bilgi verilecektir.

2.1.3. İdeal II. tür süperiletkenlerde alanlar ve akımlar

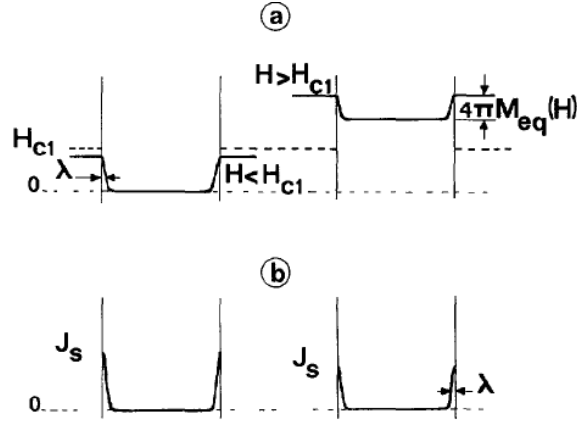
II tür süperiletkenlerde Abrikosov teorisine göre vertex yoğunluğu $B(H)A/\Phi_0$ numunenin her noktasında aynı iken yüzey noktasına yaklaşıldığında yani London nüfuz etme derinliği $\lambda(T)$ 'de değişmektedir. Buna ilaveten, $B(H)$ sadece uygulanan alan H 'ye bağımlı iken sadece sıfırdan, son değerini alan, arttırılan alana bağlı değildir yani alanda soğutma, “field cooled (FC)” ile sıfır alanda soğutma” zero field cooled” (ZFC) arasında bir ilişki vardır. $M_{cs}(H)$ ve buna bağlı $B(H)$ eğrileri şematik olarak Şekil 2.3a’da ve b’de sırasıyla verilmiştir. Genel olarak bilinen konvensiyonel malzemelerde aşağıdaki eğride olduğu gibi nisbeten düşük H_{c2} oluşur.



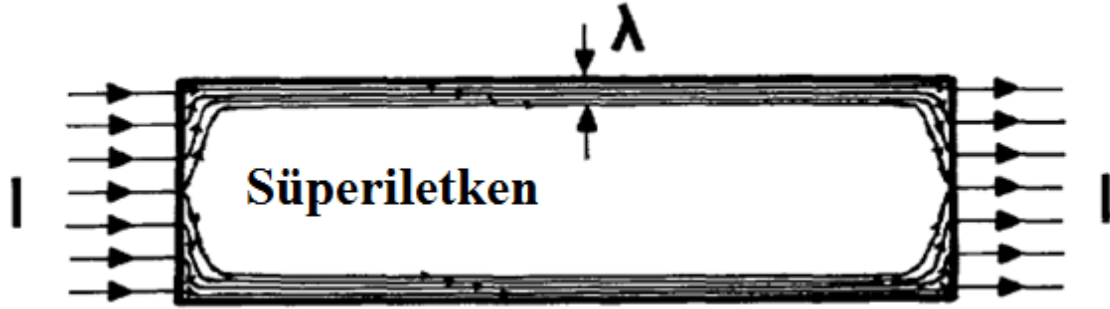
Şekil 2.3. a) Konvensiyonel II. tür süperiletken (kesiksiz çizgi) için dengede tersine mıknatıslanmayı göstermektedir ($T \leq T_c$) b) Konvensiyonel II tür süperiletken için manyetik indüktas $B(H)$ 'nin şematik gösterimidir.

Şekil 2.4 a ve b'de Şekil 2.3 a'da gösterilen denge mıknatıslanmasının London yüzey akımı ve alanlarının dağılımını göstermektedir. Şekil 2.5'de Şekil 2.4'teki aynı tel içindeki akım dağılımı görülmektedir. Burada uygulanan alan sıfıra eşit olduğunda örnek dış akım ile beslenmiştir.

Bu durumda $R \gg \lambda(T)$ limitinde ve $H=0$ 'da ortalama akım yoğunluğu H_{c1}/R (burada R örneğin yarıçapıdır). $H_{etkin} > H_{c1}$ gibi yüksek alanlarda, bulk kritik akımının $J=0$ olmasını bekliyoruz. Fakat genel durum büyük ihtimal ile daha kompleks ve J 'nin sıfırdan farklı olan akımları taşınabilir. Bunun sebebi ya London-Abrikosov yüzey akımları yada içsel (intrinsic) pinning olayıdır. Bu olay daha çok tabakalı süperiletkenlerde daha sık görülür.



Şekil 2.4. Lokal olarak indüklendirmiş $B(r)$ 'nin etkisi a) ve bu etkiye bağlı olarak tersine yüzey akımları b) $H \leq H_{c1}$ (sol kısım) ve $H \geq H_{c1}$ (sağ kısım) için II tür silindirik süperiletken malzemedir. Burada $\lambda(T)$ London nüfuz etme derinliğinde örneğin yüzeyinde sınırlanmış akımları göstermektedir.



Şekil 2.5. Dış I akımı akımının etkisinde süperiletken içinde akım dağılımını göstermektedir. Dışarıdan uygulanan ilave bir alan yoktur.

Üstteki eğrilerde H , B ve $M_{eş}$ Gauss denklemine bağlıdır :

$$B = H + 4\pi M_{eş}(H, T) \quad (2.4)$$

Bu durumda ideal tür II tip süperiletkenler için H , termodinamik alan olan $H_{eş}$ 'e denk gelmektedir. Burada London yaklaşım metodunun teorik $M_{eş}(H)$ eğrisi $H=H_{c1}$ 'de sınırsız bir eğime sahiptir. Demanyetizasyon etkilerini ihmal edersek denklemlerimiz,

$$4\pi M_{eş}(H, T) = -H \quad H \leq H_{c1} \quad (2.5)$$

$$4\pi \left[\frac{\partial M_{eş}}{\partial H} \right]_{H \rightarrow H_{c1} \rightarrow \infty} \quad (H - H_{c1} \rightarrow 0_+) \quad (2.6)$$

$$4\pi \frac{\partial M_{eş}}{\partial H} = \frac{H_{c1}}{2H \ln(\lambda/\xi)} \quad H_{c2} \gg H \gg H_{c1} \quad (2.7)$$

formunu alırlar. Bu konuda birçok bilim adamının teorik çalışmaları bulunmaktadır. Örneğin Zhidong Hao ve Clem'e göre akım döngüsünün katkısı vorteks merkezine çok yakındır. Bu durum için türettikleri denklem ise,

$$M_{eş} = -\beta(H, T) \frac{\phi_0}{8\pi\lambda^2} \ln[\alpha(H, T)H/H_{c2}] \quad (H \gg H_{c1}) \quad (2.8)$$

Burada $\alpha(H, T)$ ve $\beta(H, T)$ fit parametreleridir, alan ve sıcaklıkla çok yavaş bir şekilde değişirler. $H=H_{c1}$ 'de $M_{eş}(H)$ 'da deneysel olarak ortaya çıkan tekillik bazı fiziksel durumları ortaya çıkarır bunlar (1) demanyetizasyon alanının örneğin her yerinde sıfır olması (2) örneğin London nüfuz derinliği olan $\lambda(T)$ 'den çok daha geniş bir ölçekte nüfuz derinliği vermesidir. Bu her iki durumuda konvansiyonel süperiletkenlerde ideal olarak gerçekleştirmek oldukça zordur. Aslında burada daha yüksek J akım yoğunluğu ölçülmüş mıknatıslanma eğimi $H=H_{c1}$ 'de çok küçük değişimleri getirmektedir. Bu durum $H=H_{c1}$ 'de daha küçük tekilliği getirmektedir. Bu durum HTSC'de daha ciddi bir şekilde ortaya çıkmalıdır, çünkü burada vorteksler daha yumuşaktır (özellikle H_{c1} yakınında) ve böylece vorteksler daha kolay deforme olabilir ve potansiyel kuyusu ve herhangi bir kusur tarafındada kolayca çekilebilirler. Maxwell denklemlerinde lokal akım yoğunluğu $B(r)$ ile orantılı olduğundan, B 'nin uzaysal düzgünlüğü, II. tür süperiletkenlerin hacim yada bulk'da akım taşımayacaklarını gösterir. Bu durum bize örnekte London nüfuz derinliği $\lambda(T)$ üzerine yüzey perdeleme akımının var olduğunu gösterir. Bu duruma perdeleme (shielding) denir. Bu akımlar bize eşdeğer denge mıknatıslanması $M_{eş}(T, H)$ 'nin oluşmasını sağlar. Bundan dolayı ideal süperiletkenler teknolojik uygulamalarda kullanılmaz.

2.1.4. $T=0$ 'da kritik durum, kritik akımlar ve pinning kuvvetleri

Gerçek malzemelerde pin ve vorteks çizgileri gibi kusurlar vardır. Bu durumda pinning durumu vorteks dağılımında ve B 'de tersinmezlik oluşturur, bu sebepten dolayı mıknatıslanma $M = (-H + M)/4\pi$ olur. Bu durum dengede olmama durumundaki mıknatıslanmayı oluşturur. M_{ir} örneğin içinde var olan, kritik akım yoğunluğu J denen lokal akımlardan etkilenir. Genel olarak örnekler homojen olduklarından kritik akım yoğunluğu örnek içinde direkt olarak radyal uzanım r 'ye bağlı değildir. Bu durumda J 'nin r bağımlılığı direkt olmayarak $B(r)$ ve $T(r)$ 'ye bağlıdır.

Örneğin sınırları içerisinde tersinmez mıknatıslanmayı alan ve akım profiline ilişkilendirmek için Bean akım yoğunluğu kavramını ortaya attı. Bu durumda örnekte, her bir r noktasında kritik akım yoğunluğu J , $-J$ ve 0 değerlerinden sadece birini alacağını gösterdi. Dahası bu durumda, örneğin öz direncinin tamamen sıfır olacağını söyledi ve bu durumda mıknatıslanmada zaman rahatlaması olmayacağı sonucuna vardı. Bean modeli özellikle $H > H_p$ için kullanışlıdır, burada H_p öncelikle dış alan olarak tanımlandı ve örneğin tamamen manyetik akı etkisinde olduğu düşünüldü. Böyle bir kritik durumda ve varsayımlar altında J zayıf olarak uygulanan alana bağlıdır ve o zaman akım yoğunluğu ve denge mıknatıslanması aşağıdaki iki denklem ile histeresiz döngüsüne bağlıdır. Burada R cm, J ise A/cm^2 ve M emu/cm³ biriminde verilmiştir. Kritik akım yoğunluğu ise $J_c = 15 \frac{M_+ - M_-}{R}$ bağıntısı ile verilir. Bu ifade ile çalışmamızda kritik akım yoğunluğu hesaplanmıştır.

2.2. Maddelerin Manyetik Özellikleri

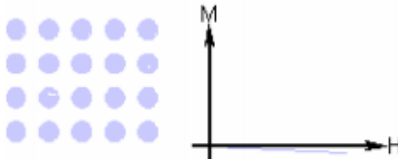
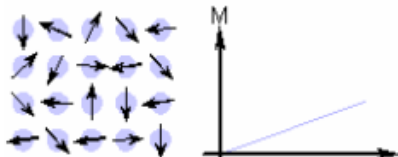
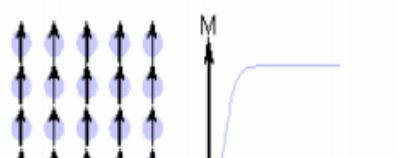
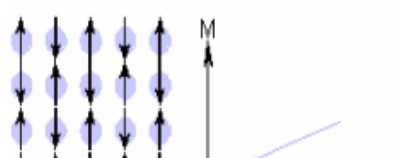
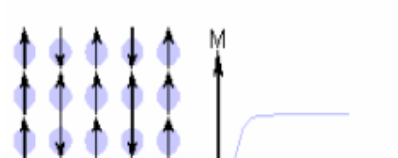
Manyetik sistemlerle, maddelerin manyetik dipol momenti arasında çok önemli bir ilişki vardır. Manyetik dipol momenti manyetizmanın kaynağını oluşturur ve maddelerin manyetik davranışlarını anlayabilmek için son derece önemlidir. Mıknatıslanmış bir maddedeki manyetik momentler iç atomik akımlardan kaynaklanır. Bu akımlar, elektronların hem çekirdek hemde kendi eksenleri etrafında ve çekirdekteki protonların kendi eksenleri etrafında dönmesinden ileri gelir. Atomik teoriye göre atomik manyetik moment μ üç kaynaktan oluşur;

- a- Elektronların kendi eksenleri etrafında dönmesinden kaynaklanan “spin açısal momentumu” S
- b- Atomun en dışındaki yörüngesinde bulunan elektronların çekirdek etrafında dönmesinden kaynaklanan “yörüngesel açısal momentumu” L
- c- Uygulanan manyetik alandan kaynaklanan yörüngesel açısal değişimler.

Manyetik momente bir elektronun yörüngesel katkısı o elektronun yörünge açısal momentumuyla orantılıdır. Orantı katsayısı $e/2m_e$ yalnızca elektronun yüküne ve kütesine bağlıdır. Elektronun negatif yükünden dolayı iki vektör μ ve L , birbirine zıt yöndedir.

Katı içerisindeki manyetik dipol momentlerinin bir dış alana ve sıcaklığa bağlı olacak şekilde birbirleriyle etkileşmeleri ve bu iç etkileşmelere bağlı olarak uzaysal yönelimleri o maddenin manyetik özelliklerini belirler. Bu özellikler, manyetik dipol momentlerinin kollektif hareketinin, çok genel olarak sıcaklık ve maddeye uygulanan bir dış manyetik alanın fonksiyonu olduğunu gösterir. Manyetik momentlerin bu davranışları bir faz aralığı ile karakterize edilir. Manyetik maddeler hangi faz aralığında iseler o fazda en düşük enerji seviyesine sahip oldukları kabul edilir. Bir manyetik maddenin bir fazda sahip olduğu manyetizasyon, duyunluk, ses iletimi, elektriksel iletim gibi bazı fiziksel özelliklerini değıştirmesi o maddenin başka bir faza geçtiğini işaret eder. Bu faz geçişleri bir T_c kritik geçiş sıcaklığı ile karakterize edilir. Bu fazlar sınıflandırılabilir. Kolaylık açısından bu sınıflandırma χ duyunluğu dikkate alınarak yapılmaktadır.

Manyetik duyunluk maddesel ortamın bir ölçüsüdür ve ortamdan ortama değışir. Manyetik alan içinde bulunan atomlar bu alana zıt ya da alanla aynı yönde bir manyetik moment oluştururlar. Bu nedenle ya itilir ya da çekilirler. Bir maddenin manyetik özellikleri bakımından hangi sınıfta yer aldığının saptanması için bir magnetometre yardımıyla maddenin manyetik duyunluğu ölçülür. Ölçüm sonucundaki duyunluk büyüklüğü ve işareti örneğin hangi tür özellik gösterdiğini ifade eder. Ayrıca maddenin manyetik durumu, mıknatıslanma vektörü ile anlatılır. Mıknatıslanma (M) birim hacimdeki net manyetik dipol momentine denir. Maddelerin manyetik özelliklerini karakterize etmekte mıknatıslanmanın (M) büyüklüğü ve işareti kadar uygulanan alan H ile değışimi de önemli yer tutar. Manyetik sistemler; diamanyetik, paramanyetik, ferromanyetik, anti-ferromanyetik ferrimanyetik ve spin-camlar olmak üzere sınıflandırılabilir. Bu bölümde, manyetik maddelerle ilgili yapılan bu sınıflandırmanın temel kavramlarını vereceğiz. Şekil 2.6 de bu maddelerin özellikleri kısaca belirtilmektedir.

Manyetizma Türü	Duygunluk	Atomik / Manyetik Davranış
Diamanyetizma	Küçük ve negatif	
Paramanyetizma	Küçük ve pozitif	
Ferromanyetizma	Büyük ve pozitif	
Antiferromanyetizma	Küçük ve pozitif	
Ferrimanyetizma	Büyük ve pozitif	

Şekil 2.6. Manyetik sistemlerin özellikleri

2.2.1. Diamanyetizma

Elektronik yapılarından dolayı net manyetik momenti olmayan bir çok malzeme vardır. Moleküller göreceli olarak yoğun sıvı ya da katı oluştursa bile dışardan manyetik alan uygulamadıkça çoğu malzemenin M mıknatıslanması sıfırdır. Ama dışardan bir manyetik alan uygulandığında moleküllerin, küçük de olsa bir manyetik momentleri oluşur. Moleküllerin bu manyetik momentlerini dışardan uygulanan alan indükler. İndüklenmiş manyetik moment uygulanan manyetik alana zıt yöndedir. Böylece

maddenin mıknatıslanması manyetik alana zıt yönde oluşur. Bu tür maddelere diyamanyetik maddeler denir. Diyamanyetik maddeler dış manyetik alanın yönü ne olursa olsun alanla zıt yönlü mıknatıslanma edinirler ve alanın daha zayıf olduğu yöne doğru kaçarlar. Bu olaya diyamanyetizma denir. Manyetik alan uyguladığımız her madde atom ve moleküllerden oluştuğu için bir ölçüde diyamanyetiktir. Genellikle tüm yörüngeleri dolu olan maddelerde diyamanyetizmayı görebiliriz. Örneğin soygazlar. Çünkü diğer manyetik özellikler ancak atomun dolmamış elektron yörüngeleri varsa ortaya çıkar. Diyamanyetik bir maddeyi alan dışına iten kuvvetin büyüklüğü çok küçük olduğundan böyle malzemelerin manyetik alanla etkileşmelerini gözlemlemek oldukça zordur. Yapılan araştırmalar maddelerin diyamanyetik özelliklerinin temelde sıcaklıktan bağımsız olduklarını ve manyetik momentin genellikle alanla orantılı olduğunu göstermiştir. Diamagnetik maddenin duygunluğu negatiftir ($\chi < 0$) ve M ve H zıt yönlüdür.

2.2.2. Ferromanyetizma

Demir (Fe), Nikel (Ni), Kobalt (Co), Gadolinyum (Gd) ve Disprosyum (Dy) manyetik olarak oldukça kuvvetli maddeler olup bu maddelere ferromanyetik maddeler denir.. Bu maddeler zayıf bir dış manyetik alan içinde bile birbirlerine paralel olarak yönelmeye çalışan atomik dipol momentlere sahiptirler. Dış manyetik alan kaldırılrsa bile madde içerisinde paralel olarak yönelen dipol momentler aynı yönde sürekli olarak kalmaya devam ederler. Bu etki manyetik dipol momentlerinin birbirleriyle etkileşimden kaynaklanır. Bu etkileşimler, kuantum mekaniksel etkileşimlerin bir sonucudur. Bu yaklaşım komşu momentlerin paralel olmasına enerji açısından izin verir. Ferromanyetik maddelere etkiyen çekme kuvveti oldukça büyüktür. Diyamanyetik ve paramanyetik maddelere etkiyen kuvvet dış alan şiddetinin karesiyle orantılı olduğu halde, ferromanyetiklerde doğrudan alan şiddetiyle orantılıdır. Dolayısıyla ferromanyetik maddeler dış alan değişmelerinden diğer manyetik maddeler kadar etkilenmez. Ferromanyetik maddeler domain (bölge) denilen yapılara ayrılmıştır. Bu bölgelerin her biri tam olarak kendiliğinden mıknatıslanmıştır. Yani bölgelerin her birindeki manyetik momentlerin tamamı belirli bir yöne dizilmişlerdir. (Şekil 2.6) Bunların mıknatıslanma yönleri uygulanan alanla değiştirilebilir. Fakat büyüklükleri çok az değiştirilebilir. Sıcaklık artırılarak bu bölgelerin mıknatıslanmaları belirli bir

sıcaklığın üzerinde kaldırılabilir. Bu sıcaklığa Curie sıcaklığı denir. Ferromanyetik maddeler çok küçük manyetik alanlarda (1 Oe gibi) doyuma ulaşabilirler.

Domaindeki kendiliğinden mıknatıslanmayı oluşturan iç alanların kaynağı manyetik etkileşimler değildir. Bu kuvvetlerin kaynağı değiş-tokuş denilen bir etkileşimdir. Bu etkileşim 1926 yılında Heisengerg tarafından keşfedilmiştir. Bu kuantum mekaniksel bir sonuçtur. Bu etkileşim hareket durumlarına bağlı olarak iki komşu elektronun spinlerinin paralel veya antiparalel yönelmesine neden olur. Spinler antiparalel ise, tüm bu kuvvetlerin toplamı çekicidir ve yapı karalıdır. Spinler paralel ise, atomlar birbirini iter. Değiş-tokuş etkileşimi olarak tanımlayacağımız bu etkileşim Pauli dışarlama etkisini de içermektedir. Bu değiş tokuş etkileşimi elektrostatik kaynaklı olup manyetik kuvvetlerden çok büyüktür.

Ferromanyetik maddeler kendi içerisinde sert ve yumuşak ferromanyetler diye sınıflandırılır. Sürekli olarak mıknatıslanma durumunu koruyan ferromanyetlere sert ferromanyetik, mıknatıslanmasını sürekli olarak korumayan ferromanyetlere de yumuşak ferromanyetler denir. Örneğin demir ferromanyet olmasına rağmen mıknatıslanması kalıcı değildir.

2.2.3. Antiferromanyetizma

Manyetik maddelerin bir türünde ferromanyetik maddenin tersi bir türdür. Ferromanyetlerde spin yönelimleri aynı yönde iken antiferromanyetlerde birbirine zıt olacak şekilde spin yönelimleri vardır Şekil 2.6. Antiferromanyetizmanın kuramı ilk kez Neel tarafından verilmiştir. Antiferromanyetik bir maddenin manyetik duyunluğu, tüm sıcaklıklarda pozitif ve küçüktür. Fakat sıcaklık azaldıkça duyunluk önce artar ve $T=T_N$ Neel sıcaklığında pek keskin olmayan bir maksimumdan geçerek azalmaya başlar. Madde T_N Neel sıcaklığının üstünde paramanyetik, altında antiferromanyetiktir. Antiferromanyetik maddelerde, T_N kritik sıcaklığının altında spinlerin birbirine zıt yönelme eğilimleri, bu sıcaklık aralığındaki termal enerjiye oranla oldukça büyüktür. Bu nedenle antiferromanyetik maddeye iç içe girmiş ve zıt yönlerde mıknatıslanmış iki alt örgüden oluşmuş gözüyle bakabiliriz. Burada, her bir alt örgü aynı ferromanyetizmada olduğu gibi, kendiliğinden mıknatıslanmış örgüler olarak düşünülebilir. Açık olarak, antiferromanyetik madde, net bir kendiliğinden

mıknatıslanmaya sahip değildir. Antiferromanyetik maddelerin büyük bir kısmı, iyonik bileşiklerdir; oksitler, sülfidler, kloritler v.b. Bu maddeler ticari öneme pek sahip değildirler; daha ziyade bilimsel yönden ilginçtirler.

2.2.4. Ferrimanyetizma

İki farklı manyetik iyon bulunan bileşiklerdir. Bazı seramik malzemelerde değişik tür iyonlar farklı manyetik momentlere sahiptir ve bu manyetik momentler birbirlerine ters yönde paralel dizilmiştir. Bileşke manyetik moment ise zıt yöndeki manyetik momentlerin farkına eşittir. Manyetik alan etkisinde ferromanyetlere benzer davranış gösterirler.

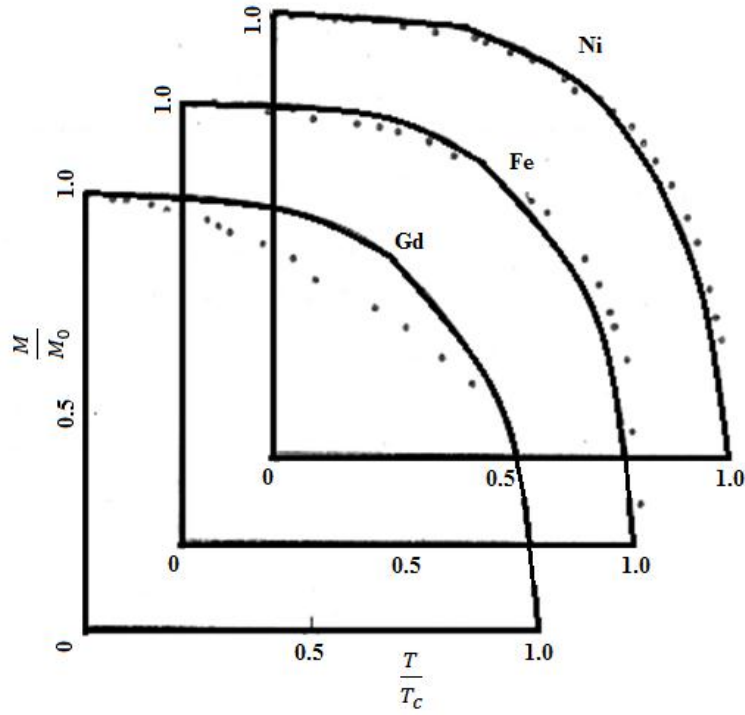
Ferromanyetik, ferrimanyetik ve antiferromanyetik maddelerin manyetik momentleri bir tür iç etkileşimden dolayı kendiliklerinden sıralanmış durum gelirler. Ferromanyetik maddelerde manyetik momentleri paralel hale getirmeye çalışan bu etkileşim pozitif iken ferrimanyetik ve antiferromanyetik maddeler için negatiftir. Ferrimanyetik ve antiferromanyetik maddeler içiçe geçmiş birbirine zıt yönde sıralanmış manyetik momentlere sahiptirler. Ferrimanyetik maddelerde bu momentlerin büyüklükleri farklı olduğundan ferromanyetikler gibi kendiliğinden mıknatıslanma gösterirler. Ancak antiferromanyetiklerde böyle bir durum yoktur. Her üç manyetik katıda da her moment diğerinden kaynaklanan bir ortalama alan görür. İşte bu etkin iç alana molekül alan denir. Bu alan maddenin mıknatıslanmasıyla orantılıdır. Ancak molekül alan modelleri manyetizmanın tam teorisi olarak düşünülmemelidirler. Çünkü sıralamayı sağlayan kuvvetlerin kaynağını araştırmaz.

2.2.5. Paramanyetizma

Serbest elektronlar da bulundukları malzemenin manyetik özelliklerine katkıda bulunurlar. Bir ya da daha çok çiftlenmiş elektronu olan moleküllerden Al, O₂ ve Fe bunlara örnek olup, bu moleküllerin kalıcı manyetik momentleri vardır. Eğer manyetik alan uygulanmıyorsa bu tür molekülleri içeren bir çok malzemede moleküllerin manyetik momentleri gelişi güzel yönlerde sıralanır ve mıknatıslanma, vektörel olarak sıfır olur. Çünkü çok sayıda molekül üzerinden toplam alınmaktadır. Ancak malzemeye manyetik alan uygulandığında rasgele yönlerde yönlenmiş olan momentlerin yönelimi

değişerek alanla aynı yönü almaya çalışırlar ve manyetik dipolün enerjisi azalır. Uygulanan manyetik alan kaldırılırsa mıknatıslanma tekrar sıfır olur. Bu nitelikli maddelere paramanyetik maddeler denir. Paramanyetik maddeler dış alan içinde alanın daha şiddetli olduğu yere hareket eder. Paramanyetik denilen bu maddelere alan içine doğru çeken bir kuvvetin etkidiği düşünülür. Büyüklük bakımından bu kuvvet , hemen bütün paramanyetik maddeler için , diyamanyetik maddelere etkiyen itme kuvvetinden pek farklı değildir. Yalnız paramanyetik maddelere etkiyen kuvvet sıcaklık düştükçe büyür ve mutlak sıfır noktası yakınlarında çok büyük değerlere ulaşabilir. Paramanyetik bir maddenin mıknatıslanması sıcaklığa ve manyetik alana bağlıdır. Bu ilişki ilk olarak Piere Curie (1859-1906) tarafından gözlenmiştir. P. Curie paramanyetik bir maddenin mıknatıslanmasının manyetik alanla doğru , mutlak sıcaklıkla ters orantılı olduğunu bulmuştur. Bu bağıntıyı; $M = C H/T$ şeklinde Curie yasasıyla vermiştir. Curie sabiti denilen C, malzemeye özgü olup moleküllerin manyetik momentine bağlıdır. Çok yüksek manyetik alanlar ya da çok düşük sıcaklıklarda tüm moleküllerin manyetik momentleri alanla aynı yöne geldiklerinde mıknatıslanma bir doyum değerine ulaşır. Bu durumda paramanyetik maddede M , H ile doğru orantılı olmaz.

Manyetik maddelerin (örneğin ferro- veya ferrimanyetik) sıcaklığı, curie sıcaklığı denilen kritik sıcaklığa ulaştığında veya bu sıcaklık değerini geçtiğinde madde paramanyetik duruma geçer. Bu olay manyetik faz geçişini işaret eder. Şekil 2.7’de görüleceği gibi curie sıcaklığının altında örneğin; Gd, Fe, Ni manyetik dipol momentleri belli bir yönde paralel olarak dizildikleri için ferromanyetiktir. Geçiş sıcaklığının üstünde ise paramanyetik faza sahip olurlar (Fatma Emen Y.L tezi “+3 değerli demir ve nikel iyonları içeren $LiFe_{1-x}Ni_xO_2$ bileşiklerinin manyetik özellikleri”).



Şekil 2.7. Ferromanyetik Gd, Fe ve Ni elementlerinin mıknatıslanmasının sıcaklığa bağlı değişimi. Siyah noktalar deneysel sonuçları sürekli çizgiler ise teorik sonuçları göstermektedir.

2.2.6. Manyetik süperiletken malzemeler

En geniş süperiletken grubudur ve geleneksel olmayan (unconventional) süperiletkenler olarak isimlendirilir. Geleneksel olmayan süperiletkenlerin ayırtıcı özelliği manyetik düzenlenmeye sahip olmalarıdır. Manyetik süperiletkenlerde yük taşıyıcıların yoğunluğu çok düşüktür. Spin dalgalanmaları uzun düzen faz uyumunun başlamasına yardım eder ve bunların çoğunda manyetik düzenleme antiferromanyetik formdadır. Buna karşın antiferromanyetik süperiletkenlere zıt olarak ferromanyetik süperiletkenler daha düşük kritik sıcaklığa sahiptir. Manyetik düzenin tipinden bağımsız olarak, geleneksel olmayan süperiletkenlerde çiftlenme mekanizması güçlüdür ve lineer olmayan elektron-fonon etkileşmesinden kaynaklanmaktadır. Bu gruba ait bütün süperiletkenlerde uyum uzunluğu çok kısa ve sızma derinliği çok geniştir. Dolayısıyla bütün geleneksel olmayan süperiletkenler ikinci tiptir. Bu malzemeler yüksek üst kritik alan değerine sahiptir ve bu gruptaki süperiletkenlerin çoğu teknolojik uygulamalarda kullanılmaktadırlar [17]. 1971’de Chevrel vd. M metal ve nadir toprak elementi ve $x=1.2$ olmak üzere $M_xMo_6S_8$ kimyasal formülüne sahip, üçlü (ternary) molibden sülfür içeren yeni bir sınıf malzeme keşfetmişlerdir [18]. Bunlar Chevrel fazları olarak

isimlendirilir. S'nin Se ve Te ile yer değiştirilmesiyle Chevrel fazları süperiletken özellik göstermektedir. Yüksek sıcaklık süperiletkenlerin keşfedilmesinden önce A-15 tipi süperiletkenleri en yüksek T_c 'ye sahipken Chevrel fazların bulunmasıyla A-15 tipi süperiletkenlerinden daha yüksek H_{c2} 'ye sahip olmuşlardır.

Metaller oldukça iyi elektron düzenine sahip malzemelerdir. Bu durum bir metaldeki elektronlarda ortalama alan yaklaşımını kullanılabileceği anlamına gelmektedir. Bu yaklaşıma göre bir kristaldeki elektron diğer bir elektronun oluşturduğu ortalama bir alan ile hareket eder. Bu yüzden bütün elektronların konumlarını bilmek gereksizdir. HTC süperiletkenler ve güçlü elektron düzenine sahip malzemelerde ortalama alan yaklaşımı kullanılamaz. Her elektronun hareketi ve konumu diğer elektronlar ile uyumlu olmalıdır. Bu tip malzemelerde elektron-fonon etkileşmesi metallerekinden daha güçlüdür. Sonuç olarak elektron-elektron korelasyonu ve elektron-fonon etkileşmesi sıcaklığa bağlı olarak diğer elektronlarla kuvvetli bir şekilde etkileşen güçlü bir elektronik, manyetik ve kristalografik çiftlenimle sonuçlanır [19].

Geleneksel süperiletkenlerde kritik sıcaklık yük taşıyıcıların artmasıyla yaklaşık lineer olarak artarken, HTC süperiletkenlerde bu değişim lineer artış şeklinde değildir. Çoğu boşluk katkılanmış süperiletkenlerde katkılama miktarı süperiletkenlik geçiş sıcaklığını değiştirmektedir. Katkılanan boşluk konsantrasyonu çok düşük olduğunda manyetik süperiletken malzemenin düzlemleri antiferromanyetik özellik gösterir. Belirli bir kritik değere kadar boşluk konsantrasyonu arttırılırsa malzeme süperiletken özellik sergilemeye başlar ve boşluk konsantrasyonunun arttırılması ile bir maksimuma ulaşır. Belirli bir üst limitten sonra ise malzeme normal metalik özellik göstermeye başlar [20].

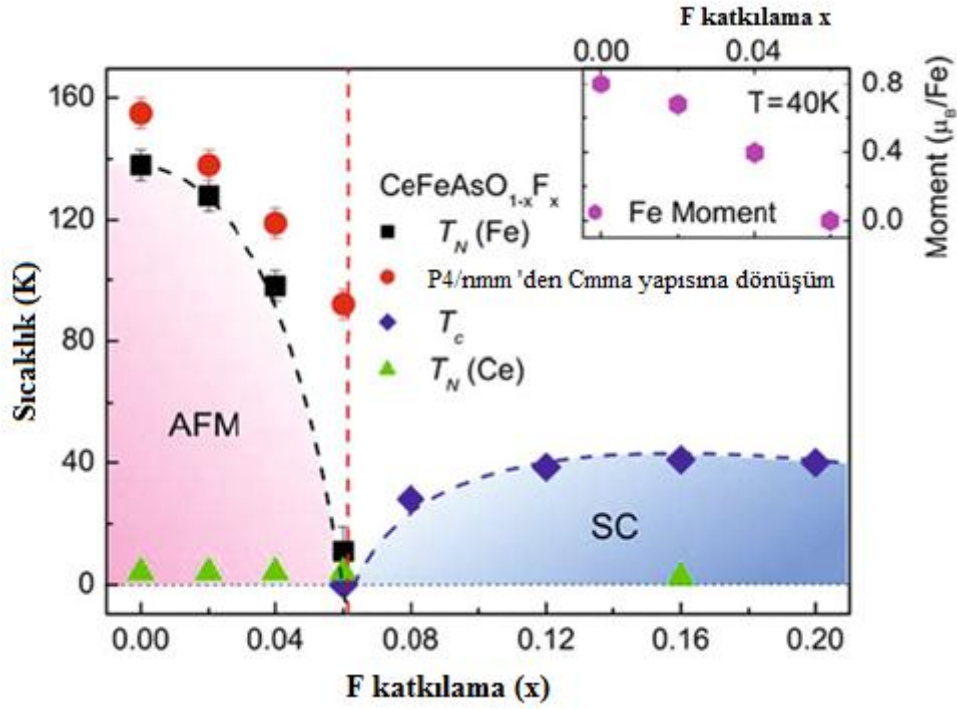
2.3. ReOFeAs Bileşiklerinde Süperiletkenlik Etkisi

BaFe₂As₂ ile LaOFeAs çok benzer süper iletkenlik etkisi göstermektedir. LaOFeAs'lerde ilk süper iletkenlik bildirisi 2006'da [21] ortaya çıktı; lakin geçiş sıcaklığı düşüktü, $T_c = 3.5$ K. Benzer şekilde, LaONiP $T_c = 4.5$ K'ya sahipti. Kamihara ve ark. florin katkılı bileşik LaO_{1-x}F_xFeAs'de $T_c = 26$ K'ya sahip bir süper iletkeni keşfetmesiyle Şubat 2008'de süperiletkenlikte ilerleme kaydedildi[28]. Hemen sonra bazı Çinli gruplar lantanın yerine diğer nadir toprak elementlerini koyarak çok daha yüksek T_c değerlerini elde ettiler, şöyleki CeO_{1-x}F_xFeAs'de 41 K [29], PrO_{1-x}F_xFeAs'de 52K [30] ve SmO_{1-x}F_xFeAs'de 55 K [31]ya ulaşıldı.

Saf (katkısız) bileşikler antiferromanyetik (AFM) metallerdir; bu metallerde Neél sıcaklığı $T_N \approx 140\text{K}$ 'da (LaOFeAs 'da) tetragonaldan ortorombik faza yapısal faz geçişiyle eş zamanlı olarak manyetik düzen oluşur. Oksijen flor ile yer değiştirdiğinde, F konsantrasyonu artarken T_N hızlıca düşer ve $x \approx 0.1$ 'de uzun erimli manyetik düzenlenme ortadan kalkar ve bir süper iletkenlik durumu oluşur. Bu tür bileşiklerin tipik faz diyagramı (T ; x) düzleminde Şekil 2.8'de gösterilmiştir [32].

Durum şimdiye kadar kupritteki HTSC'ye benzemektedir, örneğin $(\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x)_2\text{CuO}_4$ benzer bir faz diyagramı sergiler. Süperiletkenlik, stokiyometri altında AFM de olan La_2CuO_4 türünden bileşiklerde lantanın stronsiyum ile değiştirilmesi esnasında ortaya çıkar. Her iki sistemde, katkılama, AFM düzenlenmesini baskılayan ve bakır çiftlerinin oluşması için şartlar sağlayan yük taşıyıcılarını (elektronlar ya da boşluklar) beraberinde getirir. Bu benzerlik, yeni keşfedilmiş FeAs tabanlı sistemlerdeki yüksek T_c süper iletkenliğinin sistemin bir manyetik geçiş fazına yakın olmasından etkilendiği, yani yüksek T_c değerlerinin dönüş dalgalanması yoluyla taşıyıcı eşleşme mekanizmasından kaynaklandığına dair görüşü desteklemektedir.

Eğer kristal yapılarını karşılaştırsak FeAs sistemleri ve kupritler arasındaki benzerlik daha belirgin hale gelir. FeAs tabanlı sistemler, LaO tabakaları tarafından araya alınmış FeAs düzlemlerinin zımbalanmasıyla oluşturulurlar. Tabakalı yapılarından dolayı her iki sistem türü de güçlü şekilde anizotropiktir ve elektronik durumlar yarı iki boyutludur.



Şekil 2.8. $\text{CeO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ bileşiğinin (T ; x) düzleminde faz diyagramı

ReOFeAs bileşiklerini (Re, nadir toprak elementi) yakından izleyerek $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ kupritlerindeki ikili tabakalara benzer şekilde, özelliği tekrarlanmış birimiyle ikili FeAs düzlemi içermesi olan AFe_2As_2 , ($A = \text{Ba}, \text{Sr}, \text{Ca}$) türünden bileşikler ortaya çıkar. Katkılı AFe_2As_2 'de süper iletkenlik $T_c = 38\text{ K}$ 'dir [33]. Ayrıca, FeAs düzlemlerinin lityum tabakalarıyla ayrıldığı LiFeAs bileşiği, FeAs tabanlı sistemlerin bir diğer sınıfı keşfedildi. Bu bileşikte $T_c = 18\text{ K}$ 'de süper iletkenliğin katkı yapılmaksızın ortaya çıkışı kayda değerdir[34, 35].

FeAs grubu bileşiklerine oldukça benzeyen FeSe , FeS ve FeTe diye adlandırılan bir diğer yapısal tür tarafından benzer bir özellik ortaya çıkarıldı. Bu yeni bileşikler demir-kalkojen düzlemlerden oluşur; bu düzlemlerde FeAs bileşiklerinde olduğu gibi, her bir atomun sekizyüzlü kalkojenlerce çevrelendiği demir atomları bir kareli kafes oluşturur. Burada ara tabakalar yoktur. FeSe gibi bir bileşikte 1.5 GPa basınç altında $T_c = 27\text{ K}$ 'ya sahip bir süper iletkenlik geçişi saptanmıştır [36].

Bu sebeple FeAs tabakalarını oluşturan bileşiklerin üç sınıfının farkında olmamızdan başlayarak: bunlar LaOFeAs , AFe_2As_2 , LiFeAs ve dahası yüksek T_c 'li süper iletkenliğin tespit edildiği FeSe 'nin bir benzer yapısal türüdür. Bu bileşiklerin fiziksel

özellikleri birçok benzerliğe sahiptir ve ortak bir düzlemsel elementin etkisiyle ortaya çıkar. Fiziksel özelliklerin daha detaylı analizleri bu görüşü doğrular.

Bu bileşiklerdeki elektron-fonon eşleşme hesaplamaları [37,38] standart, elektron-fonon eşleşme mekanizmasının böylesi yüksek T_c değerleri için sayılamayacağını göstermiştir.

Yüksek ısı süper iletkenlik kupritleriyle FeAs bileşiklerinin fiziksel özelliklerindeki bir benzerlik bu yeni materyallerdeki elektron korelasyonlarının rolü hakkında bir soruyu ortaya atmaktadır. Bilinmektedir ki, geçiş metali ve nadir toprak elementlerine dayalı materyallerde, bu tür korelasyonlar genellikle asıl rolü oynamaktadır, Fulde'in monografisi buna bir örnektir [39]. Diğer bir önemli soru da FeAs bileşiklerindeki fermi seviyesine yakın bulunan elektronik yapının oluşumundaki Fe iyonlarının bozulmuş 3d orbitallerinin rolüne ilişkindir ve bileşikteki Fe iyonlarının dönüş derecesi hakkındadır [40].

2.4. ReOFeAs Türü Bileşikler

2.4.1. Katkılı bileşiklerin kristal yapısı ve temel fiziksel özellikleri

T_c için en yüksek değerleri, Re'nin bir nadir toprak elementi olarak bulunduğu ReOFeAs katkı bileşik dizilerinde elde edilmiştir (Tablo 2.1). Tüm bu bileşikler oda sıcaklığında P4/nmm uzay gruplu bir dörtgensel yapı sergiler. Kristal yapıları, LaO tabakalarıyla birbirine geçmeli tekrarlayan FeAs tabakalarınca oluşturulur. FeAs tabakası aslında, yakın konumlu üç atomik düzlem tarafından oluşturulur: ortada olanı iki adet karesel As kafesleri arasında sıkıştırılmış Fe atomlarının karesel kafesidir, böylece her bir demir atomu dörtyüzlü arsenik atomlarınca sarılmıştır. Diğer bir deyişle, FeAs tabakaları esasında $FeAs_4$ komplekslerince oluşturulmaktadır. FeAs ve LaO tabakaları arasında 1.8 Å'luk bir ayırım bulunur.

LaOFeAs'nin kristal yapısı Şekil 2.9'da gösterilmiştir. $BaFe_2As_2$ ile LaOFeAs aynı tür kristal yapısına sahiptir. FeAs düzlemleri ile Ba düzlemleri ayrılmıştır ve aynı durum LaO düzlemleri ile FeAs düzlemleri içinde geçerlidir. Sadece birim hücrede LaOFeAs bileşiğinde bir adet FeAs bulunurken, $BaFe_2As_2$ 'nin birim hücresinde iki adet FeAs bulunur. 140 K'de, $BaFe_2As_2$ yapısı uzay grubu Fmmm olan ReOFeAs bileşiklerinde olduğu gibi tetragonalden, ortorombik yapı değişimine uğrar. ReOFeAs'de olduğu gibi $BaFe_2As_2$ 'dede yapısal dönüşüm kısmi olarak Fe atomlarının manyetik düzeni

sayesinde gerçekleşir. ReOFeAs bileşikleri için kafes parametreleri Tablo 2.1’de verilmiştir. Görüldüğü gibi, tetragonal birim hücre güçlü bir şekilde uzamıştır ki bu tüm özelliklerinin güçlü anizotropisini ve elektronik durumunun yarı iki boyutlu doğasını açıklamaktadır. Her bir Fe atomunun en yakınında, sonraki Fe atomlarının altında As atomları bulunur, böylece Fe alt kafesi üzerindeki elektron transfer işlemi Fe-As hibritleşmesi tarafından yönlendirilir ve Fe atomları arasındaki değişim etkileşmesi As atomları vasıtasıyla dolaylı özellik gösterir.

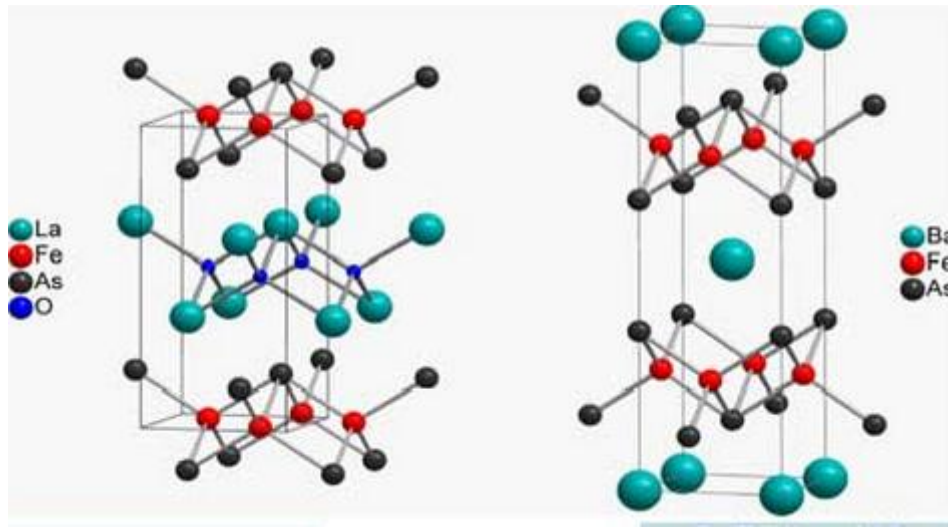
Diğer bir ThCr_2Si_2 tipi yapıya sahip olan bileşik ise BaFe_2As_2 ’dir. Bu bileşik tetragonal yapıya sahiptir ve uzay grubu $I4/mmm$ şeklindedir. Tetragonal yapının köşelerinde LaFeAsO ’da olduğu gibi $\text{FeAs}_{4/4}$ yapısı paylaşım durumundadır. FeAs tabakaları iki boyutlu olduğundan ve komşu FeAs tabakaları ile etkileşimi olmadığından BaFe_2As_2 ’nin ThCr_2Si_2 türü bir bileşik olduğunu söyleyebiliriz.

2.4.2. Elektron katkılama

Elektron katma işi uygun elektronik yapıya sahip atomların referans bileşiğe katılması yada mevcut yapının mol sayısı değiştirmeyecek şekilde katkı oranları arasında değişiklik yaparak elde edilir. Çalışmamızda BaFe_2As_2 yapısının sonuç stokiometresi değişmeyecek şekilde atomların katkı oranları değiştirilerek dışarıdan farklı atomları katkılama ile elektron yada boşluk katma durumları ortaya konulmuştur. Bu durumun fiziksel açıklaması aşağıda çeşitli kompozisyon grupları ile tanımlanmıştır. Örneğin bir oksijen atomunun flor ile yer değiştirmesinde, fazladan bir elektron FeAs tabakasına geçer; bu durumdan genellikle elektron katma olarak bahsedilir. Mesela üç değerlikli Re^{3+} ’ün, dört değerlikli bir atomla yer değiştirmesi elektron katma ile sonuçlanır. Farz edelim ki lantanın stronsiyum ile yer değiştirmesi LaO tabakasını, FeAs tabakasıncı alınmış olabilen, ardında bir boşluk bırakan bir elektron kaybına uğratacaktır. Bu boşluk katmaya karşılık gelmektedir. Elektronların katkılı LaO ve FeAs tabakaları arasında tekrar dağılımı bir bileşiğin iletkenliğinin ortaya çıkmasına neden olmaktadır. Taşıyıcıların yapısı Hall sabiti R_H ’den deneysel olarak çıkartılabilir. Bu çalışmada bu etki araştırılmamıştır, fakat bu etki üzerine birçok araştırma bulunmaktadır [21, 28, 41-44].

Tablo 2.1. En düşük süper iletkenlik geçiş sıcaklıkları ReOFeAs bileşiklerinin katkılanmasıyla elde edilmiştir. En alt iki sırada, katkısız bileşiklerin kafes parametreleri verilmiştir.

ReOFeAs	La	Ce	Pr	Nd	Sm	Gd
Referans	[47]	[29]	[30]	[48]	[31]	[49]
a, Å	4.035	3.996	3.925	3.940	3.940	
c, Å	8.740	8.648	8.595	8.496	8.496	



Şekil 2.9. (a) LaOFeAs (111)'in (b) BaFe_2As_2 (122)'nin kristal yapısı

Diğer nadir toprak elementli bileşikler, örneğin $\text{NdO}_{0.82}\text{F}_{0.18}\text{FeAs}$ [45], elektron taşıyıcısı özelliği göstermektedir. Göze çarpan gerçek, flor katkısı olmaksızın ReOFeAs bileşiklerinde yüksek T_c süper iletkenliğinin, fakat oksijen yokluğunda bulunmasıdır. Böylece, [46] $\text{LaO}_{0.6}\text{FeAs}$ ($T_c = 28 \text{ K}$), $\text{LaO}_{0.75}\text{FeAs}$ ($T_c=20\text{K}$), ve $\text{NdO}_{0.6}\text{FeAs}$ ($T_c = 53 \text{ K}$)'de yüksek T_c değerlerini bildirmektedir.

[29–31, 47–49]'de $\text{Re}=\text{Sm}, \text{Nd}, \text{Pr}, \text{Ce}, \text{La}$ ile $\text{ReO}_{1-\Delta}\text{FeAs}$ bileşikleri hakkında bilgi verilmiştir. Bunların arasında $\text{SmO}_{1-\delta}\text{FeAs}$ sistemi en yüksek $T_c = 55\text{K}$ değerini göstermiştir. Bu yüzden, flor katma ve oksijen yoksunluğu başlangıçtaki stokiometrik bileşiklerde benzer etkiler ortaya çıkarılır: elektron taşıyıcıları oluştururlar, antiferromanyetik (AFM) düzenlemeyi baskılar ve süperiletken durumun oluşumuyla sonuçlanırlar.

Şimdi bir nadir toprak elementinin bir heterovalent katkı maddesiyle yer değiştirmesinin etkisini varsayalım. Üç değerlikli Re^{3+} 'ün, dört değerlikli bir atomla yer değiştirmesi elektron katma ile sonuçlanır. Örneğin, Gd^{3+} 'ün Th^{4+} ile yer değiştirdiği bir $\text{Gd}_{1-x}\text{Th}_x\text{OFeAs}$ sistemini ele alalım. $x \approx 0.1$ iken, $T_c = 55\text{K}$ 'ya sahip bir süper iletkenlik [50] tarafından belirtilmiştir. Diğer bir elektron katma, Tb^{3+} 'ün Th^{4+} ile yer değiştirdiği $\text{Tb}_{1-x}\text{Th}_x\text{OFeAs}$, $T_c = 52\text{K}$ ile sonuçlanmaktadır [51].

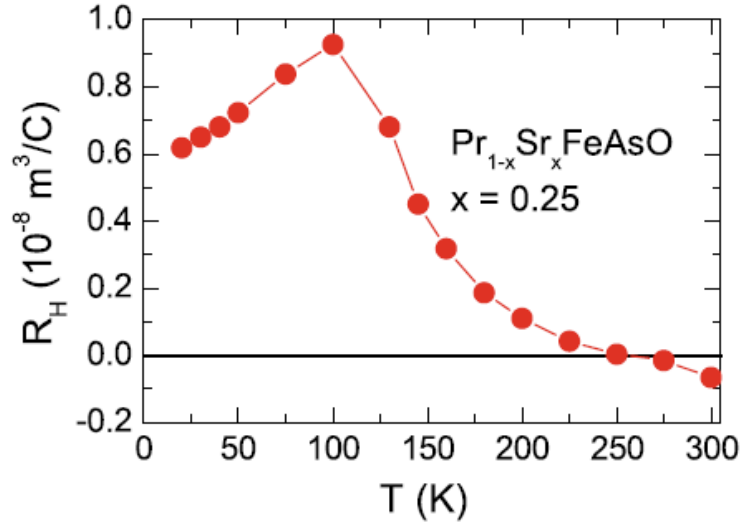
2.4.3. Boşluk katkılama

140 K'nin altında BaFe_2As_2 yapısal ve manyetik faz geçişi gösterirken bu temel malzemeye farklı atomlar katarak boşluk katkısının etkisi araştırılmaktadır. Bu durum ya temel bileşik BaFe_2As_2 'ye farklı bir element katkılama ile yada FeAs yapısı sabit kalmak şartı ile Ba yerine nadir toprak elementleri ve kompozisyona yeni atomlar katlayarakta yapılabilir. Bu durumun birkaç örneği ve fiziksel değişimin altyapısı aşağıda yer almaktadır [52]. Re^{3+} iyonunun iki değerlikli bir element ile yer değiştirmesinde tamamen farklı bir durum ortaya çıkmaktadır. LaOFeAs 'daki La^{3+} 'ün Sr^{2+} 'de yer değiştirmesinde boşluk katma olayını ele alıyoruz. Sonuçta oluşan bileşik $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{OFeAs}$, $x = 0.13$ 'te $T_c = 25\text{K}$ ile süperiletken hale gelir [53]. Bu, FeAs dizisindeki boşluk katma ile elde edilmiş ilk süper iletkeni [54].

Görünen o ki, stronsiyum konsantrasyonundaki artış, artış olmadığı haline göre bilinen AFM düzenlemesini baskılamaktadır ve $x = 0.03$ 'te katkılanmış durum süperiletken hale geçer. T_c , x ile birlikte artar ve $x \approx 0.11-0.13$ olduğunda $T_c = 25\text{K}$ değerine ulaşır. Oksijen ile florin yer değiştirmesinde $T_c = 26\text{K}$ 'dır. Özel bir elektron-boşluk simetrisinden söz edebiliriz: saf bir bileşiğin elektronlar ya da boşluklar ile katkılanmasında T_c neredeyse benzer şekilde artar. Ancak, iki durum arasında belirgin bir fark vardır. Flor katma kafes parametrelerini düşürürken [54], Sr katmada T_c 'nin yükselmesi a ve c kafes parametrelerinin aynı şekilde artışıyla birlikte gerçekleşir.

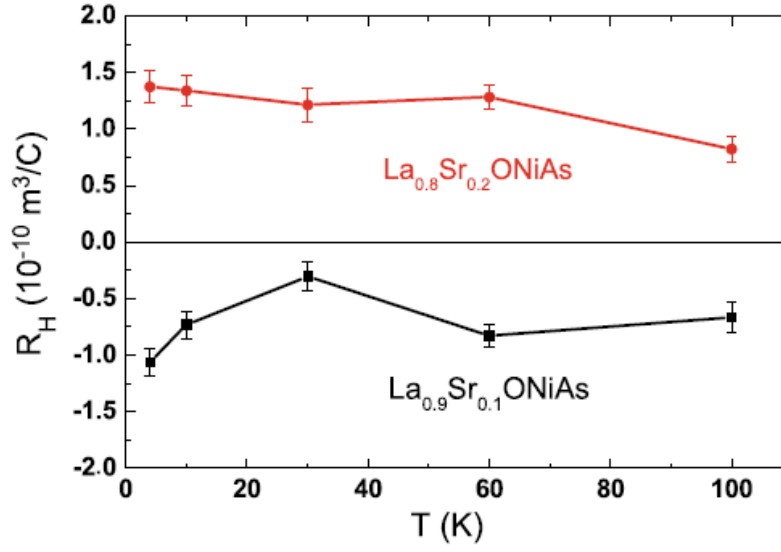
Pr^{3+} ile Sr^{2+} 'nin yer değiştirmesinde [55] $\text{Pr}_{1-x}\text{Sr}_x\text{OFeAs}$ sistemi farklı bir boşluk katma örneği sergiler. $x \approx 0.20-0.25$ Sr yoğunluğunda $T_c = 16.3\text{K}$ değerinde bir süper iletkenlik elde edilmiştir. Şekli 2.8, oda sıcaklığından düşük seviyede Hall katsayısının pozitif doğru olan sıcaklığa bağımlılığını göstermektedir. Sonraki elementin Sr ile yer değiştirmesinde Nd tabanlı bir bileşikte benzer bir sonuç ortaya çıkmaktadır. Bir $\text{Nd}_{1-x}\text{Sr}_x\text{OFeAs}$ örneğinde ($0 < x < 0.2$), $x \approx 0.2$ iken $T_c = 13.5\text{K}$ 'ye ulaşılmıştır [35]. $x < 0.1$

iken manyetik düzenlenme x 'in artışının kademeli olarak baskılandığı ve süper iletkenliğin ortaya çıktığı $\text{ReO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ gibi elektron katkılı bileşiklerden farklı olarak, boşluk katkılı sistemlerde bir süper iletkenlik durumunun başlaması katkı maddesinin daha yüksek konsantrasyonlarını gerektirdiği belirtilmelidir. Bu bağlamda 'elektron-boşluk simetrisi' bozulmaktadır.



Şekil 2.10. Boşluk katkılı $\text{Pr}_{0.75}\text{Sr}_{0.25}\text{OFeAs}$ bileşiği için Hall katsayısı R_H sıcaklık bağımlılığı [34]

LaOFeAs sistemlerindeki yukarıda ele alınan başlıca fiziksel özellikleri Ni 'in Fe ile yer değiştirdiği sistemler için geçerli kalmaktadır, yalnızca böylesi sistemlerde T_c çok düşüktür. Boşluk ya da elektron olan taşıyıcıların niteliği katkı maddesi konsantrasyonuna bağlı olarak değişebilir (Şekil 2.10).



Şekil 2.11. La_{1-x}Sr_xONiAs bileşiğinin iki örneği için Hall katsayısı [36]

LaOFeAs bileşiği yalnızca oksijen ile yer değiştirebilen flor ile değil, ayrıca potasyum gibi lantanın yerini alan elementlerle de katkılanabilir. Potasyum katkısı elektronlardan çok boşluk taşıyıcıları ilave eder. [57]'de, flor ve potasyumun ile eş zamanlı katkı yapılmasına olanak tanıyan, LaOFeAs temeline göre süperiletken bileşiklerin sentezi için yeni bir yöntem önerilmiştir. Sentezlenmiş bir bileşik olan La_{0.8}K_{0.2}O_{0.8}F_{0.2}FeAs T_c= 28.5K'ya sahipti [52].

Yukarıda tartışılan örnekler, FeAs sistemlerindeki süper iletkenliğin ya elektron katma ile (oksijen boşluklarının varlığı nedeniyle oksijen ile florun yer değiştirmesi) ya da boşluk katma ile (La'yı Sr ile değiştirerek) indüklenmiş olabileceğini göstermektedir. Bu eğilimler ReOFeAs sistemlerinin tüm sınıfları boyunca muhafaza edilmektedir.

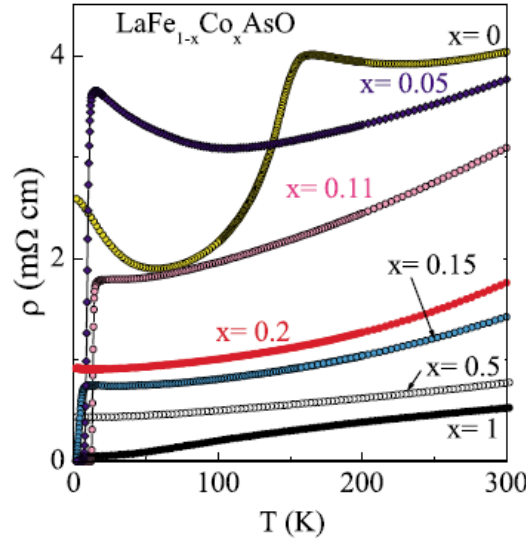
2.4.4. Fe alt kafesinde yer değiştirmeler

Bu çalışmada referans bileşik BaFe₂As₂'ye Pt katkısının yapıda ve süperiletkenlikteki etkisini anlatacağız daha sonra ReOFeAs temel yapısına farklı atomlar katkılандığında ortaya çıkan fiziksel etkileri ortaya koyacağız. Yüksek basınç metodu uygulandığında yapıya Pt katkılандığında Pt atomlarının yapıya dağılımında önemli ölçüde homojen bir durum elde edildi. Bu durum BaFe_{2-x}Pt_xAs₂'nin önceki faz diyagramları ile uyum içerisinde ve genel BaFe₂As₂'ye 3d ve 4d yörüngelerine etki edecek elementler katkılандığında süperiletkenlik durumuna, elektron-fonon çiftlenimi bakımından bir etkisi olmadığı anlaşılmıştır. Yapıya Pt katkılamak XRD piklerinde önemli bir değişim

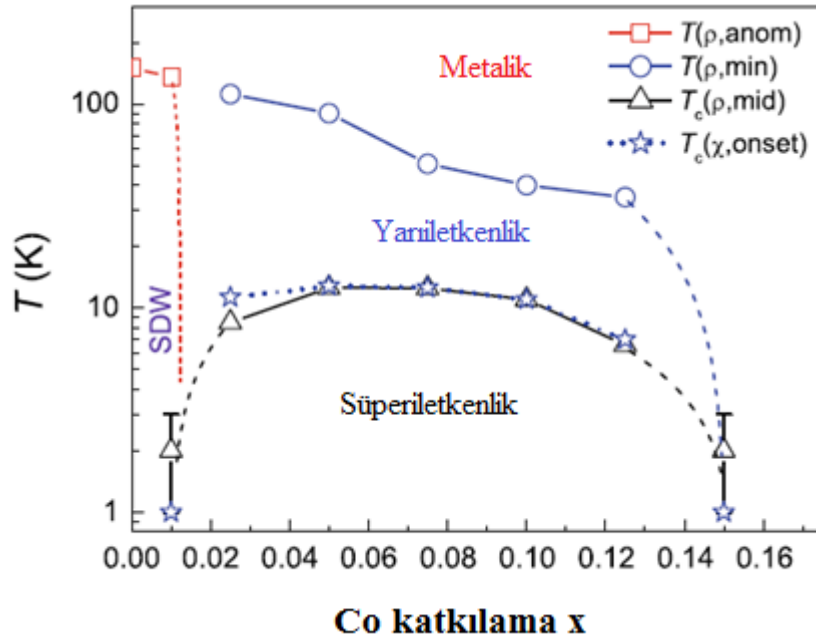
meydana getirmezken çok düşük şiddette bazı PtAs_2 safsızlıklarında beraberinde getirmektedir ve Pt'nin katkılama oranının artışı ile safsızlığın arttığı görülmektedir. $x \leq 0.2$ durumunda Fe yerine Pt atomu yerleşirmek izovalent olabilir, Pt^{2+} 'nın iyonik büyüklüğü Fe^{2+} ile karşılaştırılır durumdadır ve birim hücre değişimi ihmal edilecek kadar küçüktür. Bu sonuçlar beklenen sonuçlar ile uyum içerisindedir. Pt katkılama c eksenini arasındaki tabakalar arası mesafesi azaltsada, a eksenini boyunca Fe atomları arasındaki ortalama mesafe arttırmaktadır. Pt için incelenen anizotropi Co, Ni gibi için incelenen anizotropi ile benzerlik göstermektedir. ReFeAsO sistemiyle yapılan çalışmanın önceki aşamalarında, her ikisi de FeAs tabakalarının ötesinde olan oksijen ya da nadir toprak alt kafesinde katma yapılarak süperiletkenliğin indüklendiği gösterilmiştir. Ya oksijenin flor ile yer değiştirmesi ya da oksijen eksikliği nedeniyle FeAs tabakaları arasına, saf bileşiğin antiferromanyetik düzenlenmesini baskılayan ve süperiletkenliğe neden olan yük taşıyıcılar sızar. Bu bağlamda, yeni süperiletken yer değiştirmenin CuO_2 tabakaları dışında gerçekleştiği kupritlere benzer. FeAs tabakalarındaki Fe atomlarının Co ile yer değiştirmesi, antiferromanyetizmanın baskılanması ve katkı maddesinin düşük konsantrasyonlarında süper iletkenliğin önceden ortaya çıkmasıyla sonuçlanmaktadır. Bu özellik, yeni süper iletkenlerin, CuO_2 düzlemlerindeki herhangi bir girintinin süper iletkenliği baskıladığı, kupritlerden belirgin farkını oluşturmaktadır. Eş zamanlı olarak yapılan birçok çalışma, birkaç $\text{LaOFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{As}$ örneğinde şaşırtıcı sonuçlar bildirmiştir [32, 59,60]. Katkı değeri $x=0.05$ olduğunda antiferromanyetik özellik baskılanmıştır ve $x \approx 0.1$ iken $T_c \approx 10\text{K}$ ya sahip bir süper iletkenlik ortaya çıkmıştır, ki daha sonra $x > 0.15$ 'te kaybolmuştur. Bu durum farklı x değerlerinde elektriksel iletkenliğin sıcaklık bağımlılıkları ile doğrulanmaktadır (Şekil 2.12) [59]. Bu sistemin (T,x) eksenlerindeki faz diyagramı Şekil 2.11'de gösterilmektedir [60]. Süper iletkenliğe karşılık gelen x aralığında $T > T_c$ için öncelikle bir yarı iletken tipi davranışın gözlemlendiği ve ardından bu davranışı $T \approx 100\text{K}$ 'da metalik iletkenliğin takip ettiği gösterilmektedir [60].

Bu nedenle Co süper iletkenliği indüklemeye etkili bir katkıdır. Şaşırtıcıdır ki, süper iletkenlik oldukça yüksek seviyede düzensizlikte (x 'in geniş aralığı) devamlılık göstermektedir bu durum manyetik safsızlıklara duyarlı olmayan düzen parametresinin standart olmayan simetrisinin açıkça lehine olan bir tartışmadır [61]. $x=1$ için sistemin $T_c \approx 56\text{K}$ ile ferromanyetik olduğunu belirtmek oldukça ilginçtir [59].

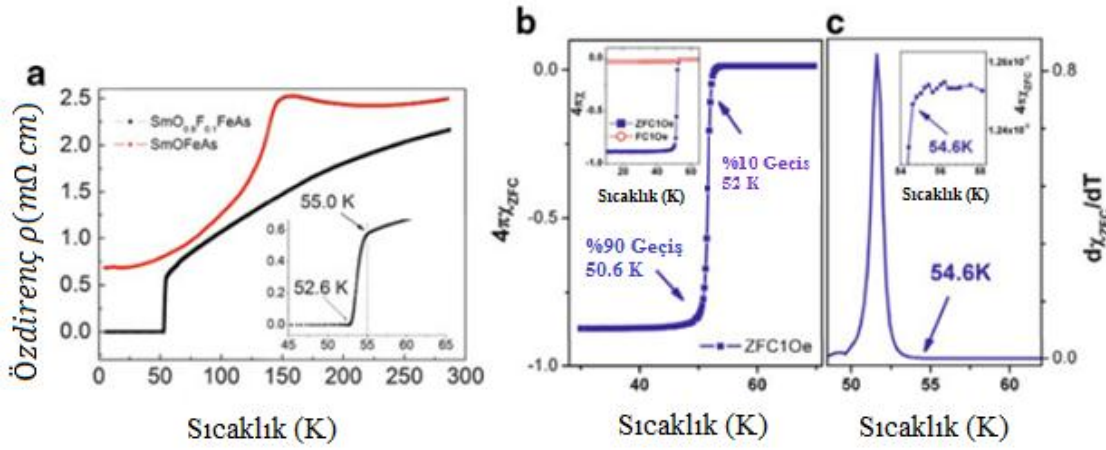
LaOFe_{1-x}Co_xAs için yapılan elektronik yapı hesaplamalarının [62], Co katmanın Fermi seviyesini Fe3d durumunun kısmi yoğunluk eğimindeki konumundan daha düz bir bölgeye taşıdığını gösterdiği kayda değerdir. Bu durum, önceki LaOFeAs'nin SDW geçişinin kendi Fe alt kafesinin katkılanması üzerinde baskısını açıklamaktadır [52].



Şekil 2.12. Farklı kobalt konsantrasyonlarında LaOFe_{1-x}Co_xAs bileşiğinin elektriksel direncinin sıcaklık bağımlılığı [59]



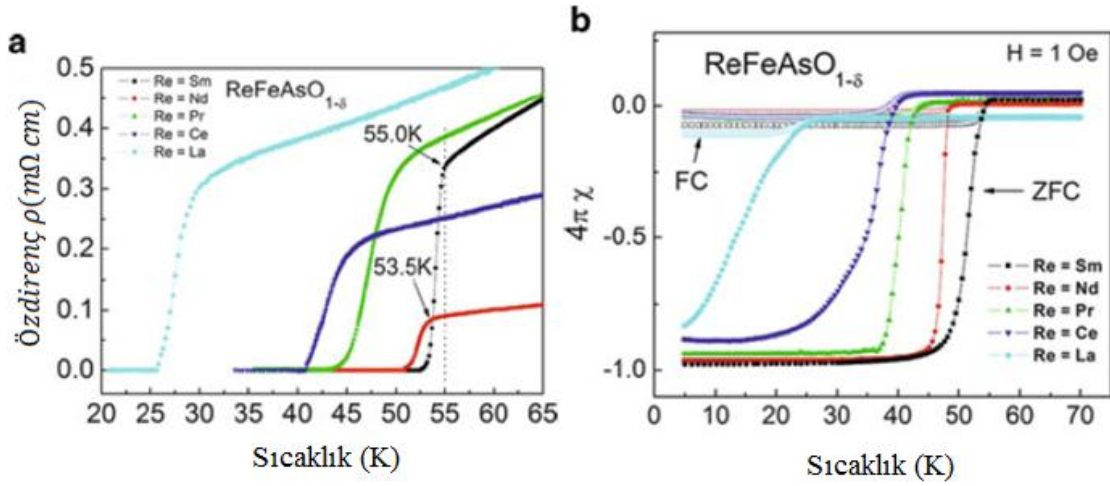
Şekil 2.13. LaOFe_{1-x}Co_xAs'nin (T,x) düzleminde faz diyagramı [60]



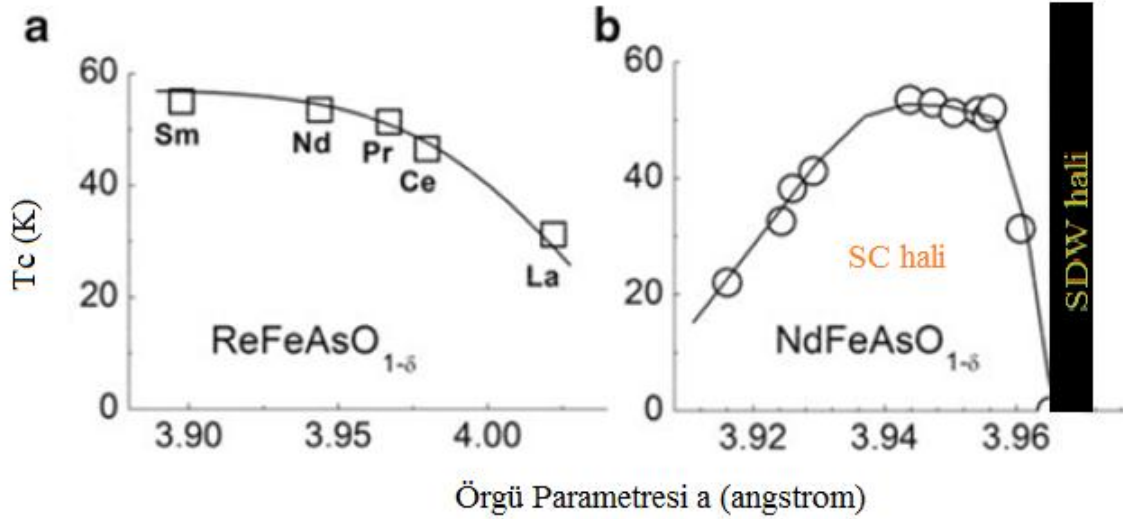
Şekil 2.14. $\text{SmO}_{0.9}\text{F}_{0.1}\text{FeAs}$ bileşiğinde süperiletken durumun (a) elektriksel direncin, (b) manyetik duyarlılığın χ , (c) sıcaklıkta χ 'in türevinin'nin sıcaklık bağımlılığı ile ortaya konulduğu şekilde gösterimi [31]

2.4.5. Süper iletkenlik geçiş sıcaklığı

Bu noktada FeAs sistemlerinde süper iletkenlik özelliklerinin detaylı bir açıklamasına yer verilmektedir. Katkılı bir numunedeki süper iletkenlik durumu kendini deneyde nasıl göstermektedir? $X=0.1$ 'de, şimdiye kadar elde edilmiş en yüksek değer olan $T_c=55\text{K}$ 'nın elde edildiği $\text{SmO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ bileşiğini örnek olarak ele alalım [31]. Şekil 2.14 üç farklı ölçümün sonuçlarını göstermektedir: sıcaklığın azalmasıyla elektriksel iletkenlikteki keskin düşüş, uygulanan manyetik alanda χ diamanyetik yanıtın belirgin görünüşü, ve $d\chi/dT$ türevinde keskin pikini ortaya koymaktadır. Üç anormalliğin hepsi, süperiletkenlik geçiş sıcaklığı ile neredeyse aynı sıcaklıkta ortaya çıkar. Şekil 2.14'deki eğriler FeAs tabanlı tüm süperiletken sistemleri için tipiktir. Kıyaslama amacıyla, farklı nadir toprak bileşenlerine sahip ReOFeAs bileşiklerinin bir grubu için ilgili eğriler Şekil 2.13'de gösterilmektedir [63].



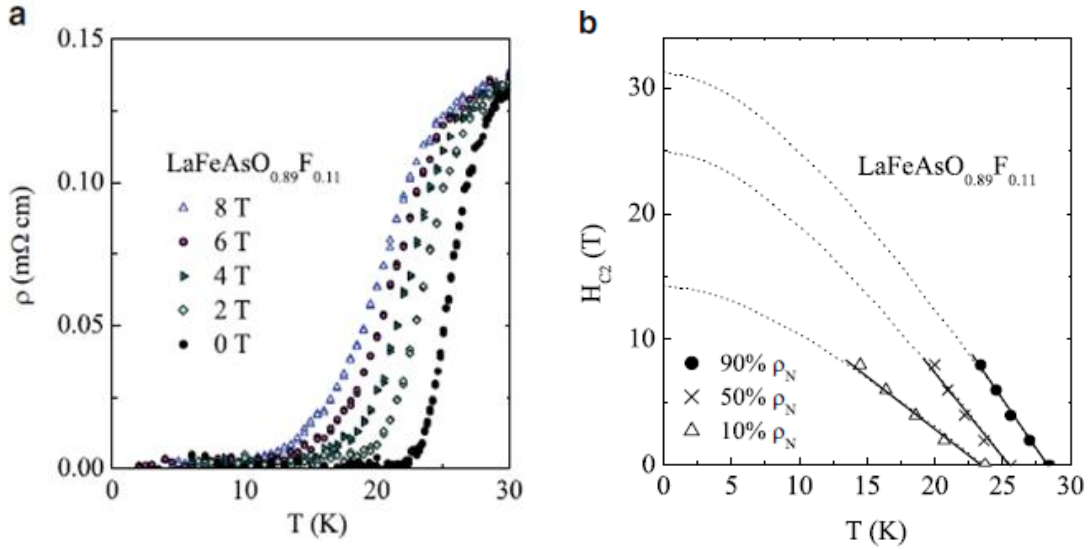
Şekil 2.15. (a) Sıcaklık fonksiyonu olarak, oksijen yetersizliği olan süperiletken $\text{ReO}_{1-x}\text{FeAs}$ bileşiklerinin elektriksel direnci ve (b) manyetik duyarlılıktır [62]



Şekil 2.16. Kafes parametresi a fonksiyonu olarak $\text{ReO}_{1-\delta}\text{FeAs}$ bileşiklerinin dizisinde T_c sıcaklığı [63]

Elektriksel iletkenliğin ve manyetik duyarlılığın T_c civarında davranışı farklı sistemler arasında benzerlik göstermektedir. Belirtmeliyiz ki, Şekil 2.14'deki flor katkı SmOFeAs sisteminden farklı olarak, Şekil 2.15'de toplanan tüm süperiletken bileşikler oksijen açısından yetersizdir. Katkıların farklı yapısına rağmen- flor yer değiştirmesi veya oksijen boşlukları- elektriksel iletkenliğin ve manyetik duyarlılığın sıcaklık bağımlılığındaki süper iletkenlik durumunun gösterimi her iki sistem için aynıdır. Farklı nadir toprak elementi taşıyan bileşik dizileri boyunca ve dolayısıyla kafes parametresi a ile süper iletkenlik geçiş sıcaklıklarını kıyaslamak yol gösterici olmaktadır (Şekil 2.16). a 'nın yükselmesiyle (elementin iyonik yarıçapının artması sebebiyle) T_c 'nin düştüğünü

görmekteyiz. Verilen bir nadir toprak bileşeni için, T_c oksijen boşlukları sayısı δ 'na bağlıdır. Sentezlenmiş bir bileşikte boşluk konsantrasyonu kafes parametresi a ile açığa çıkarılmaktadır (Şekil 2.16b).



Şekil 2.17. a) Farklı manyetik alanlarda elektriksel öz direnç b) $\text{LaO}_{0.89}\text{F}_{0.11}\text{FeAs}$ için H_{c2} değerlerinin sıcaklık bağımlılığı [54]

Alanındaki daha düşük sıcaklıklara doğru kaydığı Şekil 2.17 a'da görülmektedir, bu II düzen süper iletkenleri için tipiktir. Süper iletkenlik geçiş sıcaklığı $T_c(H)$, verilen bir alan büyüklüğü H için, normal fazda P_n direncinin belli bir kısmına (yüzde) karşılık gelen $\rho(T_c, H)$ koşulu ile tanımlanır. $P = 10, 30$ ve $\%90$ P_n için tanımlanan $T_c(H)$ değerleri Şekil 2.17 b'de $H_{c2}(T)$ kritik alanlarıyla birlikte verilmiştir. Her durumda $H_{c2}(T)$, doymuşluğa doğru herhangi bir eğilim göstermeksizin düz bir bağımlılık sergiler. $P = \%10 \rho_N$ için $dH_{c2}/dT|_{T=T_c}$ eğimi -0.87 T/K 'ya, $\rho = \%50 \rho_N$ için -1.41 T/K ve $\rho = \%90 \rho_N$ için -1.59 T/K 'ya eşittir. BCS teorisinde, H_{c2} , T_c civarındaki T 'de lineerdir ve $T = 0$ 'a doğru doymuşlaşır. Werthamer–Helfand–Hohenberg formülüne göre [64],

$$H_{c2}(0) \approx -0.693 T_c \left. \frac{dH_{c2}}{dT} \right|_{T=T_c} \quad (2.9)$$

Şekil 2.15b'deki kesikli çizgiler $H_{c2}(0)$ 'ın hesaplanan değerlerine karşı lineer deneysel eğrilerin ekstrapolasyonudur. $P = \%90 \rho_N$ için $H_{c2}(0)$ 30 T 'yi aşmaktadır. Φ_0 'ın akı kuantumu olduğu korelasyon uzunluğu $\xi(0) \approx (\Phi_0/2\pi H_{c2})^{1/2}$, için bilinen Ginsburg-Landau formülünden yapılan hesaplama şu şekildedir: $H_{c2}(\%10 \rho_N)$ için $\xi(0) \approx 48 \text{ Å}$,

H_{c2} (%50 ρ_N) için $\xi(0) \approx 36 \text{ \AA}$, H_{c2} (%90 ρ_N) için $\xi(0) \approx 33 \text{ \AA}$. Bu değerler, uygun T_c değerleri için kupritlerde ölçülen değerlerle benzerdir.

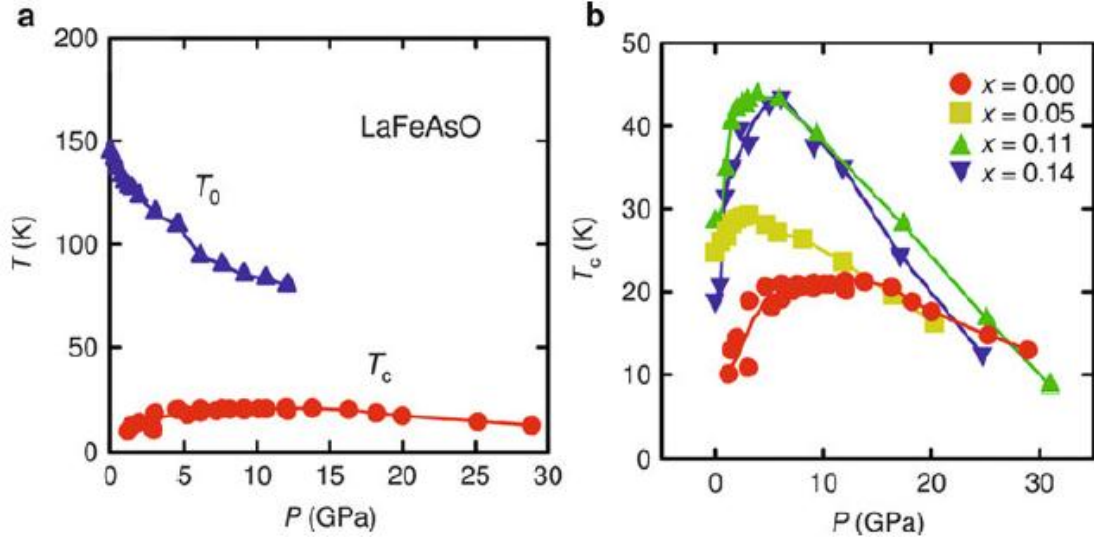
Hall sabitinin aynı örnek üzerinde yapılan ölçümler, negatif işareti (elektron taşıyıcılara karşılık) ve oda sıcaklığında $\approx 1.7 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ve T_c 'nin hemen üstünde bir sıcaklıkta (tekli taşıyıcı şeridi varsayarak) $\approx 1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ olduğunu ortaya koymaktadır.

$\text{LaO}_{0.89}\text{F}_{0.11}\text{FeAs}$ 'nın çalışılmış örneğiyle alakalı yukarıdaki veriler $\text{ReO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ süperiletken bileşiklerin tüm serileri için oldukça temsil edicidir. Böylelikle $T_c=51\text{K}$ 'ya sahip $\text{NdO}_{0.82}\text{F}_{0.18}\text{FeAs}$ için, $H_{c2}(48\text{K})=13\text{T}$ olarak ölçülmüştür ve (2.9) sonrası hesaplanan $H_{c2}(0)$ kritik alanı, 80-230T aralığına dönüşmüştür. Aynı bileşimin tek bir kristalinde yapılan ölçümler [66] büyük bir H_{c2} anizotropisini açığa çıkardı [67, 68].

FeAs bileşiklerine ait (H,T) faz diyagramlarının detaylı incelemesi [69]'de bulunabilir.

2.4.6. Basıncın T_c üzerine etkisi

$\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ 'da süper iletkenliğin ortaya çıkarılmasından kısa süre sonra, $x=0.11$ 'e sahip bileşikte T_c 'nin uygulanan basınç altında yükseldiği ve 4Gpa'da 43K'lık [70] maksimum değere ulaştığı anlaşıldı. Kafes basıncının bu etkiye neden olduğu öne sürülmektedir. Aslında, ReOFeAs bileşiklerinde nadir toprak elementinin atomları La'dan daha küçük yarıçapa sahiptir ve bu bileşiklerdeki T_c önemli ölçüde yüksektir, 50K'yı aşar. Daha sonraki bir çalışmada [71] ise, 29Gpa'ya kadar olan yüksek basınç altında LaOFeAs 'de elektriksel iletkenlik ölçümleri yapılmıştır. T_0 yapısal (manyetik) faz geçişine ait sıcaklıkların ve farklı basınç değerlerindeki $\rho(T)$ ham verilerinden elde edilen süper iletkenlik geçiş sıcaklığının değişimine ilişkin sonuçlar Şekil 2.18'de gösterilmiştir.

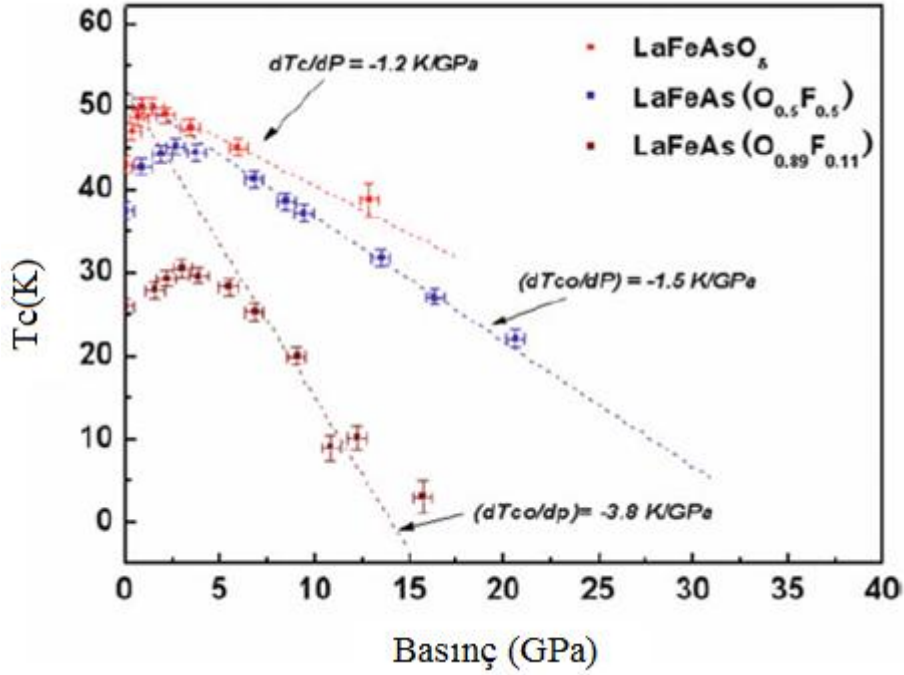


Şekil 2.18. (a) LaOFeAs için farklı basınçlardaki elektriksel direncin ölçümlerinden elde edilen (T,P) faz diyagramı [71], (b) LaO_{1-x}F_xFeAs bileşiklerinde basınç ile T_c 'nin değişimi. Katkılı bileşiklerin verileri [69,71]'den alınmıştır.

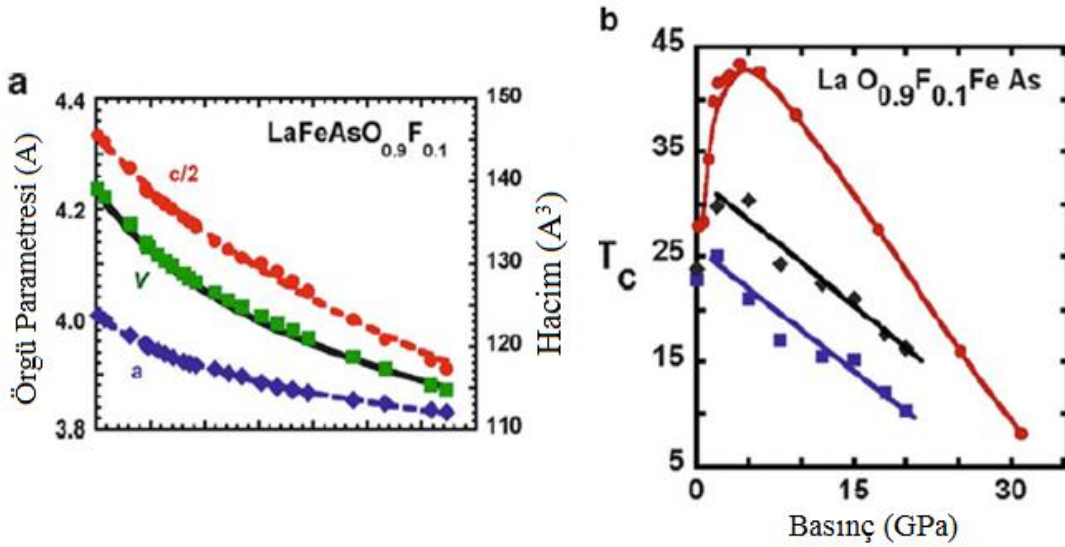
Şekil 2.18 a'da gösterilen (P,T) faz diyagramı katkılı LaO_{x-1}Fe_xFeAs bileşiklerinin (x,T) faz diyagramına benzemektedir [28]. Bu benzerlik oksijenin flor ile yer değiştirmesini gözlemleyerek açıklanabilir, taşıyıcı yoğunluğunu değiştirmenin ötesinde, kafes sabitinin azalmasıyla sonuçlanmaktadır. Böylece, $x=0.05$ olduğunda birim hücre 0.14186 nm³'ten sıkışır ve $T_c=24$ K'lı süper iletkenlik görünüşü beraberinde gelir[28]. Basınç altındaki birim hücre hacminin değişimine [72] göre, yukarıdaki farklılık ~ 0.3Gpa değerinde bir basınca karşılık gelmektedir. Buna bağlı olarak, sadece hacmin değişmesi kapsamında, oksijenin florin ile yer değiştirmesi yapısal ve manyetik geçiş fazlarını baskılamada ve harici basıncın bir etkisi olarak süper iletkenliğin başlamasında daha etkilidir.

Şekil 2.18 b'de görüldüğü gibi, LaOFeAs stokiyometrik bileşiğindeki azami $T_c=21$ K, ~12Gpa değerinde bir basınçta elde edilmektedir. Katkılı bileşiklerdeki basınçlı T_c 'nin değişimi hususunda, ilk olarak basınçla yükselir, en yüksek değere geçer ve aşağı düşer. Basınç altındaki T_c için benzer bir davranış, oksijen yetersiz LaOFeAs bileşiklerinde olduğu gibi, farklı bir bileşimdeki LaO_{1-x}F_xFeAs'de gözlenmiştir (Şekil 2.19). LaOFeAs bileşikleri 1.5 Gpa basınçta en yüksek $T_c\sim 50$ K değerine sahiptir [73]. Şekil 2.20 basınç altındaki T_c değişimleri ve kafes parametrelerindeki farklılıklar arasındaki ilişkiyi göstermektedir. Yüksek basınçlarda ($P>10$ Gpa), kafes parametreleri ve araştırılan LaO_{0.9}F_{0.1}FeAs bileşiğindeki T_c lineer olarak azalır [74].

Basınç altındaki T_c 'nin benzer bir davranışı bir başka bileşik türü LaOFeP 'de gözlenmiştir. Ortam basıncında, katkılı $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeP}$ bileşiğindeki T_c 2-7K arasındadır. Basınç uygulayarak, T_c $P=0.8\text{GPa}$ 'da 8.8K olarak hızlıca yükselir, sonrasında $dT_c/dP > 4\text{ K/GPa}$ [75] oranına düşer.



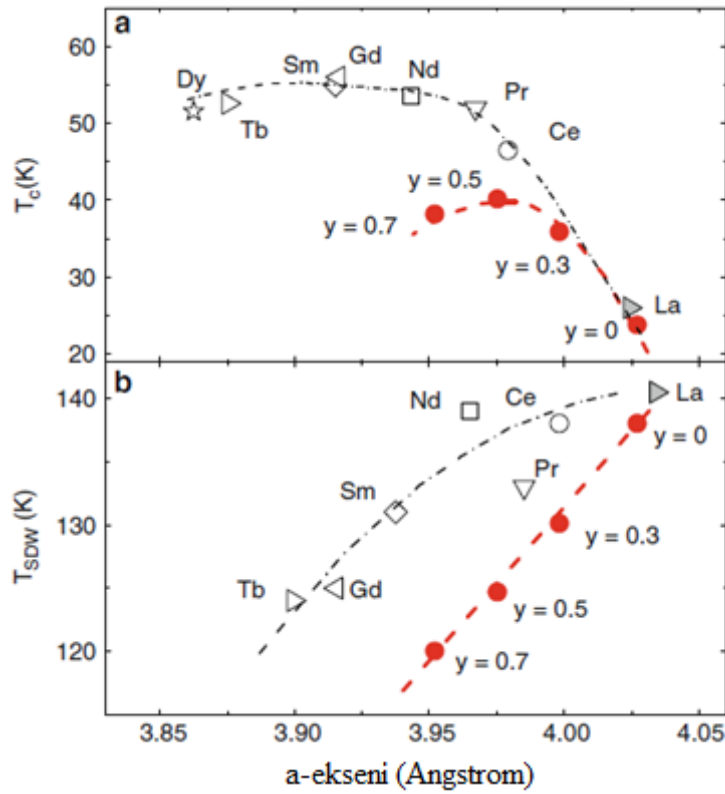
Şekil 2.19. İki $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ bileşiği ve oksijen boşlukları olan bir LaO_8FeAs bileşiği için basınç ile birlikte süper iletkenlik geçiş sıcaklığının değişimi göstermektedir [76]



Şekil 2.20. $\text{LaO}_{0.9}\text{F}_{0.1}\text{FeAs}$ bileşiği için basınç altında (a) kafes parametreleri ve (b) süper iletkenlik geçiş sıcaklığı değişimi [74]

Son olarak, bileşikte bir iyonun daha küçük yarıçapta başka bir iyonla yer değiştirmesinde ortaya çıkan kimyasal basınç durumunu ele almaktayız. Bu durumda, katkı konsantrasyonu artarken kafes parametresinin daraldığı gözlenmektedir. Bu durum [76]’ten alınan Şekil 2.21’de gösterilmiştir.

İtriyum lantandan daha küçük iyonik yarıçapa sahiptir, bu nedenle lantanı itriyumla değiştirmek kafes parametresi a ’yı düşürür. Şekilden görüldüğü üzere, T_N azalırken T_c itriyum konsantrasyonu ile birlikte artmaktadır. Bu yönelim, bazı optimal flor katma x değerlerinde azami T_c değeri sergileyen tüm $\text{ReO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ bileşikleri için yaygındır.



Şekil 2.21. Kafes parametresi fonksiyonu olarak ReOFeAs bileşikleri için (a) T_c ve (b) T_N . Siyah noktalar $y=0; 0.3; 0.5; 0.7$ itriyum konsantrasyonu seviyelerinde $\text{La}_{1-y}\text{Y}_y\text{F}_{0.15}\text{FeAs}$ bileşiği için T_c ve T_N değerlerini göstermektedir [76]

Stokiyometrik LaOFeAs bileşiğinin $y \leq 0.7$ 'ye kadar itriyum ile katkılanması süper iletkenliğe neden olmaz, çünkü kimyasal basıncın etkisi flor katmanının etkisinden çok daha zayıftır. Zaten süperiletken olan $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ bileşiğine itriyum katma olayında, T_c 24K'dan 40K'ya yükselir. Açıkçası bu, La kısmen Y ile yer değiştirdiği esnada bileşiğe yeni taşıyıcılar eklendiğinden kafes parametresindeki (kimyasal basınç) düşüş sebebiyle olmamaktadır. Bu nedenle, FeAs tabanlı bileşiklerde süper iletkenliğin

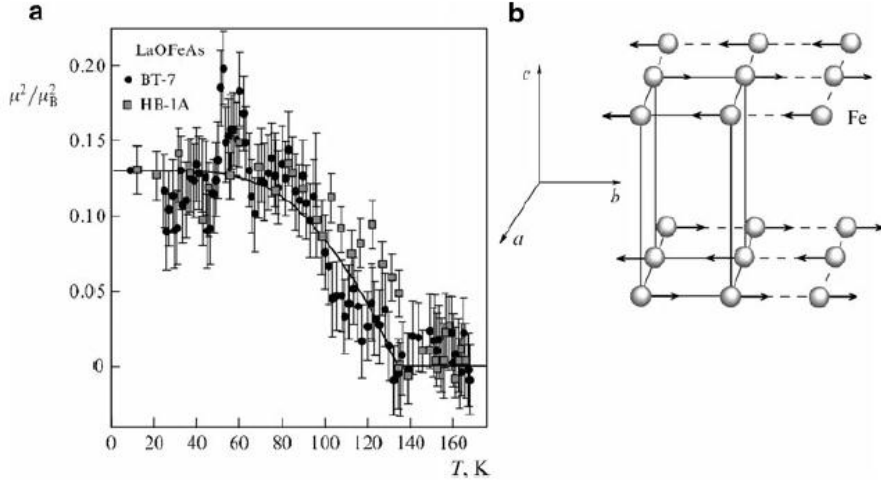
başlamasında kimyasal basıncın etkisi, heterovalent elementlerin katılmasındaki etkiye kıyasla oldukça sınırlıdır.

Basıncı altındaki süper iletkenliğin özellikle ilgi çekici bir davranışı Ce içeren bileşiklerde gözlenmektedir [77-79].

2.5. Arsenik Tabanlı Süperiletkenlerde Manyetik Özellikler

2.5.1. Manyetik yapı

Stokiyometrik ReOFeAs bileşikleri antiferromanyetiktir. LaOFeAs gövdesindeki manyetik düzenlemenin ilk olası belirtileri, $T \approx 150\text{K}$ kadar anormallikler sergileyen elektriksel iletkenlik ve manyetik duyarlılığın sıcaklık bağımlılığı ölçümlerindendir. Bu sıcaklıkta, tetragonal dan ortorombik faza bir yapı geçişinin olduğu belirlenmiştir. Başlangıçta manyetik düzenlenmenin aynı sıcaklıkta ortaya çıktığı ileri sürülmüştür. Şimdiye kadar, Oak Ridge’de bir nükleer reaktörde durumu açığa kavuşturan tam nötron kırınımı çalışmaları yürütüldü [80]. Aslında, $T \approx 150\text{K}$ ’da simetri değişimiyle $P4/nmm$ tetragonal uzay grubundan düşük sıcaklıkta $P112/n$ monoklinik’e (bazı durumlarda ortorombik $Cmma$ fazına geçiş) yapısal bir geçiş gerçekleşmektedir. Manyetik faz geçişinin düşük sıcaklıkta $T_N = 137\text{K}$, gerçekleştiği sonucuna varıldı. Nötron kırınımı modellerinde, c eksenini boyunca önceki hücrelerin iki katına çıktığına ilişkin manyetik yansımalar bulunmuştur. Şekil 2.20 LaOFeAs çalışmasının asıl sonucu göstermektedir; nokta ve kareler manyetik düzen parametresinin karesini ölçen manyetik yansımanın sıcaklık bağımlılığını belirtmektedir. Yandaki ek resim Fe alt kafesinde oluşan manyetik yapıyı göstermektedir.



Şekil 2.22. (a) Sıcaklığa bağlı nötron kırınım verilerine göre LaOFeAs'deki manyetik Bragg pikinin yoğunluğudur [80]. Deneysel nokta ve kareler farklı difraktometrelerdeki ölçümlere karşılık gelmektedir. (b) Fe alt kafesinde manyetik düzenlenmeyi göstermektedir.

Şekil 2.22'de gösterildiği gibi, ortaya çıkan manyetik yapı, bazal düzlemdeki ferromanyetik zincirlerin (şeritler) bir antiferromanyetik değişimidir. Bileşik aslında metalik olsa bile, bu yapı bu bileşiğin şerit yapı hesaplamalarına müteakip teori tahminleriyle oldukça uyushmaktadır [80]. Bu bağlamda, FeAs bileşiklerindeki manyetik düzenlenme kupritlerdekinden oldukça farklıdır. Stokiyometrideki kuprit bileşikleri, bazal düzlemde oldukça olağan antiferromanyetik düzenlenme sergilemektedir, bu sayede Cu atomlarının manyetik momentleri bakır alt kafesindeki en yakın komşularının momentlerine paralel olmayan şekilde bulunmaktadır. Stokiyometrik kupritler Mott yalıtkanlarıdır.

Kupritlerin katkılanması uzun erimli manyetik düzenlenmesini ortadan kaldırır ve süperiletken durumun başlamasıyla sonuçlanmaktadır. Bu durum FeAs sistemlerinde benzer şekildedir. Katkılı süperiletken $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ ($T_c = 26$ K) bileşiğinde yapılan nötron kırınım çalışmaları manyetik düzenlenmenin olmadığını göstermiştir. Bu nedenle, kupritlerde nasıl bulunduğu benzer şekilde, elektron eşleşmesindeki antiferromanyetik dalgalanmaların önemli bir rolü olduğunu belirten manyetik faz geçişin çevresinde süper iletkenlik ortaya çıkmaktadır. Şekil 2.20'de gösterilen manyetik düzenlenme $T_N = 141\text{K}$ 'lı NdOFeAs [82] olarak isimlendirilen bir başka stokiyometrik bileşikte de bulunmaktadır.

Bu bileşiklerin her ikisinde de (Re= La, Nd) , düşük sıcaklıklarda Fe atomu başına düşen manyetik moment anormal şekilde küçüktür: La tabanlı bileşik için $0.36\mu_B$ ve Nd tabanlı bileşik için $0.25\mu_B$, oysaki teoremin tahminlerine göre $\sim 2 \mu_B$ olması beklenmektedir [84,86]. Bu farklılık, şimdiye kadar devam eden bir sorunu işaret etmektedir. Engellemenin (bazal düzlemdeki Fe atomları arasındaki iki antiferromanyetik etkileşim) ortaya çıkması ortalama manyetik momenti bir şekilde düşürebileceği açık olsa bile, beş faktörden biri tarafından indirgenmesini anlamak zordur.

3. DENEYSEL TEKNİKLER

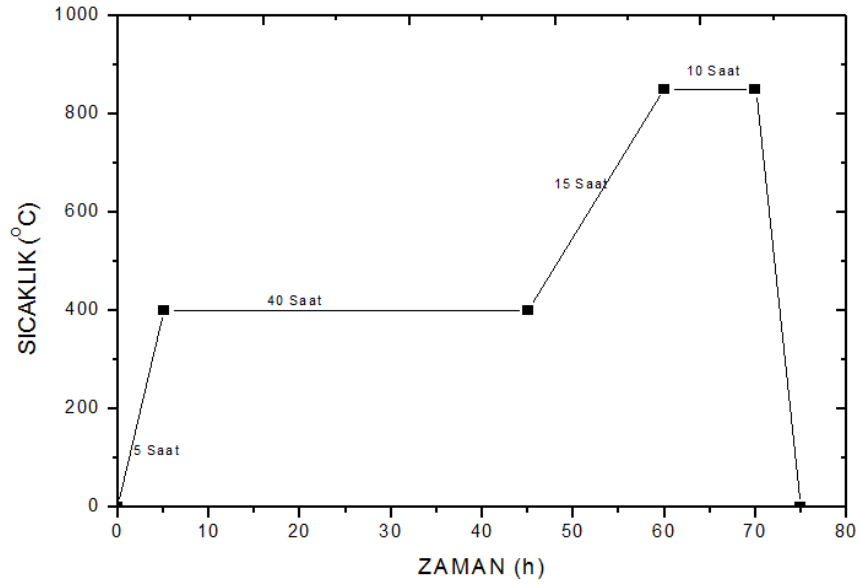
Örneklerin hazırlaması ve karakterizasyonu için dört teknik kullandık bunlar: Örneklerin Hazırlanması, XRD ölçüm tekniği, Mıknatıslanma Ölçüm Tekniği, Direnç Ölçüm tekniğidir. Bu teknikler aşağıda kısaca açıklamıştır.

3.1. Fe-As Tabanlı Süperiletken Örnekleri Katıhal Reaksiyonu Tekniği ile Hazırlanması

Arsenik içeren malzemelerin hazırlanmasında; arseniğin süblimleşme sıcaklığı olan 612 °C civarındaki sıcaklıklarda arseniğin bu özelliğinden kaçınılmalıdır. Bu sebeple arsenik içeren örnekler hazırlanırken; iki aşamalı bir işlem sırası takip edilmesi gerekir. Önce hazırlanması istenen örnek için gerekli arabileşikler hazırlanır ve buna müteakip ikinci aşamada ise hazırlanan arabileşiklerden uygun oranlarda karıştırılarak bileşiğin hazırlanmasına gidilir.

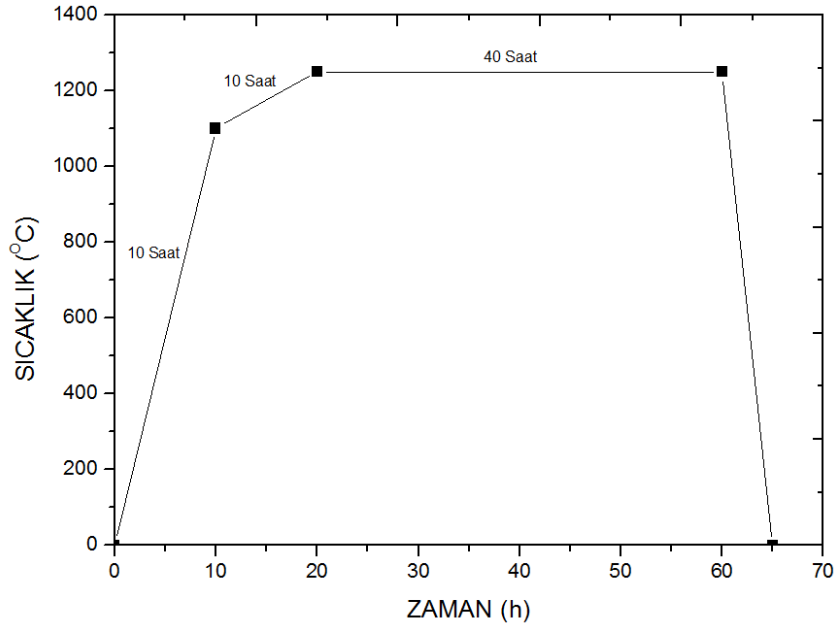
Ana bileşiğimiz olan LaFeAsO için ilk aşamada LaFe₃As₃ arabileşiğinin hazırlanması gereklidir. Bu hazırlama işlemi sırasında sözü edilen bileşik için saf bileşenler (133) atomik oranlarına uygun şekilde toz halde karıştırılarak; kuarz tüplere vakum altında kapatılarak soğuk fırına konulup; 5 saatte 400 °C ye orada 40 saat kaldıktan sonra 15 saatte fırın 850 °C ye çıkartılıp orada 10 saat bekletilir. Daha sonra fırın kapatılarak soğumaya bırakılır Şekil 3.1.

Anabileşiğimiz olan LaFeAsO için ilk aşamada LaFe₃As₃ ve La₂O₃ bileşikleri (1111) atomik oranlarını sağlayacak şekilde toz halinde karıştırılır. La₂O₃ bileşiğinin açık ortamlarda bulunduğunda nem çekme özelliğinin iyi bilinmesi gereklidir. bu sebeple La₂O₃ bileşikleri nemsiz ortamlarda saklanmalı yada kullanılmadan önce 10 saat süreyle 600 °C de dehidrasyon sürecine tabi tutulmalıdır. Biz La₂O₃ ile yaptığımız çalışmalarda yeni açtığımız La₂O₃ kullanmayı tercih ettik bu bize örneklerin hazırlanmasında zaman kazandırdı.



Şekil 3.1. LaFeAsO bileşiğinin arabileşiklerinin hazırlanması için fırının çalışma grafiği

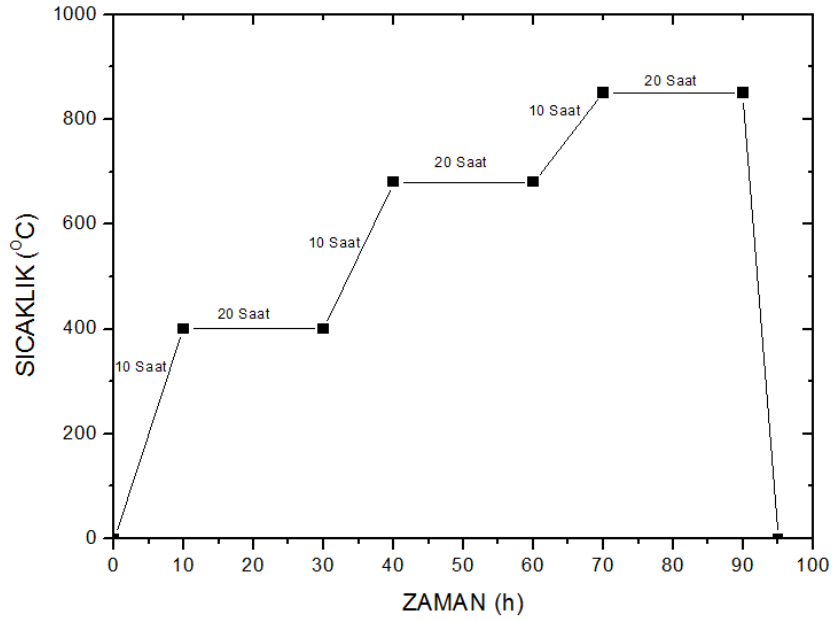
Uygun atomik oranlarda karıştırılan LaFe_3As_3 ve La_2O_3 vakuma alınarak kuarz tüplere kapatılır. Kuarz tüplere kapatılan bu örnekler soğuk fırına konulup; 10 saatte 1100 °C ye oradan 10 saatte fırın 1250 °C ye çıkartılıp orada 40 saat bekletilir. Daha sonra fırın kapatılarak soğumaya bırakılır Şekil 3.2.



Şekil 3.2. LaFeAsO bileşiğinin hazırlanması için fırının çalışma grafiği

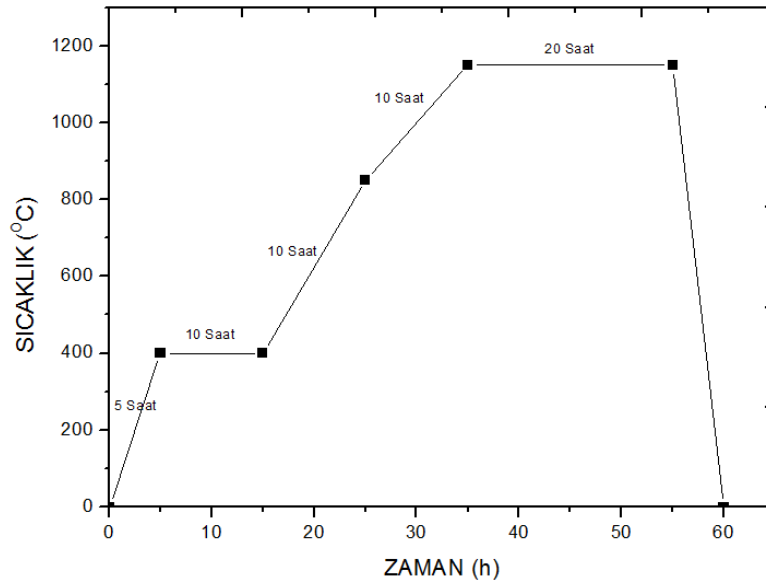
Yine arabileşiklerimizden olan BaFe_2As_2 için ilk aşamada BaFe, FeAs ve BaAs gibi arabileşikler hazırlanır. Bu hazırlama işlemi sırasında sözü edilen bileşikler için saf

bileşenler (11) atomik oranlarına uygun şekilde toz halde karıştırılarak; kuarz tüplere vakum altında kapatılarak soğuk fırına konulup; 10 saatte 400 °C ye orada 20 saat kaldıktan sonra 10 saatte 680 °C ye çıkılıp orada 20 saat kalınır daha sonra 10 saatte fırın 850 °C ye çıkartılıp orada 20 saat bekletilir. Daha sonra fırın kapatılarak soğumaya bırakılır Şekil 3.3.



Şekil 3.3. BaFe₂As₂ bileşiğinin arabileşiklerinin hazırlanması için fırının çalışma grafiği

İkinci aşamada ise birinci aşamada elde edilen ara bileşikler öğütülerek toz haline getirilir. Toz haline getirilen bu bileşikler gene uygun oranlarda karıştırılıp pellet yapılır.



Şekil 3.4. BaFe₂As₂ bileşiğinin hazırlanması için fırının çalışma grafiği

Bu pelletler vakum altında kuarz tüplere kapatılır. Vakum altında kapalı haldeki (122) bileşiği önce 5 saatte 400 C ye orada 10 saat kaldıktan sonra 10 saatte 850 °C ye orada hiç beklemeden 10 saatte 1150 °C çıkılır. 1150 °C de 20 saat kaldıktan sonra Fırın kapatılarak soğumaya bırakılır Şekil 3.4.

3.2. XRD Ölçüm Tekniği

3.2.1. X-ışınları kırınımı

1912 yılında Von Laue tarafından keşfedildikten sonra, X-ışınları kırınımı bugüne kadar endüstri ve bilime çok önemli bilgi akışı sağlamıştır. Örneğin; kristal malzemelerin atomlarının geometrik düzeni (örgü yapısı) ve aralarındaki mesafe hakkındaki bilgilerin çoğu doğrudan kırınım çalışmalarıyla tayin edilmiştir. Ayrıca bu tür çalışmalar metallerin, polimerik malzemelerin ve diğer katıların fiziksel özelliklerinin çok daha iyi anlaşılmasına katkıda bulunmuşlardır.

X ışınları elektromanyetik radyasyon spektrumunda enerjileri 100 eV ile 100 keV arasında olan fotonlardır. X-ışınlarının dalgaboyları atomik uzunluk skalası ile karşılaştırılabilir ve bundan dolayı x-ışınları maddenin yapısal özellikleri için kullanılabilir. X-ışınlarının maddenin içine işleme (penetrasyon) derinliği çok fazladır ve bu nedenle x-ışını sayesinde, sadece ince filmler için değil ayrıca bulk malzemelerin incelenmesi mümkün olmaktadır. X-ışınları atomlarda iç kabuk elektronlarının geçişi

sayesinde üretilir. Bu karakteristik x-ışınıdır, ayrıca, nükleer enerjideki geçişten dolayı da olur ve bu ise sürekli x-ışınıdır. Yüksek enerjili bir ışın demeti kaynaktan dışarı çıkınca 45 kV'luk yüksek bir voltajla ivmelenir ve katı bir x-ışını target'ı üzerine odaklanır. Sistemimizde x-ışını kaynağı olarak bir bakır Cu blok kullanıldı. X-ışınları target'dan üretilir. İvmelenmiş elektronlar, iç kısımda olan K kabuğu elektronlarını çıkartır ve bu sayede K kabuğunda mümkün boş durumlar oluşturulur. Elektronlar sonraki daha yüksek enerji seviyesi olan L'den K seviyesine geçerken x-ışını olarak enerji yayalar. Bu x-ışını yayılımına $K\alpha$ denir ve atomlardan üretilen x-ışınları arasında en şiddetli olanıdır. Bu $K\alpha$ çizgileri $K\alpha_1$ ve $K\alpha_2$ gibi iki gruba ayrılır. Bunun nedeni K seviyesindeki spin dejenerasyonu yada çok ince yarılmadır. Benzer şekilde atomik enerji seviyeleri gibi, yüksek enerjili elektronlar ayrıca çekirdek içinde geçişe sebep olurlar.

Kaynaktan gelen x-ışınları malzememizin üzerine düşerek atomlarla etkileşmeye başlar. X-ışınları ayrıca malzemeye çarptığında hem elastik olmayan saçılmaya uğrarlar , yani enerji kaybederler ve dalga boylarında değişim olur buna Compton saçılmasını örnek verebiliriz, hemde enerji ve dalga boyunda değişim olmayan elastik saçılma durumu gösterirler. Malzemem içinde atomların periyodik dizilimleri oluştuğunda ve atomik mesafe x-ışını dalgaboyu ile karşılaştırılır seviyede ise, herbir atomik tabakadan elastik saçılan x-ışını keskin şiddetleri (intensity) dedektör tarafından toplanır. Buna kırınım desenide denir. Bu keskin kırınım şiddetleri yada pik pozisyonları atomlar arası mesafe ile alakalıdır ve aşağıda verilen Bragg kırınım yasası formülü ile tanımlanır.

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (3.1)$$

Bu arada d atomik mesafe λ x-ışını dalgaboyudur. Difraktometrenin geometrisine bağlı olarak Bragg yasası kullanılarak kristalin farklı yönelimlerindeki atomik mesafe hesaplanabilir. Bu yolla düzlem içi ve dışı örgü parametreleri, film kalınlıkları, alttaş etkisinden kaynaklanan gerilme etkisi ve oluşan filmlerin yüzeyindeki parçacıkların büyüklüğü hesaplanabilir. Hesaplama detayları ilerki bölümlerde anlatılacaktır. X-ışınları küçük açılarda yüzey üzerine geldiklerinde x-ışını yansımalarını inceleyebiliriz. Burada geliş açısı yansıma açısına eşittir. Geliş açısı bağlı kritik θ_c açılarından daha büyük ise x-ışınları malzeme içine nüfuz eder. Yansıyan x-ışınlarının şiddeti alttaş üzerine tek tabakalı olarak kaplanmış filminden yansır. Yansımış x-ışınının şiddeti geliş

açısı, kalınlık, yüzeyin pürüzlülüğüne ve malzemenin yoğunluğuna bağlıdır. Bir alttaş üzerine kaplanmış tek tabakalı ince film durumunda, havadan/filme yansımış x-ışını ve film/alttaş ara yüzey farklılıklarından dolayı ölçüm esnasında 100 nm film kalınlığı seviyesine kadar yansımış x-ışını titreşimlerini (osilasyonları) görebiliriz. 100 nm film kalınlığını görebilmemiz için gelen ışının film yüzeyiyle yaptığı θ açısı maksimum 4 derece yani normal ile 86 derece olmalıdır. Yüzey ile 4 dereceden fazla açı yapılırsa gelen x ışınları alttaş ile etkileşime girip kalınlık bilgisini ortadan kaldırır. Film kalınlığı t ile verilen yansımış dalgalar arasındaki yol farkı,

$$\Delta = 2t\sqrt{\sin^2 \theta_n - \sin^2 \theta_0} \quad (3.2)$$

Burada n bir tamsayıdır, λ x-ışını dalga boyu, θ_n radyan cinsinden n . titreşimin pik pozisyonu ve θ_0 ise 0.dereceden pik pozisyonudur. Küçük geliş açıları için bu ifade şöyle yazılabilir,

$$m^2(\lambda/2t)^2 = \sin^2 \theta_n - \sin^2 \theta_0 \quad (3.3)$$

XRR (X-ray reflection) olarak bilinen bu tekniği kullanarak, birkaç nm hata belirsizliği ile beraber tek tabakalı ince filmlerin kalınlığı bulunabilir ayrıca, çok tabakalı ince filmlerin kalınlığı ve pürüzlülüğü bu XRR verisinden tahmin edilebilir. Yapılan çalışma esnasında XRR tekniği kullanılarak tüm kaplanan ince filmlerin kalınlık ölçümleri yapıldı.

Film kalınlığını ölçmenin bir başka yoluda önce yine 0.25 ile maximum 4 derece arasındaki çok küçük açılarda XRR ölçümü yapılır. Bu açılarda bu derece küçük alınmasının sebebi gönderilen x-ışınlarının sadece, alttaş üzerine nüfuz etmesini önlemektir. Bizim kullandığımız filmler için genellikle $2\theta = 2^\circ$ olduğu aralık için ölçüm yaptık ve XRR grafiği elde edilirken hava ile film ve film alttaş arası indis farkından oluşan yarım daire şeklindeki titreşimleri elde ederiz. Bu titreşimlerin herbirinin maximum şiddet noktasının yatay eksenini kestiği değerler 2θ değerleridir. Bu değerler ile aşağıda gösterilen Bragg yasası kullanılarak film kalınlığı bulunur.

Burada $n=1,2,3,4,5..$ gibi sayı değerleri verilir. Önce daha önceden bulunan 2θ değerlerini ile origin programında yatay eksen, $2 \sin\left(2\theta \frac{\pi}{360}\right)/\lambda$ ve düşey eksen ise n değerleri olarak alınır. Bu iki eksen için grafik çizdiğimizde karşımıza lineer bir grafik çıkar. Bu grafik için lineer fit uygulayarak karşımıza çıkan tablodaki “slope” yani eğim

değeri filmin kalınlığıdır. Bu değer Angstrom birimindedir ve bir basamak geri alarak nm mertebesinde film kalınlığını söyleyebiliriz.

$$d = \frac{n}{2 \sin\left(2\theta \frac{P_i}{360}\right)/\lambda} \quad (3.4)$$

3.2.2. Kırınım desenlerinin yorumu

Bilinmeyen bir malzemenin toz kırınım desenlerinden yararlanarak tanımlanması, sinyallerin θ veya 2θ cinsinden pozisyonlarına ve bağıl şiddetlerine bağlıdır. Kırınım açısı 2θ belli bir grup düzlemler arası açıklık tarafından belirlenir. Bragg eşitliği yardımıyla bu düzlemler arası uzaklık (d) mesafesi kaynağın bilinen dalga boyundan ve ölçümün yapıldığı açıdan hesaplanır. Çizgi şiddetleri her bir düzlem kümesindeki atomik yansıtma merkezlerinin türüne ve sayısına bağlıdır. Bir kristalin belirlenmesi ampiriktir. Uluslar arası Kırınım Verileri Merkezi (International Centre For Diffraction Data, Swarthmore, PA) tarafından toz kırınım verileri dosyası sağlanabilir. Bu dosyadaki verileri tarayarak bilinmeyeni belirlemek zor ve zaman alıcı olduğundan, toz veriler dosyası inorganikler, organikler, mineraller, metaller, alaşımlar, adli malzemeler ve diğer türlerin listesini içeren alt dosyalara ayrılmıştır. Bu dosyalardaki veriler düzlemler arası uzaklık mesafelerini ve bağıl çizgi şiddetlerini göstermektedir. Veriler en şiddetli çizginin (d) değerlerine göre sıralanmıştır; bu dosyadan analizi yapılan maddesinin en şiddetli (d)mesafelerine bir piknometrenin yüzde bir ikisi kadar yaklaşan (d) değerleri alınır. Muhtemel bileşikler ayrıldıktan sonra aralarında tekrar bir eleme için ikinci daha sonra üçüncü vb. en şiddetli çizgilerin (d) değerlerine göre elemeler yapılarak bilinmeyene yaklaşılr. Çoğunlukla üç veya dört (d) değeri bileşiğin kuşku götürmez bir şekilde teşhis edilmesi için yeterlidir. Günümüzde artık bilgisayar tarama programlarıyla bu zor işlem kolaylaştırılmıştır. Eğer numune iki veya daha fazla kristal halinde bileşik içeriyorsa, bunların tanımlanması daha karmaşık olmaktadır. Bu durumda denemeler sonucu bir uygunluk sağlanana kadar daha şiddetli çizgilerin çeşitli kombinasyonları kullanılır.

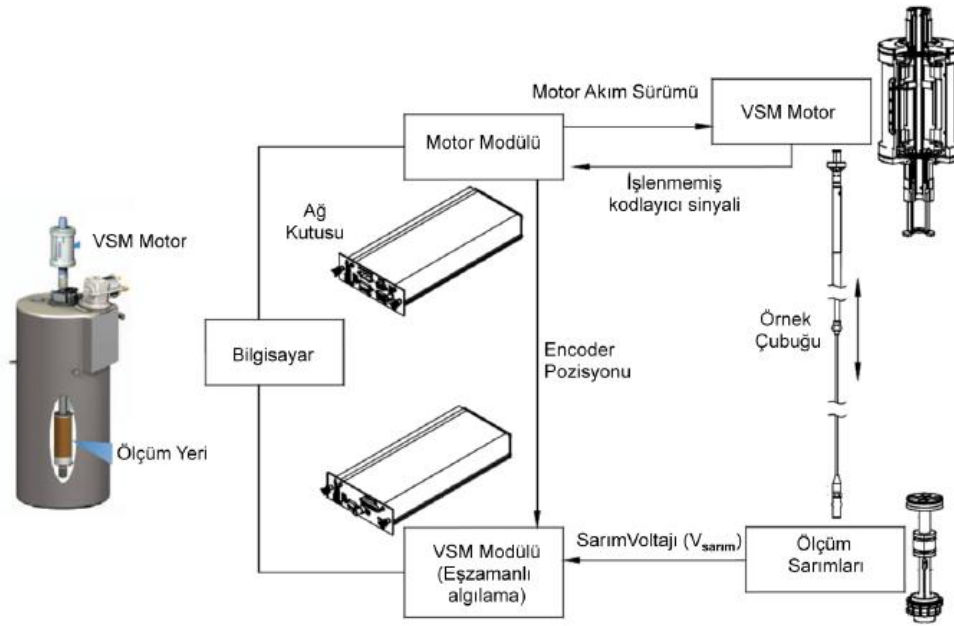
Kırınım çizgilerinin şiddetleri ölçülerek ve standartlarla karşılaştırılarak kristal karışımlarının kantitatif analizini yapmak mümkündür [83].

3.3. Mıknatıslanma Ölçüm Tekniği

VSM sistemlerinde ince film, kitle, toz ve sıvı örneklerin mıknatıslanma ölçümleri yapılabilmektedir. VSM'in çalışması, manyetik alanda titreşen örneğin manyetik akı değişimi oluşturmaları ve bu manyetik akı değişimi ile elde edilen indüksiyon emk'sının ölçülmesi prensibine dayanır. indüklenen emk ile titreşen örneğin mıknatıslanması arasındaki bu ilişki malzemenin mıknatıslanmasının ölçümüne olanak sağlar. indüklenen bu emk değeri Şekil 3.4'de verilen VSM ölçüm sisteminde ölçüm sarımları tarafından algılanır. Denklem (III.5)'i, düşey düzlem z-ekseninde salınım yapan bir örnek için tekrar yazarsak elde edilir.

Burada ϕ ölçüm sarımları tarafından çevrelenmiş manyetik akıyı, z örneğin akım sarımlarına göre düşey pozisyonunu ve t ise zamanı göstermektedir.

$$\varepsilon_{sarımlar} = \frac{d\phi}{dt} \quad (3.5)$$



Şekil 3.5. Bu çalışmada kullanılan Quantum Design PPMS VSM Sistemi

Harmonik salınım yapan bir örnek pozisyonu için voltaj denklemi olarak yazılabilir.

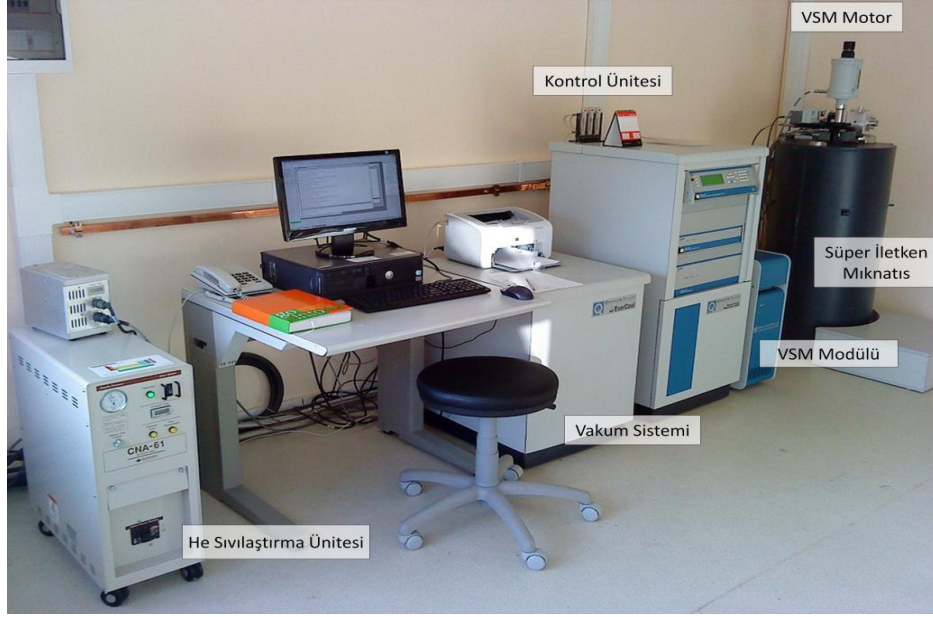
$$\varepsilon_{sarımlar} = 2\pi\nu\kappa\mu A \sin(2\pi\nu t) \quad (3.6)$$

Bu denklemde κ çiftleşme sabiti, μ örneğin manyetik moment, A salınımın genliği, ν ise salınım frekansıdır. Burada ölçümü yapılacak örnekler sinüsoidal bir şekilde

titreştirilen bir örnek tutucu çubuğun ucuna tutturulur. Burada salınım hareketinin merkezi, ölçüm sarımlarının merkezi ile aynı düşey pozisyonda olmalıdır. Bu salınım hareketinin genliği ve hassas pozisyonu VSM motor modülü tarafından kontrol edilmektedir.

VSM’de mıknatıslanma ölçümlerine başlamadan önce sistemin kalibrasyonuna ihtiyaç vardır. VSM mıknatıslanma ölçümleri yaparken, ölçüm sarımlarına içeride örnek varken ulaşan sinyaller ile içeride örnek yokken ulaşan sinyaller arasındaki farkı değerlendirir. Bu değerlendirme uygulanan manyetik alan ile elde edilen mıknatıslanma arasındaki değişimdir. Bu değişimi bir standarda göre kıyaslayabilmek için sistemin kalibrasyona ihtiyacı vardır. Bu kalibrasyon için genellikle Ni ve Pd gibi standart örneklerden faydalanılır. Bu standart örneklerin bilinen manyetik moment değerinin, VSM ile ölçülen manyetik moment değerine bölünmesi ile elde edilen sonuç kalibrasyon katsayısı olarak kullanılır ve bundan sonra yapılacak ölçümlerde bu değer sistem tarafından otomatik olarak kullanılır. VSM sabit sıcaklık değerinde ölçüm yaparken örneğe önce ölçüm yapılacak manyetik alan değerini uygular ve bu değerle titreşim hareketi yaptırarak örneğin mıknatıslanma değerini hesaplar.

Bu tez çalışması için kullanılan VSM sistemi, Gebze Yüksek Teknoloji Enstitüsü Fizik Bölümü Manyetizma Laboratuvarında bulunan Quantum Design firması tarafından üretilen PPMS9T cihazıdır. Bu sistem malzemelere 9Teslalık değere kadar manyetik alan uygulama imkânı sağlar. Cihaz 1-3mm aralığında bir titreşim genliğine ve 40Hz’lik frekans değerine sahiptir. Sistem 10^{-6} emu (erg/Oe) hassasiyetine kadar manyetik alan değişimlerini 1Hz’lik veri oranıyla çözümleyebilmektedir. Ayrıca bu sistemle 5K-1000K aralığında sıcaklığa bağlı ölçümler yapılabilmektedir. Şekil 3.5’de GYTE Fizik Bölümü’ndeki PPMS cihazının bir fotoğrafı görülmektedir (M. Öztürk Y.L. Tezi).



Şekil 3.6. PPMS sistemi GYTE Fizik Bölümü (M. Öztürk Y.L. Tezi)

3.4. Direnç Ölçüm tekniği

3.4.1. Direnç ölçmek için hazırlanması

Demir-arsenik tabanlı örneklerin Direnç ölçümü için örnekler öncelikle toz haline getirildi. Toz haline getirilen bu örnekler dikdörtgen prizması biçiminde preslenerek tekrar şekillendirildiler. Şekillendirmek için kullanılan aparat ve yeniden şekillendirilmiş örnek aşağıda görülmektedir.



Şekil 3.7. Örnek şekillendirmek için kullanılan kalıp

Yeniden şekillendirilen örnekler kuarz tüplere vakum altında kapatılarak 10 saatte 900°C ye çıkararak, bu sıcaklıkta 24 saat tavlandı. Tavlanan bu örnekler fırın kapatılarak hızlı bir şekilde fırından çıkarıldı. Fırınlanan bu örnekler fırından çıktıkları haliyle Şekil 3.5 de görülmektedirler.



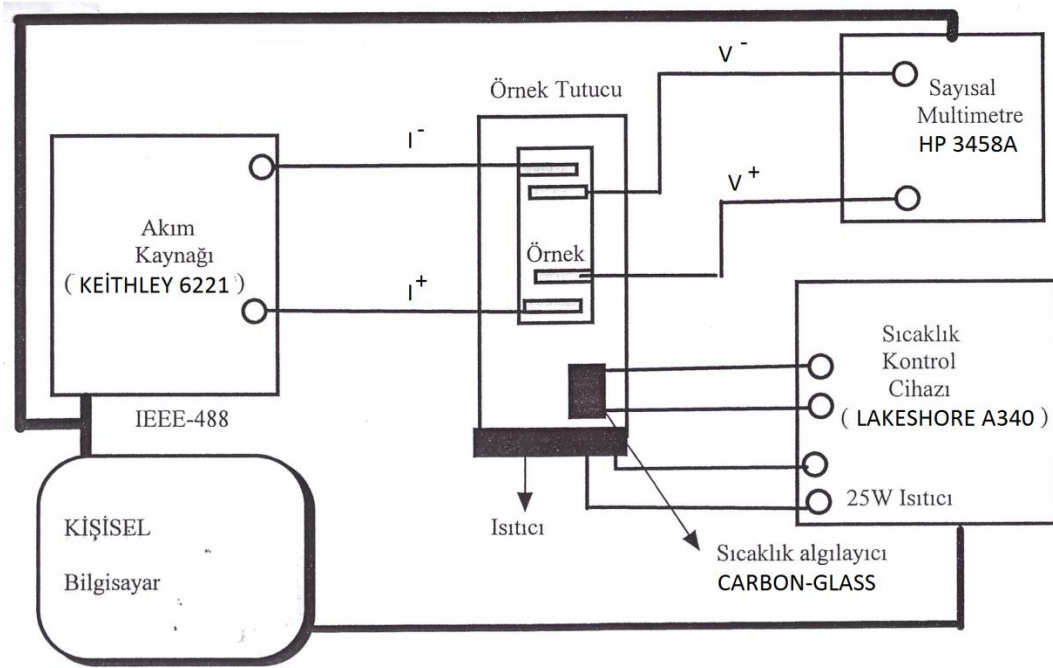
Şekil 3.8. Direnç ölçümü için yeniden şekillendirilerek 850 °C de tavlanmış örnekler

Tavlanan bu örnekler Şekil 3.6 deki gibi örnek tutucuya düşük sıcaklıklarda tutma özelliğini kaybetmeyen bir vernikle tutturularak, gümüş pasta ile kontakları atıldı. Ayrıca örneklerin örnek tutucuya nasıl bağlandığı şema halinde Şekil 3.7’de verilmiştir. Şema dört nokta tekniği ile direnç değeri tespit etmek üzere dizayn edilmiş olup, akım uygulayıp voltaj okunarak sıcaklığa göre direnç değerlerinin nasıl bir değişim gösterdiği belirlenmiştir.



Şekil 3.9. Direnç ölçümleri için kullanılan örnek tutucu ve sabitlenerek kontaktları atılmış örnek

Yapılacak düşük sıcaklık ölçümleri için Şekil 3.7 deki şeması, Şekil 3.8 fotoğrafı verilen sistem kullanıldı.

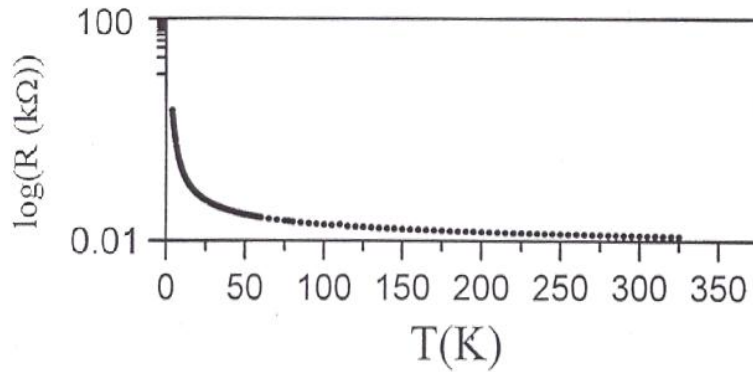


Şekil 3.10. Direnç ölçümleri için kullanılan sistemin şeması [87]



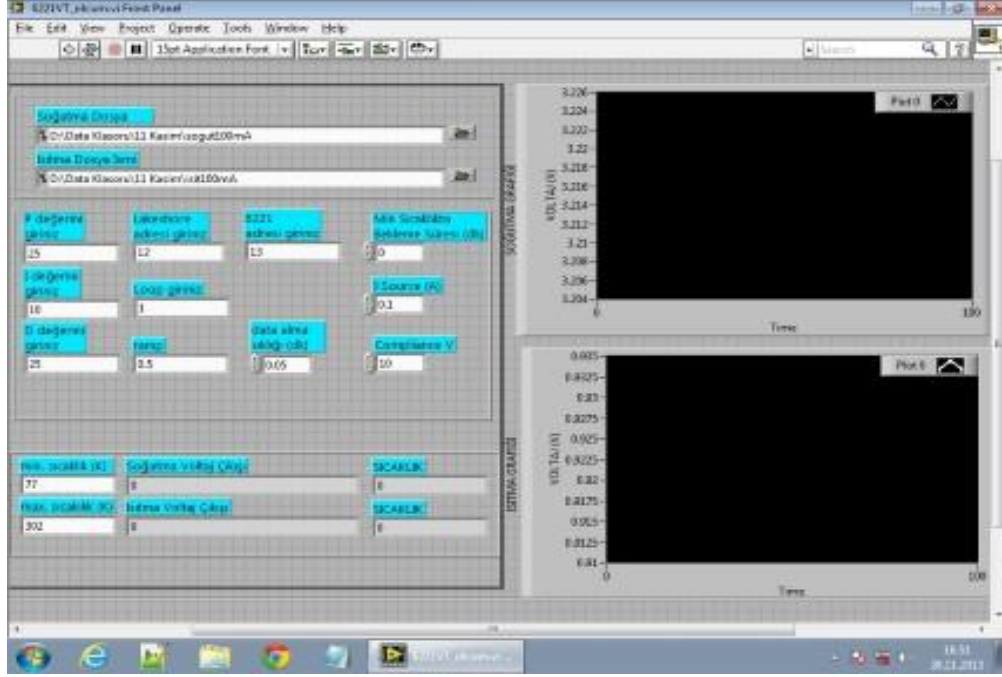
Şekil 3.11. Direnç ölçümleri için kullanılan sistemin fotoğrafı [87]

Sistemde Keithley 6221 tipi bir Akım Kaynağı kullanıldı. Kullanılan bu akım kaynağının hassasiyeti $\pm 2\text{nA}$ to $\pm 100\text{mA}$ düzeyindedir. Voltaj ölçümleri için HP 3458A V tipi bir Multimetre kullanıldı. Kullanılan bu multimetrenin hassasiyeti 10 nV düzeyindedir. Sıcaklık ölçüm ve kontrolü için Lakeshore A340 tipi bir Sıcaklık Kontrol cihazı kullanıldı. Kullanılan bu sıcaklık kontrol ünitesinin hassasiyeti $1.4\text{-}475\text{K}$ düzeyindedir. Sıcaklık ölçümlerinde sıcaklığı algılamak için Carbon-Glass termometre kullanıldı. Kullanılan termometre için sıcaklık direnç değişimi Şekil 3.12’ de verilmiştir.



Şekil 3.12. Direnç ölçümleri için kullanılan sıcaklık algılayıcı termometrenin Sıcaklık Direnç değişimi

Sistemdeki elektronik cihazların kontrolleri, cihazlar CPIO bağlantıları ve bir IEEE kartı üzerinden bir PC bilgisayar vasıtasıyla gerçekleştirildi. Cihazları kontrol ve veri akışını Labview programı ile sağladık. Bilgisayarda kullanılan programın ekran görüntüsü Şekil 3.10 daki gibidir.



Şekil 3.13. Direnç ölçümleri için kullanılan Labview programının ekran görüntüsü

Örneklerin sıvı helyum ile soğutulması çok hızlı olacağından, soğuma hızını yavaşlatmak için bir cam Şekil 3.11 daki cam düvür tasarlandı. Cam düvürün içi gaz helyum ile süpürülüp birkaç kez vakum altına alındı. Örneğin içinde bulunduğu kısımla sıvı helyum arası vakum ile ayrıldı. 10^{-1} - 10^{-2} tor civarında tutularak vakumlanan bölgede çok az miktarda helyum gazı bulunması istendi. Bu bize soğuma hızını kontrol edebilmemize olanak sağladı. Diğer taraftan örnek ise yine helyum ortamında soğutuldu, helyumun yüksek termal iletkenliği sayesinde örnek ve termometrenin eş zamanlı soğuması sağlandı. Ayrıca örneğin bulunduğu kısım sürekli olarak atmosfer basıncına göre pozitif basınçta tutuldu. Bu pozitif basıncın sağlanması için helyum düvürü içinde buharlaşan helyum kullanıldı. Pozitif basınçla örneğin bulunduğu kısma verilen helyum gazı cam düvür içine havanın girerek sıvılaşmasına ve hatta sıvılaşan havanın donarak cam düvürün kırılmasını engelledi.



Şekil 3.14. Direnç ölçümlerinde soğuma hızını yavaşlatmak için kullanılan cam düvür

4. DENEYSEL ÖLÇÜMLER VE ANALİZLERİ

4.1. BaFe₂As₂

BaFe₂As₂ ana örneğinin hazırlanması ve karakterizasyonunu tüm çalışmamız boyunca bize ışık tuttu ve hazırladığımız örneklerin ne derece sağlıklı ve literatürde yayınlanmış örneklerle ne derece uyumlu olduğunu kıyaslama yapabilmemiz için sağlam bir dayanak oldu.

4.1.1. BaFe₂As₂ örneğin hazırlanması

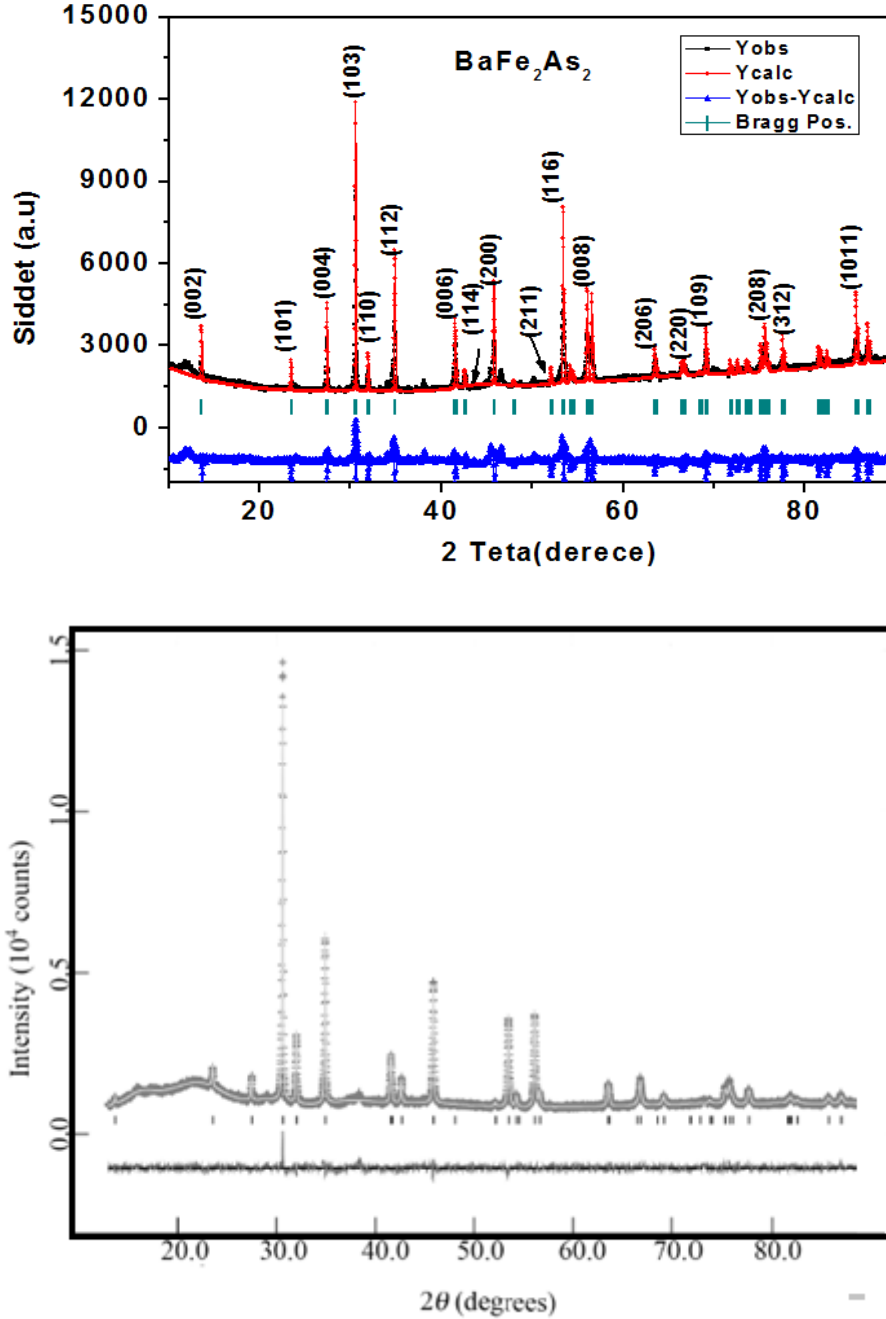
BaFe₂As₂ örneğinin hazırlanmasında ilk aşamada baryum (%99.9 luk Alfa Aesar firması) Demir (Fe, Iron powder, 22 mesh, Alfa Aesar, 99.998% (metals basis)) Arsenik (As, Arsenic lump, Alfa Aesar, 99.999% (metals basis)), saf malzemeleri istenilen oranlarda toz hale getirilip karıştırılarak, 3 gramlık pelletler haline getirildi. hazırlanan pelletler kuartz tüpün içine vakuma alınarak kapatıldı. Kapatılan tüp içindeki bu örnek soğuk fırına 10 saatte 400 °C'ye, 400 °C'de 40 saat 400 °C'den; Baryumun ergime sıcaklığın hemen altı olan olan 700 °C'ye kadar 10 saatte çıkarak 700 °C 24 saat 700 °C'den 900 °C'ye 10 saatte çıkarak 24 saat katıhal reaksiyonuna tabi tutulduktan sonra fırın kapatılarak hızlı bir biçimde örnek fırından çıkarıldı. Kuartz tüpün içinde soğumaya bırakıldı.

İkinci aşama olarak fırından çıkarılan kuartz tüp kırılarak örnek tekrar havanda toz haline getirilerek pellet yapıldı. Yapılan pellet tekrar kuartz tüpe vakumlanarak kapatıldı. Kapatılan örnek önce 10 saatte 400 °C ye, 400 °C'de 5 saat bekledikten sonra 10 saatte 900 °C'ye, çıkartılıp beklemeden 10 saatte 1100 °C çıkılarak 24 saat katıhal reaksiyonuna tabi tutuldu. Bu işlem sırasının sonunda fırın kapatılarak hızlı bir biçimde örnek fırından çıkarıldı. Kuartz tüpün içinde soğumaya bırakıldı. Kuartz tüpten çıkarılan örneklerin XRD, manyetizma ve direnç ölçüm karakterizasyonları yapıldı.

4.1.2. XRD ölçüm ve analizi

Hazırlanan BaFe₂As₂ örneği X-ışını toz kırınım deneyi için havanda toz haline getirilerek öğütüldü. Toz haline getirilmiş örneğin kristal yapısı, oda sıcaklığında, 10°≤2θ≤90° aralığında rikagu cihazıyla incelenmiştir.

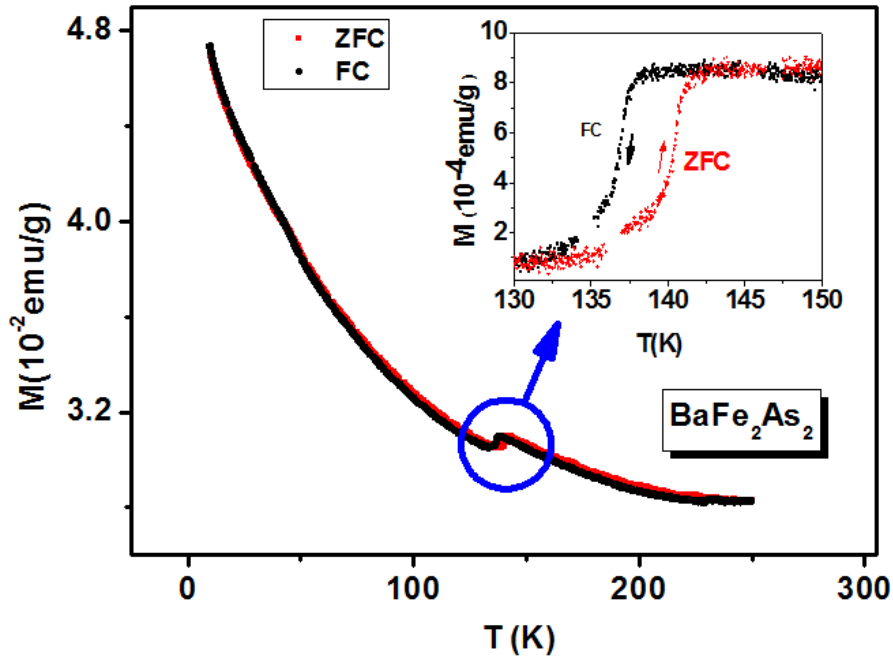
BaFe₂As₂ örneğinin XRD analizi FullProf programında sabit profil katsayısı ile fit edilmiştir. I 4/m m m uzay grubuna (139) ait kafes parametreleri tam olarak literatürdeki gibi belirlenmiştir: a=b=3.960107Å ve c=13.006934Å'dür. BaFe₂As₂ bileşiğinden elde edilen XRD verileri ve analizi Şekil 4.1'de gösterilmektedir.



Şekil 4.1. BaFe₂As₂ örneğinin XRD paterni ve fit edilmiş hali ile yapılan başka bir çalışmanın pik uyumunu göstermektedir [88]

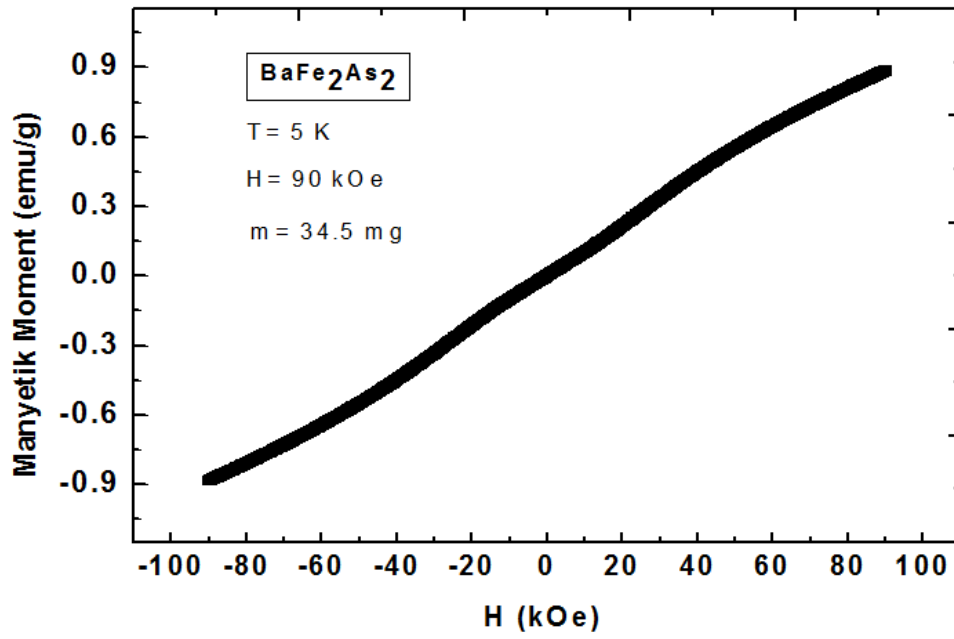
4.1.3. Mıknatıslanma ölçümleri ve analizleri

Mıknatıslanma ölçümü için örnek yaklaşık 2 mm boyunda silindire benzer biçimde seçilmeye çalışıldı. Bu seçilen örneğin ilk olarak elektronik bir terazi yardımıyla kütlesi belirlendi. Örnek VSM cihazının örnek tutucusuna sabitlendi. VSM cihazına yerleştirilen örnek tutucudaki BaFe_2As_2 örneği için 300-5K sıcaklıkları arasında sıfır alanda soğutarak ve sıfırdan farklı alanlarda soğutarak ayrı ayrı ZFC ve FC mıknatıslanma grafikleri elde edildi. Daha sonra sıcaklık 5K da sabitlenerek değişen alanlar için ± 90 kOe da M-H grafikleri elde edildi.



Şekil 4.2. BaFe_2As_2 örneği için 300-5 K arasında ZFC ve FC değişim grafiği

BaFe_2As_2 örneği için 300-5 K arasında ZFC ve FC değişim grafiği ve M-T grafiği görülmektedir. Bu örnekte daha önce literatürde görülmeyen 130-135 K sıcaklık aralığında birinci dereceden faz geçişi görülmektedir. Bu durumda yapı içindeki örgü parametreleri ve yapısal dönüşüm bu sıcaklık aralığında belirgin hale gelmiştir.



Şekil 4.3. BaFe₂As₂ örneği için Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği

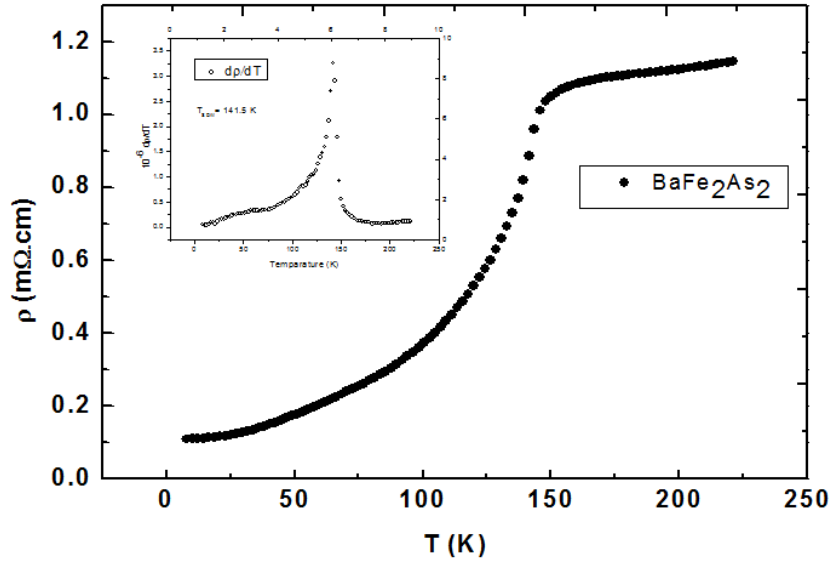
4.1.4. Direnç ölçümler ve analizleri

Direnci ölçülecek örnekler öncelikle havanda toz haline getirilerek ortalama 16x4.2x1.4 mm ebatlarında dikdörtgen prizması şeklinde pellet haline getirilerek sıkıştırıldı. Sıkıştırılan bu örnek kuarz tüpe vakum altında kapatılarak 850 °C de 24 saat tavlandı. Tavlanan bu örnekler örnek tutucuya düşük sıcaklıklarda özelliklerini kaybetmeyen vernik ile yapıştırıldı. Kontaklar iletken gümüş pasta (silver paint) ile atıldı. Bölüm 3’de ayrıntıları verilen sistemde 200 -4.2 K aralığında dört nokta tekniği ile direnç ölçümü yapıldı.

Ölçüm sırasında örneğe 100 miliamper DC akım uygulandı. Örneğin belirlenen ebat ve voltaj uçları arasındaki uzaklıktan öz direnç değerleri hesaplanarak Şekil 4.4 daki grafik elde edildi. 250 K, 77 K ve 4.2 K daki direnç değerleri Tablo 4.1’e işlendi.

Tablo 4.1. Değişik sıcaklıklarda BaFe₂As₂ örneği için öz direnç değerleri

BaFe ₂ As ₂	77 K	4.2 K	T _{SDW} = 141 K
Özdirenç (mΩcm)	0.253	0.11	0.90



Şekil 4.4. BaFe₂As₂ örneği için 250-4.2 K arasında Özdirenç-Sıcaklık değişimi

4.2. BaFe_{1.9}Pt_{0.1}As₂

4.2.1. Örneğin hazırlanması

BaFe_{1.9}Pt_{0.1}As₂ örneğinin hazırlanmasında ilk aşamada Baryum (%99.9 luk Alfa Aesar fıması) Demir (Fe, Iron powder, 22 mesh, Alfa Aesar, 99.998% (metals basis)) Arsenik (As, Arsenic lump, Alfa Aesar, 99.999% (metals basis)), Pt (%99.99 luk Alfa Aesar fıması) saf malzemeleri uygun oranlarda toz hale getirilip karıştırılarak, 3 gramlık pelletler haline getirildi. Sözü geçen bu pellet kuarz tüpün içine vakuma alınarak kapatıldı. Kapatılan tüp içindeki bu örnek soğuk fırına 10 saatte 400 °C ye 400 °C de 40 saat 400 °C den; Baryumun ergime sıcaklığının hemen altı olan olan 700 °C ye kadar 10 saatte çıkarak 700 °C 24 saat 700 °C den 900 °C ye 10 saatte çıkarak 24 saat katıhal reaksiyonuna tabi tutulduktan sonra fırın kapatılarak hızlı bir biçimde örnek fırından çıkarıldı. Kuarz tüpün içinde soğumaya bırakıldı.

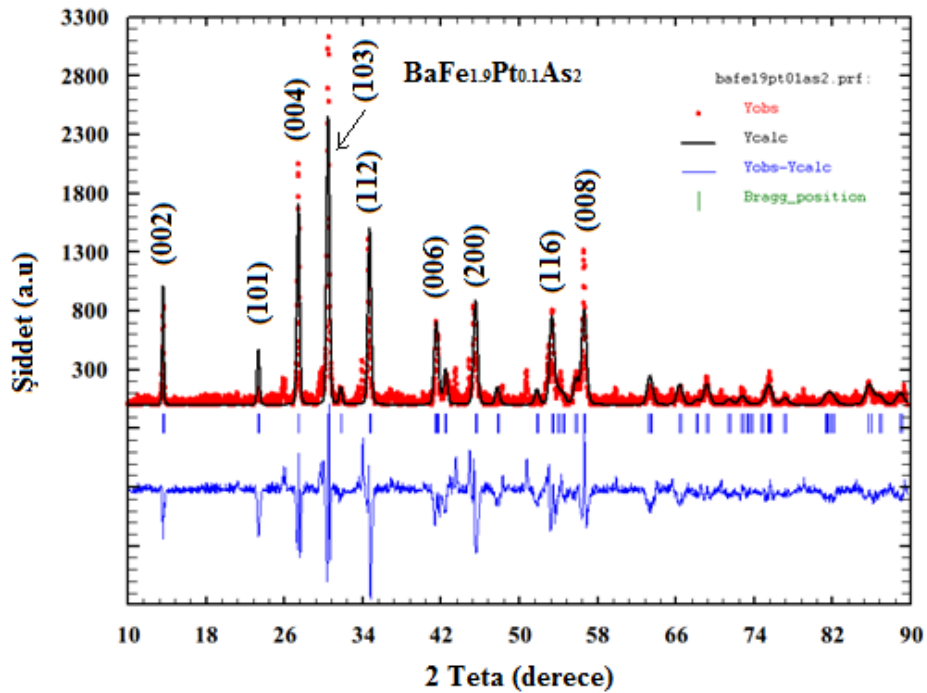
İkinci aşama olarak fırından çıkarılan kuarz tüp kırılarak örnek tekrar havanda toz haline getirilerek pellet yapıldı. Yapılan pellet tekrar kuarz tüpe vakumlanarak kapatıldı. Kapatılan örnek önce 10 saatte 400 °C ye, 400 °C de 5 saat bekledikten sonra 10 saat te 900 °C ye, 900 °C de beklemeden 10 saatte 1100 °C çıkılarak 24 saat katıhal reaksiyonuna tabi tutuldu. Bu işlem sırasının sonunda fırın kapatılarak hızlı bir biçimde örnek fırından çıkarıldı. Kuarz tüpün içinde soğumaya bırakıldı.

Daha sonra kuarz tüpten çıkarılan örnekler XRD, Manyetizma ve direnç ölçümleri için işlemlere tabi tutuldu.

4.2.1. XRD ölçüm ve analizi

Hazırlanan $\text{BaFe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği X-ışını toz kırınım deneyi için havanda toz haline getirilerek öğütüldü. Toz haline getirilmiş örneğin kristal yapısı, oda sıcaklığında, $10^\circ \leq 2\theta \leq 90^\circ$ aralığında rikagu cihazıyla incelenmiştir.

$\text{BaFe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneğinin XRD analizi FullProf programında sabit profil katsayısı ile fit edilmiştir. $I 4/m m m$ uzay grubuna (139) ait kafes parametreleri tam olarak literatürdeki gibi belirlenmiştir: $a=b=3.982 \text{ \AA}$ ve $c=13.004 \text{ \AA}$ 'dır. BaFe_2As_2 bileşiğinden elde edilen XRD verileri ve analizi Şekil 4.5'de gösterilmektedir. Tablo 4.3'e XRD ile ilgi bazı önemli bilgiler ayrıca işlenmiştir.

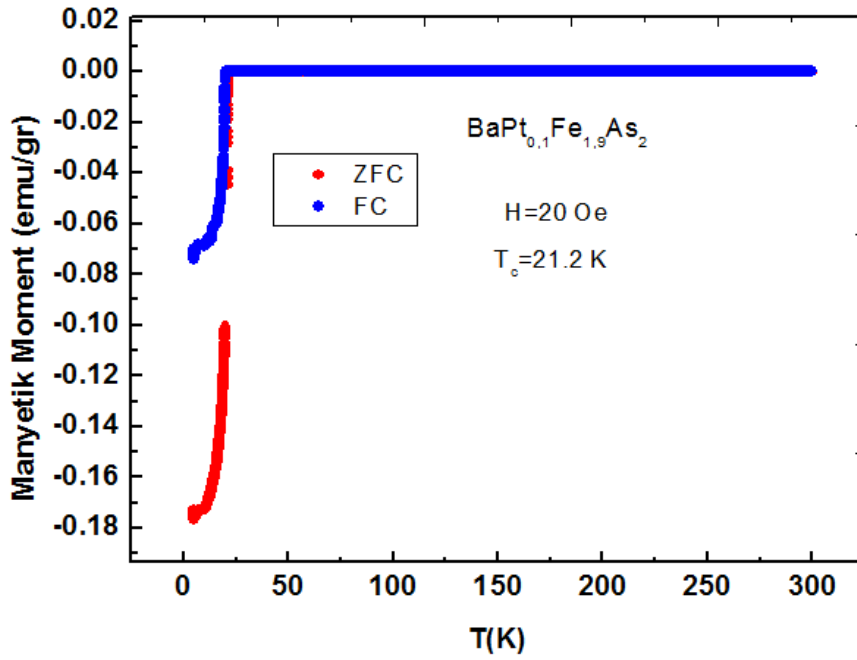


Şekil 4.5. $\text{BaFe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneğinin XRD paterni ve fit edilmiş hali

4.2.2. Mıknatıslanma ölçümleri ve analizleri

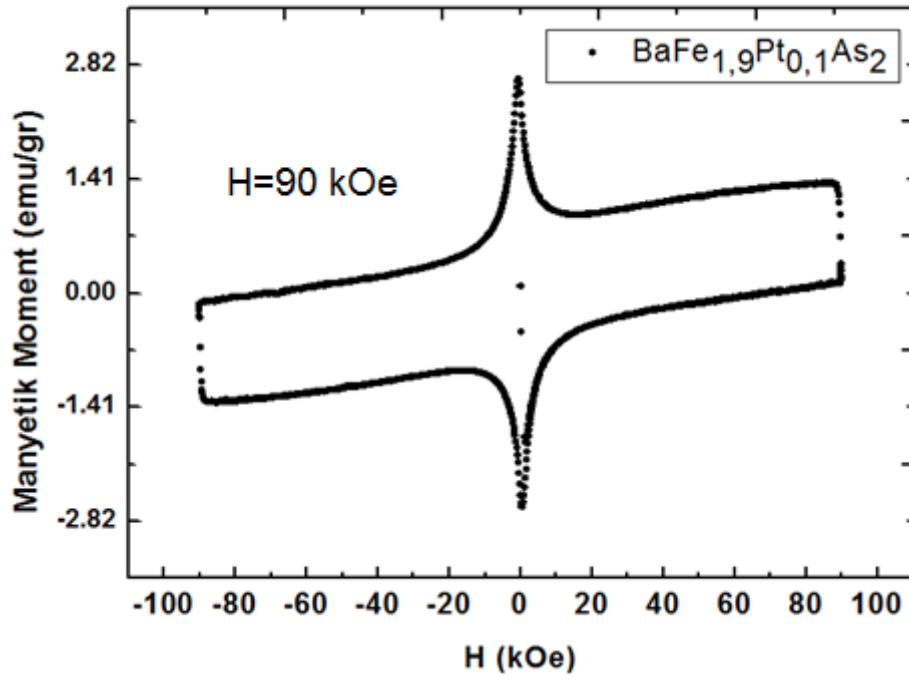
Mıknatıslanma ölçümü için örnek yaklaşık 2 mm boyunda silindire benzer biçimde seçilmeye çalışıldı. Bu seçilen örneğin ilk olarak elektronik bir terazi yardımıyla kütlesi belirlendi. Örnek VSM cihazının örnek tutucusuna sabitlendi. VSM cihazına

yerleştirilen örnek tutucudaki $\text{BaFe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 300-5K sıcaklıkları arasında sıfır alanda soğutarak ve 20 Oe'lik dış magnetik alanda soğutarak; 20 Oe lik magnetik alanda ZFC ve FC mıknatıslanma grafikleri elde edildi Şekil 4.6. ZFC ve FC ölçümlerinde $T_c=21.2$ K de süperiletkenlik geçişi olduğu gözlemlendi. T_c kritik değerinin altındaki sıcaklık değerleri için minimum moment değerleri $M_{\text{ZFC}} = -0.1749$ Oe/gr $M_{\text{FC}} = -0.0698$ Oe/gr olduğu tespit edildi. Bu değerlere bağlı olarak elde edilen $\Delta M/M_{\text{ZFC}} = -30.272$ olarak hesaplandı. Bu değerler ayrı ayrı Tablo IV'de işlenmiştir.



Şekil 4.6. $\text{BaFe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 300-5 K arasında ZFC ve FC değişim grafiği

Daha sonra sıcaklık 5K'da sabitlenerek değişen alanlar için ± 90 kOe da M-H grafikleri elde edildi Şekil 4.7. Elde edilen bu M-H grafiğinden maksimum ve minimum mıknatıslanma değerleri $M_+ = 2.6473$ emu/gr ve $M_- = -2.6474$ emu/gr olduğu görüldü. Bu değerler kullanılarak kritik akım yoğunluğu $J_c = 3309.18$ A/cm² olarak hesaplandı.



Şekil 4.7. BaFe_{1.9}Pt_{0.1}As₂ örneği için Manyetik alan-mıknatıslanma değişim grafiği

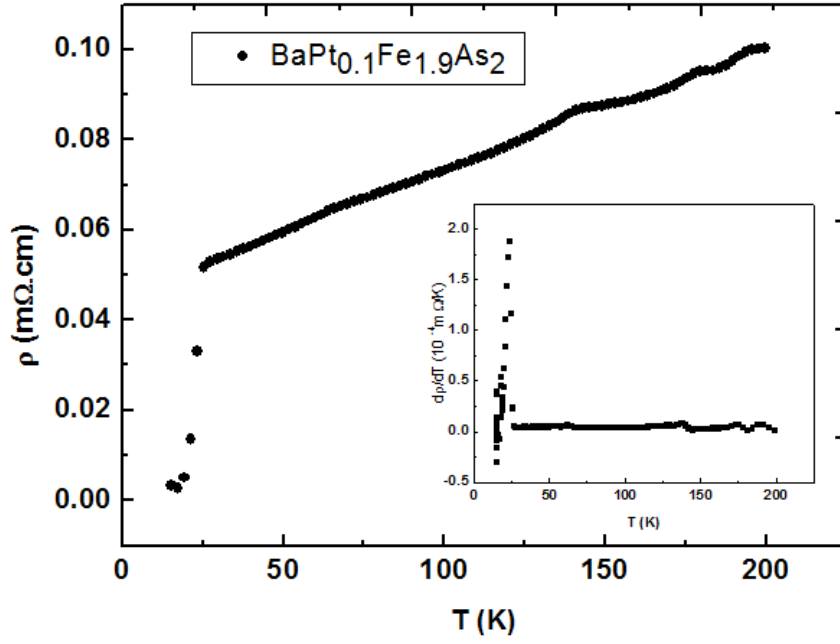
4.2.3. Direnç ölçümleri ve analizleri

Direnci ölçülecek örnekler öncelikle havanda toz haline getirilerek ortalama 16x4.2x1.4 mm ebatlarında dikdörtgen prizması şeklinde pellet haline getirilerek sıkıştırıldı ve sıkıştırılan bu örnek kuartz tüpe vakum altında kapatılarak 850 °C de 24 saat tavlandı. Tavlanan bu örnekler örnek tutucuya düşük sıcaklıklarda özelliklerini kaybetmeyen vernik ile yapıştırıldı. Kontaklar iletken gümüş pasta(silver paint) ile atıldı. Bölüm 3'te ayrıntıları verilen sistemde 200 -4.2 K aralığında dört nokta tekniği ile direnç ölçümü yapıldı.

Ölçüm sırasında örneğe 100 miliamper DC akım uygulandı. Örneğin belirlenen ebat ve voltaj uçları arasındaki uzaklıktan öz direnç değerleri hesaplanarak Şekil 4.8'deki grafik elde edildi. 250 K, 77 K ve 4.2 K daki direnç değerleri Tablo 4.2'ye işlendi.

Tablo 4.2. Değişik sıcaklıklarda BaFe₂As₂ örneği için öz direnç değerleri

BaFe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂	T _c =24.7 K	4.2 K	T _{SDW} = 141K
Özdirenç (mΩcm)	0.052	0.0025	SDW



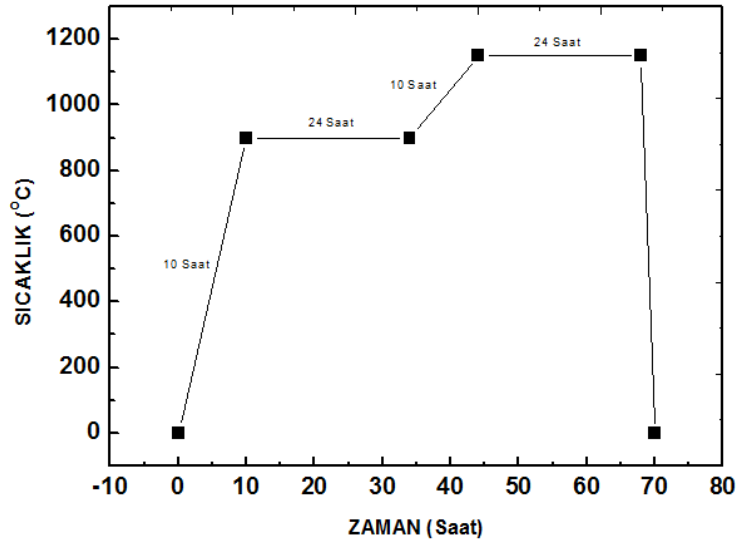
Şekil 4.8. BaFe_{1.9}Pt_{0.1}As₂ örneği için öz direncin sıcaklığa bağlı değişim grafiği

4.3. Platin Katkılı Ba(Fe_{1-x}Pt_x)₂As₂ Serisi

4.3.1. Örneklerin hazırlanması

Ba(Fe_{1-x}Pt_x)₂As₂ serisinde örneklerin hazırlanmasında ilk aşamada referans örnek olarak hazırlanan BaFe₂As₂ ve BaPt₂As₂ örneklerinden faydalanıldı. Bu yöntemin kullanılması özellikle baryumun oksitlenme etkisinden korunması için faydalı olması yanı sıra bir çok örneğin aynı anda hazırlanmasına olanak sağladığı için örnek hazırlanmasını hızlandırmaktadır. Platin katkılı örneklerde x=0.1,0.2,0.3,0.4,0.5,0.6 olmak üzere altı örnek hazırlanarak karakterize edilmiştir.

Platin katkılı örnekleri için BaFe₂As₂ ve BaPt₂As₂ ana örnekleri toz haline getirilerek istenen oranlarda karıştırılarak pellet haline getirilip; kuarz tüp içine vakuma alınarak kapatıldı. Kapatılan tüp içindeki bu örnek soğuk fırına 10 saatte 900 °C ye 900 °C de 24 saat bekletildi. Daha sonra 10 saatte 1150 °C çıkarılan örnek bu sıcaklıkta 24 saat katıhal reaksiyonuna tabi tutulduktan sonra fırın kapatılarak hızlı bir biçimde örnek fırından çıkarıldı. Kuarz tüpün içinde soğumaya bırakıldı.



Şekil 4.9. Ba(Fe_{1-x}Pt_x)₂As₂ örnekleri için adım değişimli örnek tavlama grafiği

Daha sonra kuarz tüpten çıkarılan örnekler XRD, Manyetizma ve direnç ölçümleri için işlemlere tabi tutuldu.

4.3.2. XRD ölçüm ve analizi

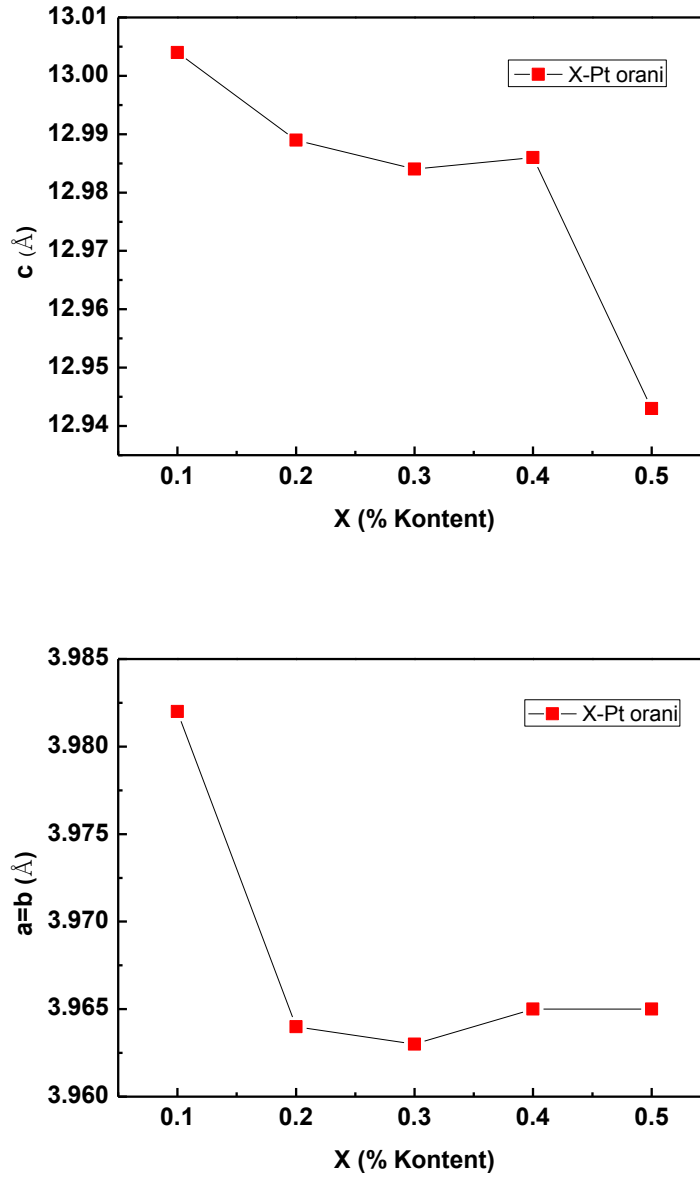
Hazırlanan Ba(Fe_{1-x}Pt_x)₂As₂ örneği X-ışını toz kırınım deneyi için havanda toz haline getirilerek öğütüldü. Toz haline getirilmiş örneğin kristal yapısı, oda sıcaklığında, 10° ≤ 2θ ≤ 90° aralığında rikagu cihazıyla incelenmiştir.

BaFe_{1.9}Pt_{0.1}As₂ örneğinin XRD analizi FullProf programında sabit profil katsayısı ile fit edilmiştir. I 4/m m m uzay grubuna (139) ait Ba(Fe_{1-x}Pt_x)₂As₂ bileşikleri için elde edilen örgü parametreleri Tablo 4.3'e XRD ile ilgili bazı önemli bilgiler ile birlikte işlenmiştir.

Örgü parametrelerinin örneklerin kontentine bağlı değişimi Şekil 4.10'da verilmiştir.

Tablo 4.3. Ba(Fe_{1-x}Pt_x)₂As₂ örnekleri için örgü parametreleri

Örnek	Örgü Parametreleri			Birim Hücre Hacmi
	a (Å)	b (Å)	c (Å)	V (Å ³)
BaFe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂	3.982	3.982	13.004	206.195
BaFe _{1.8} Pt _{0.2} As ₂	3.964	3.964	12.989	204.100
BaFe _{1.7} Pt _{0.3} As ₂	3.963	3.963	12.984	203.918
BaFe _{1.6} Pt _{0.4} As ₂	3.965	3.965	12.986	204.155
BaFe _{1.5} Pt _{0.5} As ₂	3.965	3.965	12.943	203.479



Şekil 4.10. $Ba(Fe_{1-x}Pt_x)_2As_2$ Örnekleri için örgü parametrelerinin örneklerin kontentine bağlı değişimi

4.3.3. $Ba(Fe_{1-x}Pt_x)_2As_2$ örnekleri için mıknatıslanma ölçümleri ve analizleri

Mıknatıslanma ölçümü için örnek yaklaşık 2 mm boyunda silindire benzer biçimde seçilmeye çalışıldı. Bu seçilen örneğin ilk olarak elektronik bir terazi yardımıyla kütlesi belirlendi. Örnek VSM cihazının örnek tutucusuna sabitlendi. VSM cihazına yerleştirilen örnek tutucudaki $Ba(Fe_{1-x}Pt_x)_2As_2$ örnekleri için 300-5K sıcaklıkları arasında sıfır alanda soğutarak ve 20 Oe'lik dış magnetik alanda soğutarak; 20 Oe lik magnetik alanda ZFC ve FC mıknatıslanma grafikleri elde edildi. ZFC ve FC

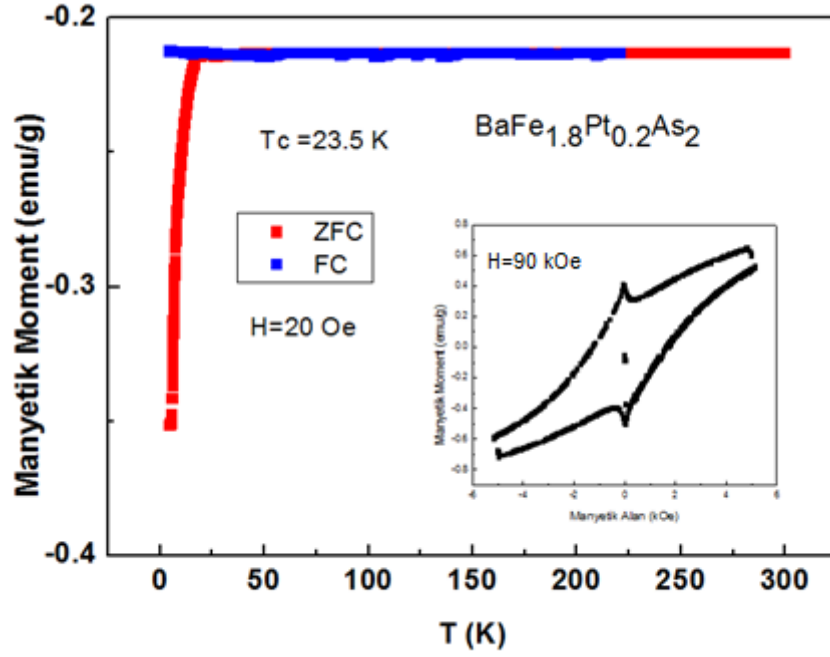
ölçümlerinde T_c süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları ve varsa spin yoğunluk dalgalanma geçiş sıcaklıkları belirlendi ve bu değerler Tablo 4.4’de sıralanmıştır. T_c kritik değerinin altında kalan 5 K sıcaklığı için minimum manyetik moment değerleri M_{ZFC} , M_{FC} değerleri tespit edildi. Bu değerlere bağlı olarak elde edilen $\Delta M/M_{ZFC}$ değerleri hesaplandı. Bu değerler ayrı ayrı Tablo 4.4’de işlenmiştir.

Tablo 4.4. $Ba(Fe_{1-x}Pt_x)_2As_2$ örnekleri için mıknatıslanma sonuçlarından elde edilen değerler

Örnek	M_+ (emu/g)	M_- (emu/g)	ΔM (emu/g)	$\Delta M/M_{ZFC}$	T_c (K)	T_{SDW} (K)
$BaFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$	2.6473	-2.6474	5.2947	30.272	24.7	141
$BaFe_{1.8}Pt_{0.2}As_2$	0.909	-0.884	1.793	5.06	23.5	70.5
$BaFe_{1.7}Pt_{0.3}As_2$	0.890	-0.921	1.811	18.86	24.9	80
$BaFe_{1.6}Pt_{0.4}As_2$	-----	-----	-----	-----	7.1	80
$BaFe_{1.5}Pt_{0.5}As_2$	-----	-----	-----	-----	11.7	80

4.3.4. $BaFe_{1.8}Pt_{0.2}As_2$ örneği için mıknatıslanma sonuçları

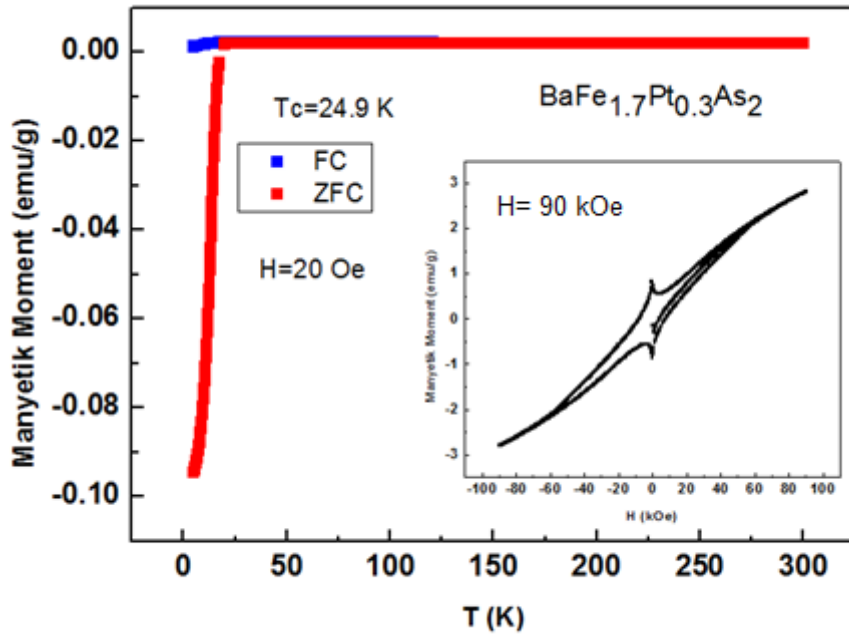
Mıknatıslanma ölçümü için örnek yaklaşık 2 mm boyunda silindire benzer biçimde seçilmeye çalışıldı. Bu seçilen örneğin ilk olarak elektronik bir terazi yardımıyla kütlesi belirlendi. Örnek VSM cihazının örnek tutucusuna sabitlendi. VSM cihazına yerleştirilen örnek tutucudaki $BaFe_{1.8}Pt_{0.2}As_2$ örneği için 300-5K sıcaklıkları arasında sıfır alanda soğutarak ve sıfırdan farklı alanlarda soğutarak ayrı ayrı ZFC ve FC mıknatıslanma grafikleri elde edildi. Daha sonra sıcaklık 5K da sabitlenerek değişen alanlar için ± 90 kOe da M-H grafikleri elde edildi Şekil 4.11. Elde edilen bu M-H grafiğinden maksimum ve minimum mıknatıslanma değerleri $M_+ = 0.909$ emu/gr ve $M_- = -0.884$ emu/gr olduğu görüldü. Bu değerler kullanılarak kritik akım yoğunluğu $J_c = 1120.625$ A/cm² olarak hesaplandı.



Şekil 4.11. $\text{BaFe}_{1.8}\text{Pt}_{0.2}\text{As}_2$ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği

4.3.5. $\text{BaFe}_{1.7}\text{Pt}_{0.3}\text{As}_2$ örneği için mıknatıslanma sonuçları

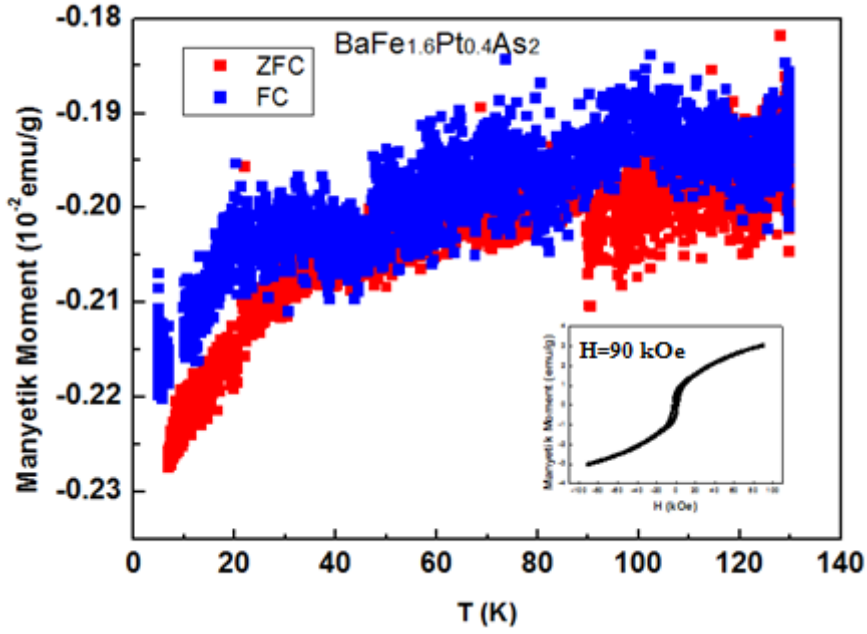
Mıknatıslanma ölçümü için örnek yaklaşık 2 mm boyunda silindire benzer biçimde seçilmeye çalışıldı. Bu seçilen örneğin ilk olarak elektronik bir terazi yardımıyla kütlesi belirlendi. Örnek VSM cihazının örnek tutucusuna sabitlendi. VSM cihazına yerleştirilen örnek tutucudaki $\text{BaFe}_{1.7}\text{Pt}_{0.3}\text{As}_2$ örneği için 300-5K sıcaklıkları arasında sıfır alanda soğutarak ve sıfırdan farklı alanlarda soğutarak ayrı ayrı ZFC ve FC mıknatıslanma grafikleri elde edildi. Daha sonra sıcaklık 5K da sabitlenerek değişen alanlar için ± 90 kOe da M-H grafikleri elde edildi Şekil IV12. Elde edilen bu M-H grafiğinden maksimum ve minimum mıknatıslanma değerleri $M_+ = 0.89$ emu/gr ve $M_- = -0.921$ emu/gr olduğu görüldü. Bu değerler kullanılarak kritik akım yoğunluğu $J_c = 1131.875$ A/cm² olarak hesaplandı.



Şekil 4.12. $\text{BaFe}_{1.7}\text{Pt}_{0.3}\text{As}_2$ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği

4.3.6. $\text{BaFe}_{1.6}\text{Pt}_{0.4}\text{As}_2$ örneği için mıknatıslanma sonuçları

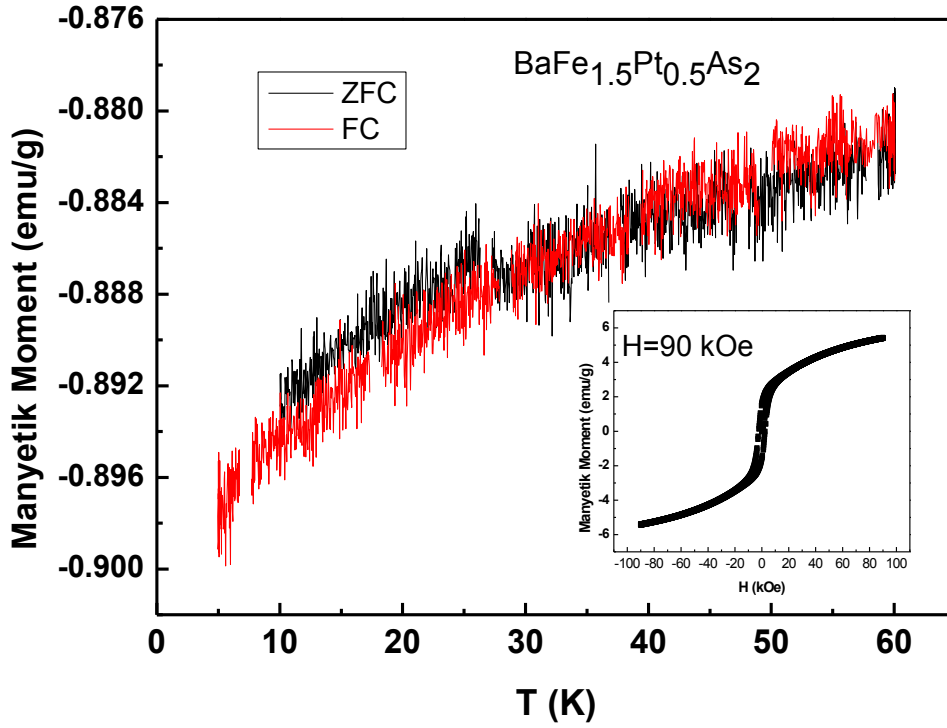
Mıknatıslanma ölçümü için örnek yaklaşık 2 mm boyunda silindire benzer biçimde seçilmeye çalışıldı. Bu seçilen örneğin ilk olarak elektronik bir terazi yardımıyla kütlesi belirlendi. Örnek VSM cihazının örnek tutucusuna sabitlendi. VSM cihazına yerleştirilen örnek tutucudaki $\text{BaFe}_{1.6}\text{Pt}_{0.4}\text{As}_2$ örneği için 140-5K sıcaklıkları arasında sıfır alanda soğutarak ve sıfırdan farklı alanlarda soğutarak ayrı ayrı ZFC ve FC mıknatıslanma grafikleri elde edildi. Daha sonra sıcaklık 5K da sabitlenerek değişen alanlar için ± 90 kOe da M-H grafikleri elde edildi Şekil 4.13. Elde edilen bu M-H grafiğinden maksimum ve minimum mıknatıslanma değerleri $M_+ = 2.6473$ emu/gr ve $M_- = -2.6474$ emu/gr olduğu görüldü.



Şekil 4.13. $\text{BaFe}_{1.6}\text{Pt}_{0.4}\text{As}_2$ örneği için 140-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği

4.3.7. $\text{BaFe}_{1.5}\text{Pt}_{0.5}\text{As}_2$ örneği için mıknatıslanma sonuçları

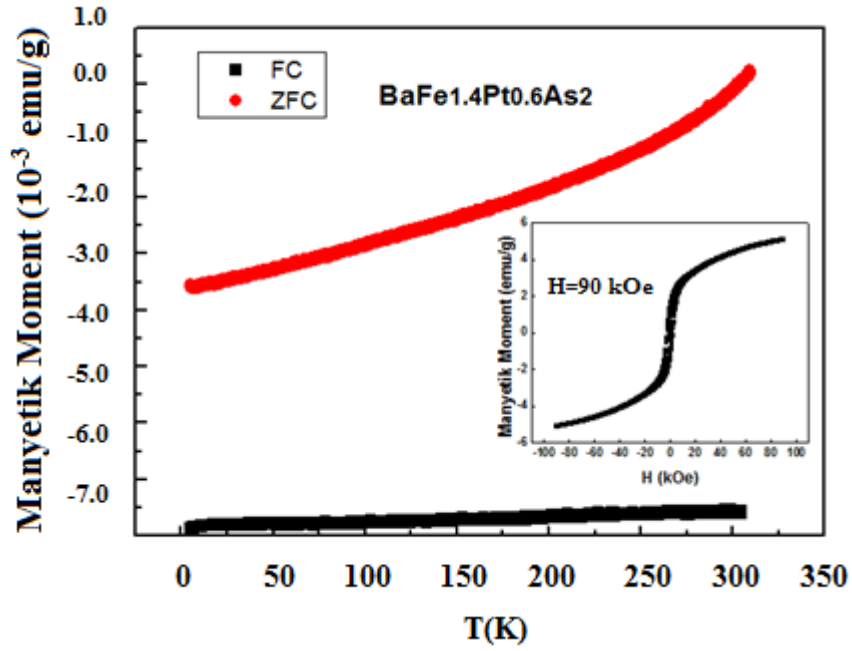
Mıknatıslanma ölçümü için örnek yaklaşık 2 mm boyunda silindire benzer biçimde seçilmeye çalışıldı. Bu seçilen örneğin ilk olarak elektronik bir terazi yardımıyla kütlesi belirlendi. Örnek VSM cihazının örnek tutucusuna sabitlendi. VSM cihazına yerleştirilen örnek tutucudaki $\text{BaFe}_{1.5}\text{Pt}_{0.5}\text{As}_2$ örneği için 60-5K sıcaklıkları arasında sıfır alanda soğutarak ve sıfırdan farklı alanlarda soğutarak ayrı ayrı ZFC ve FC mıknatıslanma grafikleri elde edildi. Daha sonra sıcaklık 5K da sabitlenerek değişen alanlar için ± 90 kOe da M-H grafikleri elde edildi Şekil 4.14.



Şekil 4.14. BaFe_{1.5}Pt_{0.5}As₂ örneği için 60-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği

4.3.8. BaFe_{1.4}Pt_{0.6}As₂ örneği için mıknatıslanma sonuçları

Mıknatıslanma ölçümü için örnek yaklaşık 2 mm boyunda silindire benzer biçimde seçilmeye çalışıldı. Bu seçilen örneğin ilk olarak elektronik bir terazi yardımıyla kütlesi belirlendi. Örnek VSM cihazının örnek tutucusuna sabitlendi. VSM cihazına yerleştirilen örnek tutucudaki BaFe_{1.4}Pt_{0.6}As₂ örneği için 300-5K sıcaklıkları arasında sıfır alanda soğutarak ve sıfırdan farklı alanlarda soğutarak ayrı ayrı ZFC ve FC mıknatıslanma grafikleri elde edildi. Daha sonra sıcaklık 5K da sabitlenerek değişen alanlar için ± 90 kOe da M-H grafikleri elde edildi Şekil 4.15.



Şekil 4.15. BaFe_{1.4}Pt_{0.6}As₂ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği

4.4. Ba(Fe_{1-x}Pt_x)₂As₂ Örnekleri İçin Direnç Ölçümleri ve Analizleri

Direnci ölçülecek örnekler öncelikle havanda toz haline getirilerek ortalama 16x4.2x1.4 mm ebatlarında dikdörtgen prizması şeklinde pellet haline getirilerek sıkıştırıldı. Sıkıştırılan bu örnek kuvarz tüpe vakum altında kapatılarak 850 °C de 24 saat tavlandı. Tavlanan bu örnekler örnek tutucuya düşük sıcaklıklarda özelliklerini kaybetmeyen vernik ile yapıştırıldı. Kontaklar iletken gümüş pasta (silver paint) ile atıldı. Bölüm III de ayrıntıları verilen sistemde 200 - 4.2 K aralığında dört nokta tekniği ile direnç ölçümü yapıldı.

Ölçüm sırasında örneğe 100 miliamper DC akım uygulandı. Örneğin belirlenen ebat ve voltaj uçları arasındaki uzaklıktan öz direnç değerleri hesaplandı. 200 K ve 4.2 K'daki direnç değerleri bulundu ve bunlardan $\Delta\rho/\rho_{200K}$ değerler hesaplandı, varsa süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları T_c ve spin yoğunluk dalgalanma sıcaklıkları T_{SDW} Tablo 4.5'e işlendi.

Tablo 4.5. Değişik sıcaklıklarda BaFe₂As₂ örneği için öz direnç değerleri

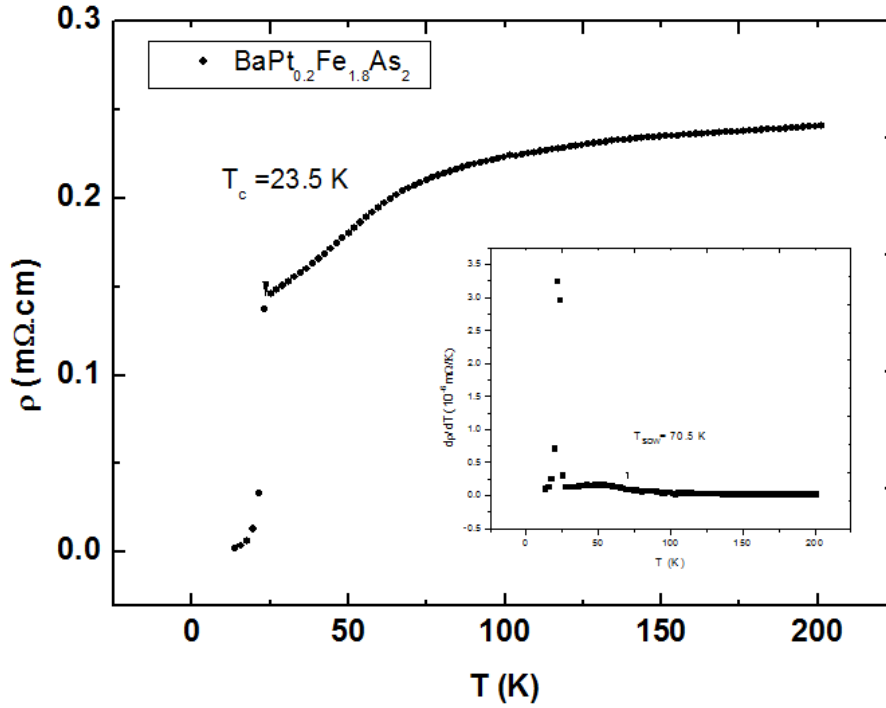
Örnek Stokiyometresi	ρ_{200K} (mΩcm)	$\rho_{4.2K}$ (mΩcm)	ρ_{T_c} (mΩcm)	$\Delta\rho/\rho_{200K}$	T_{SDW} (K)	T_c (K)
BaFe _{1.8} Pt _{0.2} As ₂	0.241	0.0027	0.146	0.396	70.5	23.5
BaFe _{1.7} Pt _{0.3} As ₂	0.365	0.078	0.347	0.049	39	24.9
BaFe _{1.6} Pt _{0.4} As ₂	0.116	0.0005	0.09	0.224	----	7.1
BaFe _{1.5} Pt _{0.5} As ₂	0.532	0.396	0.495	0.0695	----	11.7

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_{200K}} = (\rho_{200K} - \rho_{T_c})/\rho_{200K} \quad (4.1)$$

4.4.1. BaFe_{1.8}Pt_{0.2}As₂ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri

Direnç ölçümü için BaFe_{1.8}Pt_{0.2}As₂ örneği bir hava yardımı ile toz haline getirilerek ortalama 16x4.2x1.4 mm ebatlarında dikdörtgen prizması şeklinde pellet olacak şekilde yeniden şekillendirildi, yeniden şekillendirilen bu örnek kuvarz tüpe vakum altında kapatılarak 850 °C de 24 saat tavlandı. Tavlanan bu örnekler örnek tutucuya düşük sıcaklıklarda özelliklerini kaybetmeyen vernik ile yapıştırıldı. Kontaklar iletken gümüş pasta(silver paint) ile atıldı. 200 - 4.2 K aralığında dört nokta tekniği ile direnç ölçümü yapıldı.

Ölçüm sırasında örneğe 100 miliamper DC akım uygulandı. Örneğin belirlenen ebat ve voltaj uçları arasındaki uzaklıktan öz direnç değerleri hesaplanarak Şekil 4.16'daki grafik elde edildi. 200 K ve 4.2 K'daki direnç değerleri elde edildi bu değerlerden öz direnç değerleri ve bu değerlerden $\Delta\rho/\rho_{200K} = 0.095$ olarak hesaplandı, varsa süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları elde edilen $d\rho/dT$ grafiğinden $T_c = 23.5$ K ve spin yoğunluk dalgalanma sıcaklığı $T_{SDW} = 70.5$ K olarak bulundu.

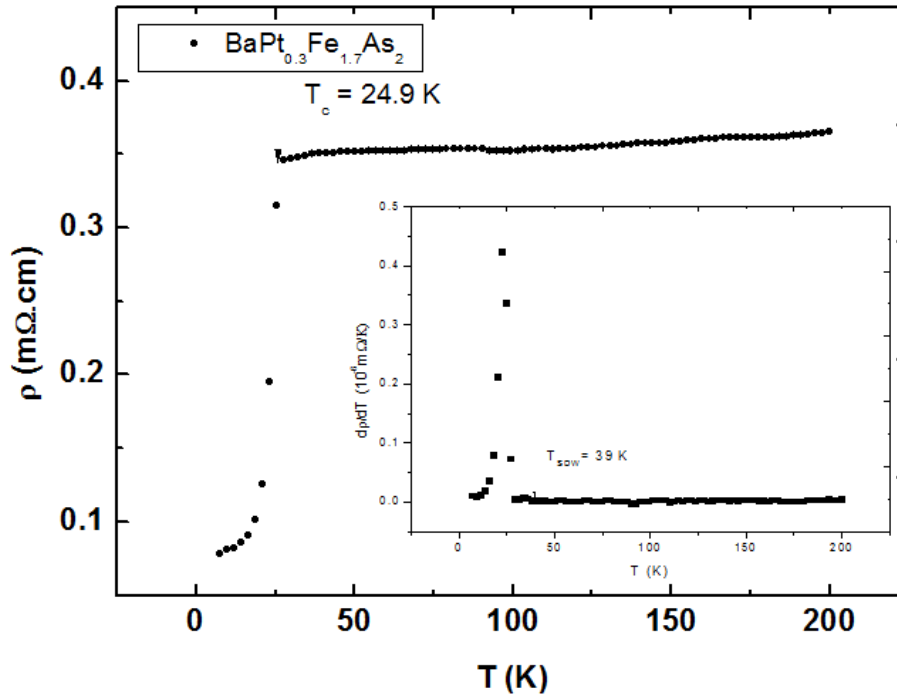


Şekil 4.16. BaFe_{1.8}Pt_{0.2}As₂ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve dρ/dT nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği

4.4.2. BaFe_{1.7}Pt_{0.3}As₂ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri

Direnç ölçümü için BaFe_{1.7}Pt_{0.3}As₂ örneği bir hava yardımı ile toz haline getirilerek ortalama 16x4.2x1.4 mm ebatlarında dikdörtgen prizması şeklinde pellet olacak şekilde yeniden şekillendirildi, yeniden şekillendirilen bu örnek kuvarz tüpe vakum altında kapatılarak 850 °C de 24 saat tavlandı. Tavlanan bu örnekler örnek tutucuya düşük sıcaklıklarda özelliklerini kaybetmeyen vernik ile yapıştırıldı. Kontaklar iletken gümüş pasta(silver paint) ile atıldı. 200 - 4.2 K aralığında dört nokta tekniği ile direnç ölçümü yapıldı.

Ölçüm sırasında örneğe 100 miliamper DC akım uygulandı. Örneğin belirlenen ebat ve voltaj uçları arasındaki uzaklıktan öz direnç değerleri hesaplanarak Şekil 4.17'deki grafik elde edildi. 200 K ve 4.2 K daki direnç değerleri elde edildi bu değerlerden öz direnç değerleri ve bu değerlerden $\Delta\rho/\rho_{200K} = 0.018$ olarak hesaplandı, varsa süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları elde edilen dρ/dT grafiğinden T_c =24.9 K ve spin yoğunluk dalgalanma sıcaklığı T_{SDW}=39 K olarak bulundu.

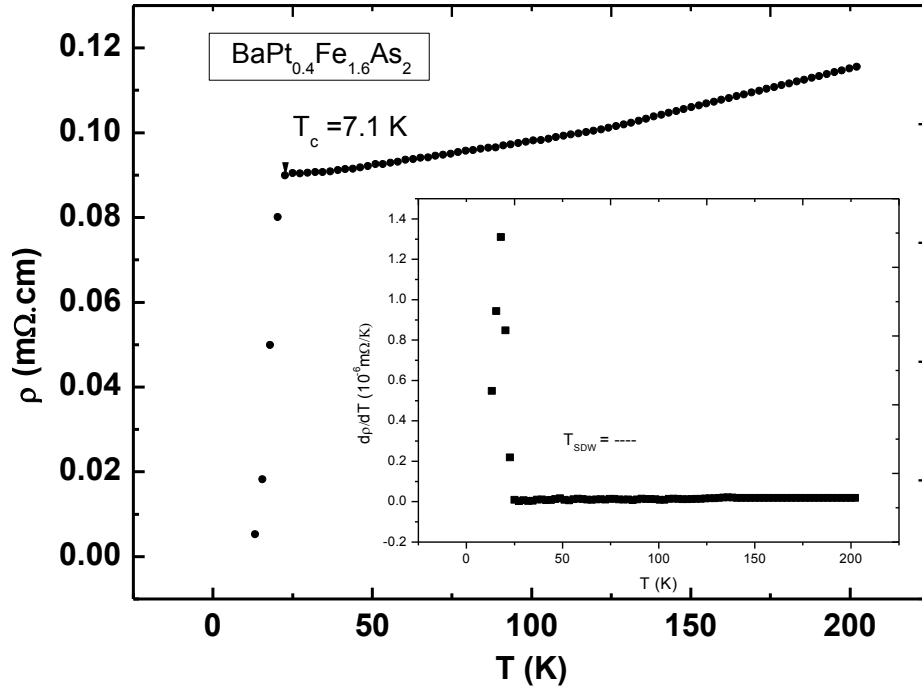


Şekil 4.17. BaFe_{1.7}Pt_{0.3}As₂ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve dρ/dT nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği

4.4.3. BaFe_{1.6}Pt_{0.4}As₂ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri

Direnç ölçümü için BaFe_{1.6}Pt_{0.4}As₂ örneği bir hava yardımı ile toz haline getirilerek ortalama 16x4.2x1.4 mm ebatlarında dikdörtgen prizması şeklinde pellet olacak şekilde yeniden şekillendirildi, yeniden şekillendirilen bu örnek kuvarz tüpe vakum altında kapatılarak 850 °C de 24 saat tavlandı. Tavlanan bu örnekler örnek tutucuya düşük sıcaklıklarda özelliklerini kaybetmeyen vernik ile yapıştırıldı. Kontaklar iletken gümüş pasta(silver paint) ile atıldı. 200 - 4.2 K aralığında dört nokta tekniği ile direnç ölçümü yapıldı.

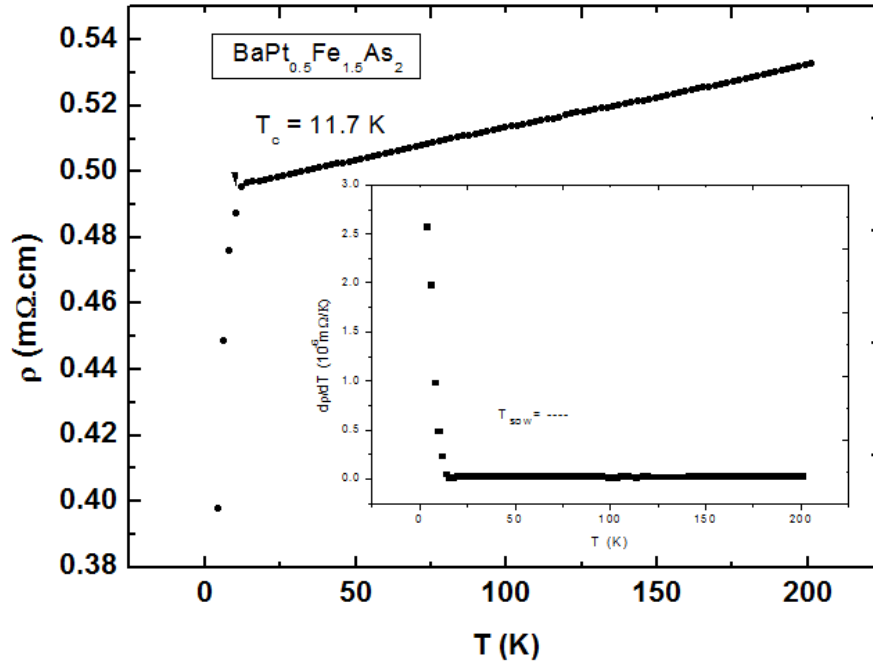
Ölçüm sırasında örneğe 100 miliamper DC akım uygulandı. Örneğin belirlenen ebat ve voltaj uçları arasındaki uzaklıktan öz direnç değerleri hesaplanarak Şekil 4.18 daki grafik elde edildi. 200 K ve 4.2 K daki direnç değerleri elde edildi bu değerlerden öz direnç değerleri ve bu değerlerden $\Delta\rho/\rho_{200K} = 0.026$ olarak hesaplandı, varsa süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları elde edilen dρ/dT grafiğinden T_c =7.1K olarak bulundu.



Şekil 4.18. BaFe_{1.6}Pt_{0.4}As₂ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve $d\rho/dT$ nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği

4.4.4. BaFe_{1.5}Pt_{0.5}As₂ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri

Direnç ölçümü için BaFe_{1.5}Pt_{0.5}As₂ örneği bir hava yardımı ile toz haline getirilerek ortalama 16x4.2x1.4 mm ebatlarında dikdörtgen prizması şeklinde pellet olacak şekilde yeniden şekillendirildi, yeniden şekillendirilen bu örnek kuvarz tüpe vakum altında kapatılarak 850 °C de 24 saat tavlandı. Tavlanan bu örnekler örnek tutucuya düşük sıcaklıklarda özelliklerini kaybetmeyen vernik ile yapıştırıldı. Kontaklar iletken gümüş pasta(silver paint) ile atıldı. 200 - 4.2 K aralığında dört nokta tekniği ile direnç ölçümü yapıldı. Ölçüm sırasında örneğe 100 miliamper DC akım uygulandı. Örneğin belirlenen ebat ve voltaj uçları arasındaki uzaklıktan öz direnç değerleri hesaplanarak Şekil 4.19'daki grafik elde edildi. 200 K ve 4.2 K daki direnç değerleri elde edildi bu değerlerden öz direnç değerleri ve bu değerlerden $\Delta\rho/\rho_{200K} = 0.037$ olarak hesaplandı, varsa süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları elde edilen $d\rho/dT$ grafiğinden $T_c = 11.7$ K olarak bulundu.



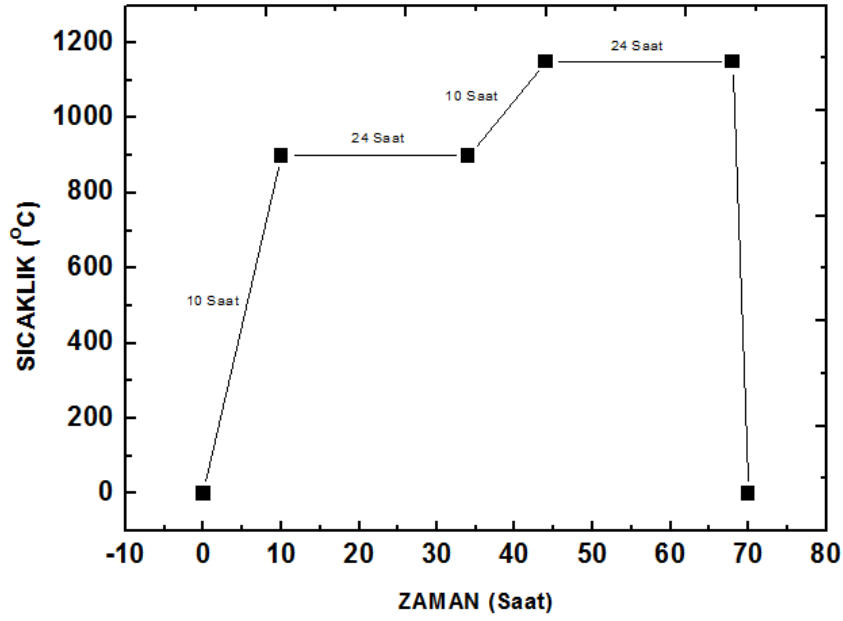
Şekil 4.19. BaFe_{1.5}Pt_{0.5}As₂ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve dρ/dT nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği

4.5. Lantanyum Katkılı Ba_{1-x}La_xFe_{1.9}Pt_{0.1}As₂ Serisi

4.5.1. Örneklerin hazırlanması

Ba_{1-x}La_xFe_{1.9}Pt_{0.1}As₂ serisinde örneklerin hazırlanmasında ilk aşamada referansörnek olarak hazırlanan BaFe_{1.9}Pt_{0.1}As₂ ve LaFe_{1.9}Pt_{0.1}As₂ örneklerinden faydalandı. Bu yöntemin kullanılması özellikle baryumun ve Lantanyumun oksitlenme etkisinden korunması için faydalı olması yanı sıra bir çok örneğin aynı anda hazırlanmasına olanak sağladığı için örnek hazırlanmasını hızlandırmaktadır. Lantanyum katkılı örneklerde x=0,0.03,0.1,0.4,0.6,0.8,0.95,1 olmak üzere sekiz örnek hazırlanarak karakterize edilmiştir.

Lantanyum katkılı örnekleri için BaFe_{1.9}Pt_{0.1}As₂ ve LaFe_{1.9}Pt_{0.1}As₂ referansörnekleri toz haline getirilerek istenen oranlarda karıştırılarak pellet haline getirilip; kuarz tüp içine vakuma alınarak kapatıldı. Kapatılan tüp içindeki bu örnek soğuk fırına 10 saatte 900 °C ye 900 °C de 24 saat bekletildi. Daha sonra 10 saatte 1150 °C çıkarılan örnek bu sıcaklıkta 24 saat katıhal reaksiyonuna tabi tutulduktan sonra fırın kapatılarak hızlı bir biçimde örnek fırından çıkarıldı. Kuarz tüpün içinde soğumaya bırakıldı.



Şekil 4.20. $Ba_{1-x}La_xFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örnekleri için adım değişimli örnek tavlama grafiği

Daha sonra kuarz tüpten çıkarılan örnekler XRD, Manyetizma ve direnç ölçümleri için işlemlere tabi tutuldu.

4.5.2. XRD ölçüm ve analizi

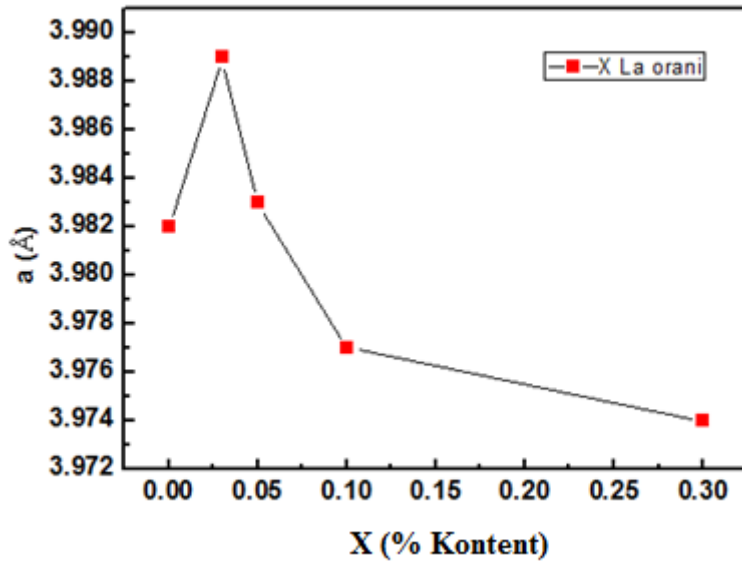
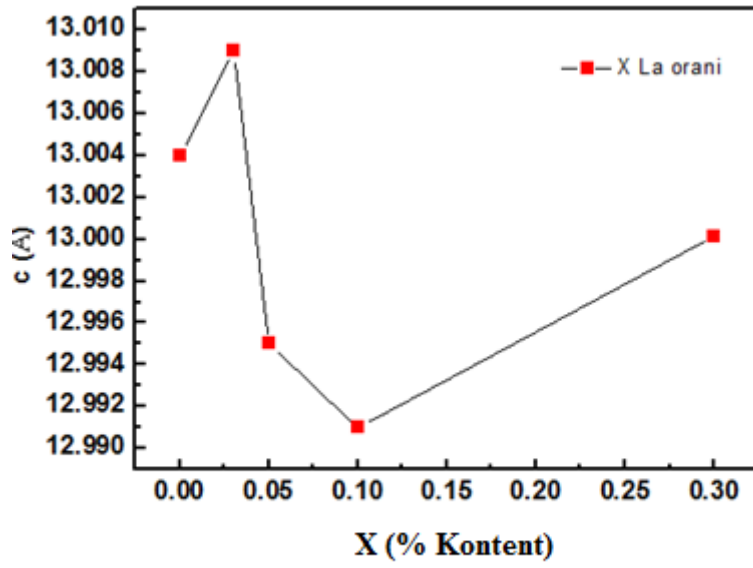
Hazırlanan $Ba_{1-x}La_xFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örnekleri X-ışını toz kırınım deneyi için havanda toz haline getirilerek öğütüldü. Toz haline getirilmiş örneğin kristal yapısı, oda sıcaklığında, $10^\circ \leq 2\theta \leq 90^\circ$ aralığında rikagu cihazıyla incelenmiştir.

$BaFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örneğinin XRD analizi FullProf programında sabit profil katsayısı ile fit edilmiştir. $I 4/m m m$ uzay grubuna (139) ait $Ba_{1-x}La_xFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ bileşikleri için elde edilen örgü parametreleri Tablo 4.6'ya XRD ile ilgi bazı önemli bilgiler ile birlikte işlenmiştir.

Örgü parametrelerinin örneklerin kontentine bağlı değişimi Şekil 4. 21'de verilmiştir.

Tablo 4.6. $Ba_{1-x}La_xFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örnekleri için örgü parametreleri

Örnek	Örgü Parametreleri			Birim
	a (Å)	b (Å)	c (Å)	Hücre Hacmi V (Å ³)
BaFe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂	3.982	3.982	13.004	206.195
Ba _{0.97} La _{0.03} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂	3.989	3.989	13.009	207.000
Ba _{0.95} La _{0.05} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂	3.983	3.983	12.995	206.156
Ba _{0.9} La _{0.1} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂	3.977	3.977	12.991	205.472
Ba _{0.7} La _{0.3} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂	3.974	3.974	13.0001	205.306



Şekil 4.21. $Ba_{1-x}La_xFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ Örnekleri için örgü parametrelerinin örneklerin kontentine bağlı değişimi

4.5.3. $Ba_{1-x}La_xFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örnekleri için mıknatıslanma ölçümleri ve analizleri

Mıknatıslanma ölçümü için örnek yaklaşık 2 mm boyunda silindire benzer biçimde seçilmeye çalışıldı. Bu seçilen örneğin ilk olarak elektronik bir terazi yardımıyla kütlesi belirlendi. Örnek VSM cihazının örnek tutucusuna sabitlendi. VSM cihazına yerleştirilen örnek tutucudaki $Ba_{1-x}La_xFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örnekleri için 300-5K sıcaklıkları arasında sıfır alanda soğutarak ve 20 Oe'lik dış magnetik alanda soğutarak; 20 Oe lik magnetik alanda ZFC ve FC mıknatıslanma grafikleri elde edildi. ZFC ve FC ölçümlerinde T_c süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları ve varsa spin yoğunluk dalgalanma geçiş sıcaklıkları belirlendi ve bu değerler Tablo 4.7'de sıralanmıştır. T_c kritik değerinin altında kalan 5 K sıcaklığı için minimum manyetik moment değerleri M_{ZFC} , M_{FC} değerleri tespit edildi. Bu değerlere bağlı olarak elde edilen $\Delta M/M_{ZFC}$ değerleri hesaplandı. Bu değerler ayrı ayrı Tablo 4.7'de işlenmiştir.

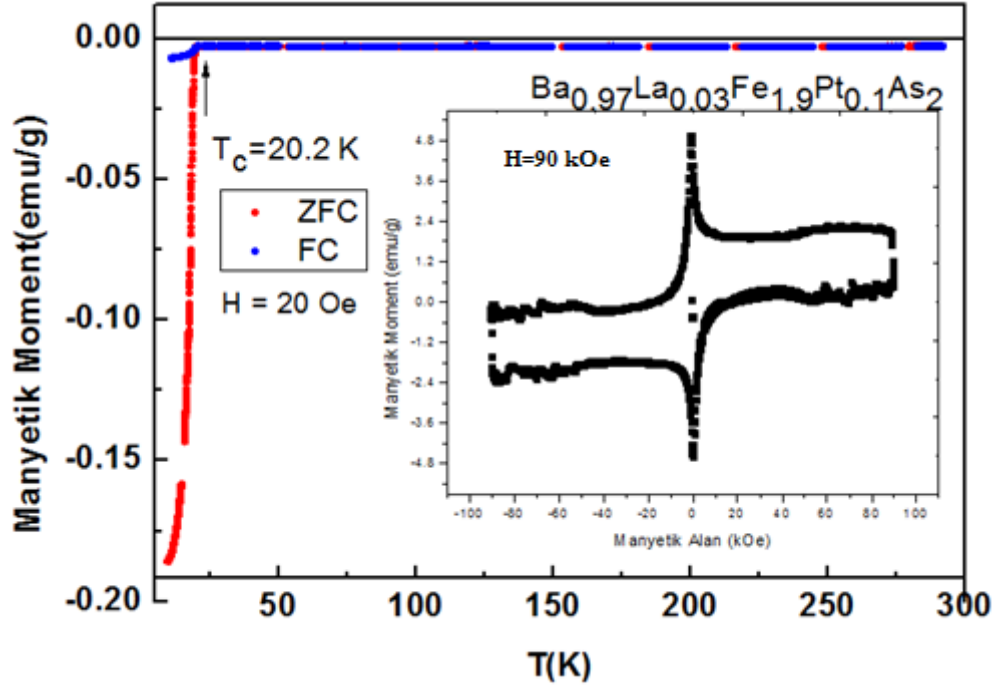
Tablo 4.7. $Ba_{1-x}La_xFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örnekleri için mıknatıslanma sonuçlarından elde edilen değerler

Örnek Stokiyometresi	M_+ (emu/g)	M_- (emu/g)	ΔM (emu/g)	$\Delta M/M_{ZFC}$	T_c (K)	T_{SDW} (K)
$Ba_{0.97}La_{0.03}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$	5.132	-4.712	9.844	-52.641	20.2	80
$Ba_{0.9}La_{0.1}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$	9.147	-8.536	17.683	-115.575	21.6	70.5
$Ba_{0.6}La_{0.4}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$	6.732	-6.714	13.446	-7.553	22.8	73.5
$Ba_{0.4}La_{0.6}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$	4.535	-4.397	8.932	-1.368	23.5	66
$Ba_{0.2}La_{0.8}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$	2.054	-1.886	3.94	-0.484	20.2	71.5
$Ba_{0.05}La_{0.95}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$	2.958	-2.919	5.877	-----	21.3	73.2

4.5.4. $Ba_{0.97}La_{0.03}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örneği için mıknatıslanma sonuçları

Mıknatıslanma ölçümü için örnek yaklaşık 2 mm boyunda silindire benzer biçimde seçilmeye çalışıldı. Bu seçilen örneğin ilk olarak elektronik bir terazi yardımıyla kütlesi belirlendi. Örnek VSM cihazının örnek tutucusuna sabitlendi. VSM cihazına yerleştirilen örnek tutucudaki $Ba_{0.97}La_{0.03}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örneği için 300-5K sıcaklıkları arasında sıfır alanda soğutarak ve sıfırdan farklı alanlarda soğutarak ayrı ayrı ZFC ve FC mıknatıslanma grafikleri elde edildi. Daha sonra sıcaklık 5K da sabitlenerek değişen alanlar için ± 90 kOe da M-H grafikleri elde edildi Şekil 4.22. Elde edilen bu M-H grafiğinden maksimum ve minimum mıknatıslanma değerleri $M_+ = 5.132$ emu/gr ve M_-

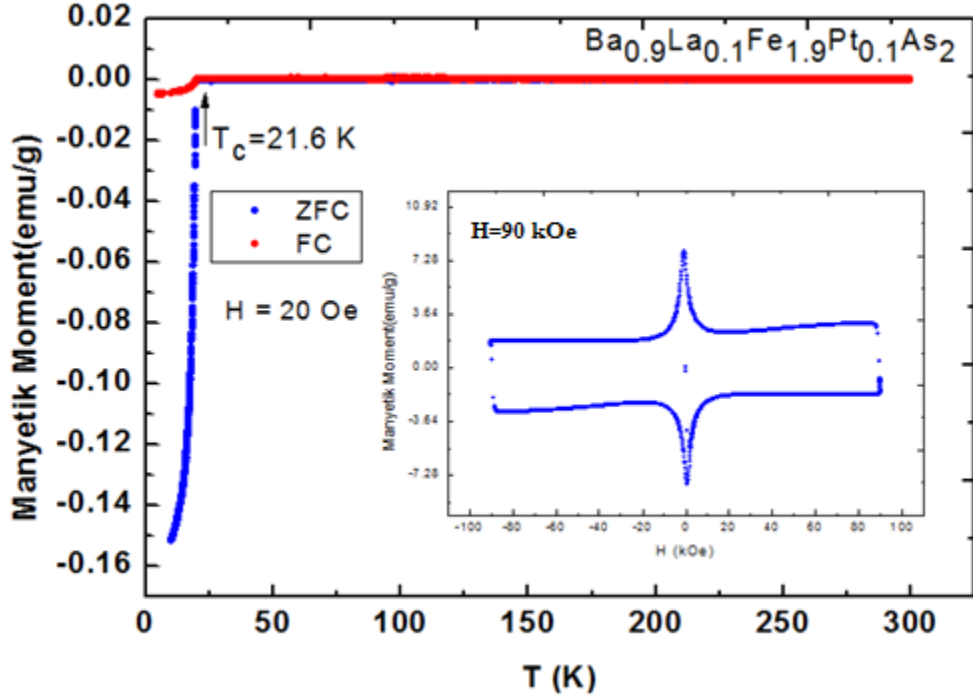
= -4.712 emu/gr olduğu görüldü. Bu değerler kullanılarak kritik akım yoğunluğu $J_c = 232.1207 \text{ A/cm}^2$ olarak hesaplandı.



Şekil 4.22. $\text{Ba}_{0.97}\text{La}_{0.03}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği

4.5.5. $\text{Ba}_{0.9}\text{La}_{0.1}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için mıknatıslanma sonuçları

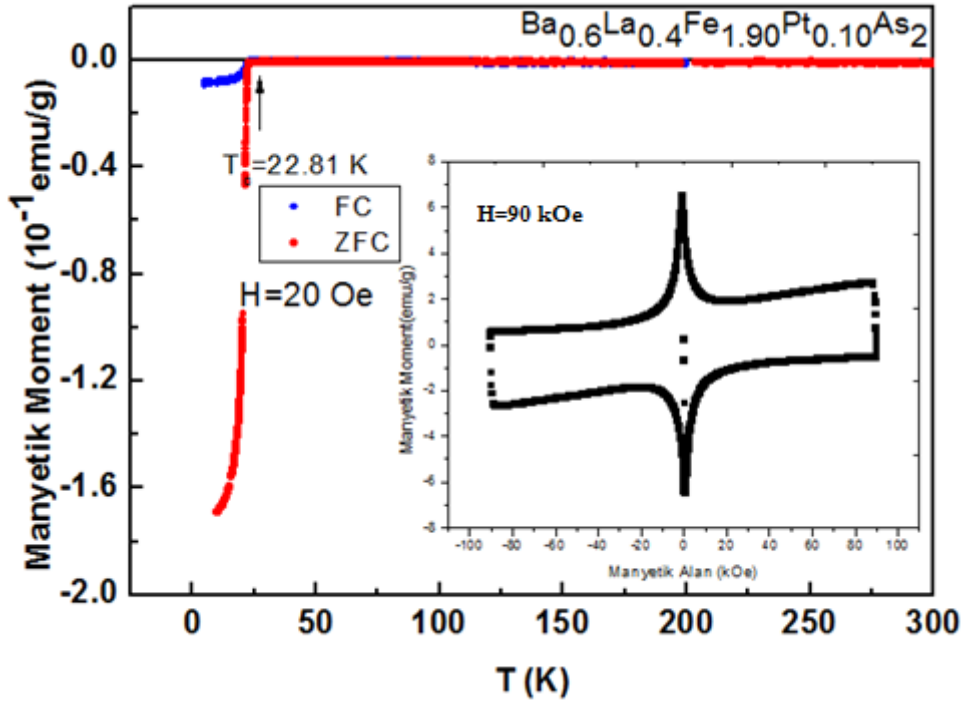
Mıknatıslanma ölçümü için örnek yaklaşık 2 mm boyunda silindire benzer biçimde seçilmeye çalışıldı. Bu seçilen örneğin ilk olarak elektronik bir terazi yardımıyla kütlesi belirlendi. Örnek VSM cihazının örnek tutucusuna sabitlendi. VSM cihazına yerleştirilen örnek tutucudaki $\text{Ba}_{0.9}\text{La}_{0.1}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 300-5K sıcaklıkları arasında sıfır alanda soğutarak ve sıfırdan farklı alanlarda soğutarak ayrı ayrı ZFC ve FC mıknatıslanma grafikleri elde edildi Şekil 4.23. Daha sonra sıcaklık 5K da sabitlenerek değişen alanlar için $\pm 90 \text{ kOe}$ da M-H grafikleri elde edildi Şekil 4.23. Elde edilen bu M-H grafiğinden maksimum ve minimum mıknatıslanma değerleri $M_+ = 9.147 \text{ emu/gr}$ ve $M_- = -8.536 \text{ emu/gr}$ olduğu görüldü. Bu değerler kullanılarak kritik akım yoğunluğu $J_c = 458.1135 \text{ A/cm}^2$ olarak hesaplandı.



Şekil 4.23. $Ba_{0.9}La_{0.1}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği

4.5.6. $Ba_{0.6}La_{0.4}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örneği için mıknatıslanma sonuçları

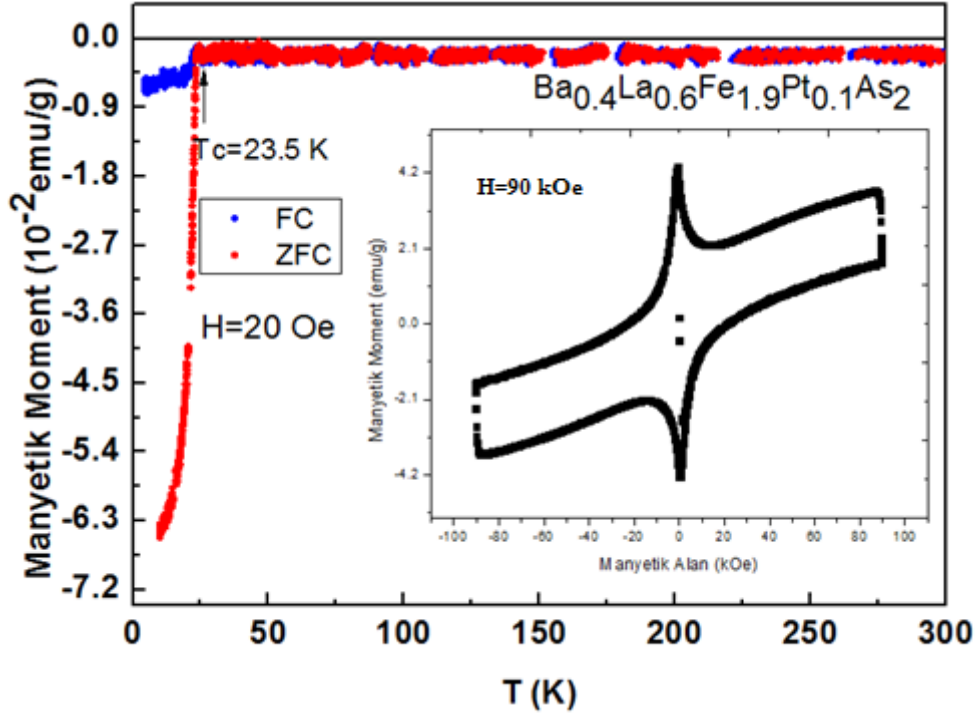
Mıknatıslanma ölçümü için örnek yaklaşık 2 mm boyunda silindire benzer biçimde seçilmeye çalışıldı. Bu seçilen örneğin ilk olarak elektronik bir terazi yardımıyla kütlesi belirlendi. Örnek VSM cihazının örnek tutucusuna sabitlendi. VSM cihazına yerleştirilen örnek tutucudaki $Ba_{0.6}La_{0.4}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örneği için 300-5K sıcaklıkları arasında sıfır alanda soğutarak ve sıfırdan farklı alanlarda soğutarak ayrı ayrı ZFC ve FC mıknatıslanma grafikleri elde edildi Şekil 4.24. Daha sonra sıcaklık 5K da sabitlenerek değişen alanlar için ± 90 kOe da M-H grafikleri elde edildi Şekil 4.24. Elde edilen bu M-H grafiğinden maksimum ve minimum mıknatıslanma değerleri $M_+ = 6.732$ emu/gr ve $M_- = -6.714$ emu/gr olduğu görüldü. Bu değerler kullanılarak kritik akım yoğunluğu $J_c = 358.8388$ A/cm² olarak hesaplandı.



Şekil 4.24. $\text{Ba}_{0.6}\text{La}_{0.4}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği

4.5.7. $\text{Ba}_{0.4}\text{La}_{0.6}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için mıknatıslanma sonuçları

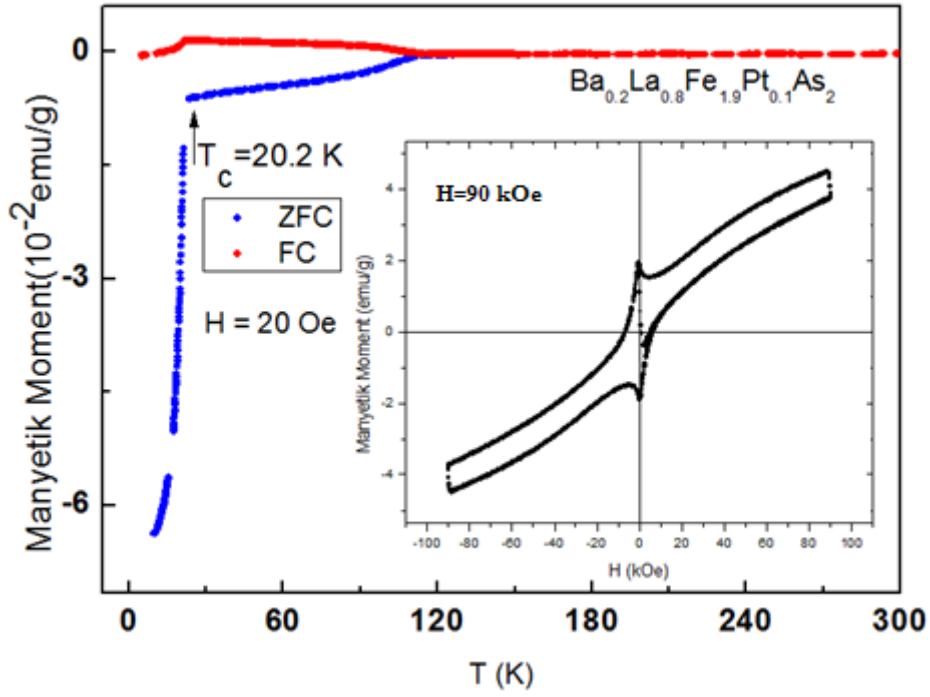
Mıknatıslanma ölçümü için örnek yaklaşık 2 mm boyunda silindire benzer biçimde seçilmeye çalışıldı. Bu seçilen örneğin ilk olarak elektronik bir terazi yardımıyla kütlesi belirlendi. Örnek VSM cihazının örnek tutucusuna sabitlendi. VSM cihazına yerleştirilen örnek tutucudaki $\text{Ba}_{0.4}\text{La}_{0.6}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 300-5K sıcaklıkları arasında sıfır alanda soğutarak ve sıfırdan farklı alanlarda soğutarak ayrı ayrı ZFC ve FC mıknatıslanma grafikleri elde edildi Şekil 4.25. Daha sonra sıcaklık 5K da sabitlenerek değişen alanlar için ± 90 kOe da M-H grafikleri elde edildi Şekil 4.25. Elde edilen bu M-H grafiğinden maksimum ve minimum mıknatıslanma değerleri $M_+ = 4.535$ emu/gr ve $M_- = -4.397$ emu/gr olduğu görüldü. Bu değerler kullanılarak kritik akım yoğunluğu $J_c = 163.8942 \text{ A/cm}^2$ olarak hesaplandı.



Şekil 4.25. $\text{Ba}_{0.4}\text{La}_{0.6}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği

4.5.8. $\text{Ba}_{0.2}\text{La}_{0.8}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için mıknatıslanma sonuçları

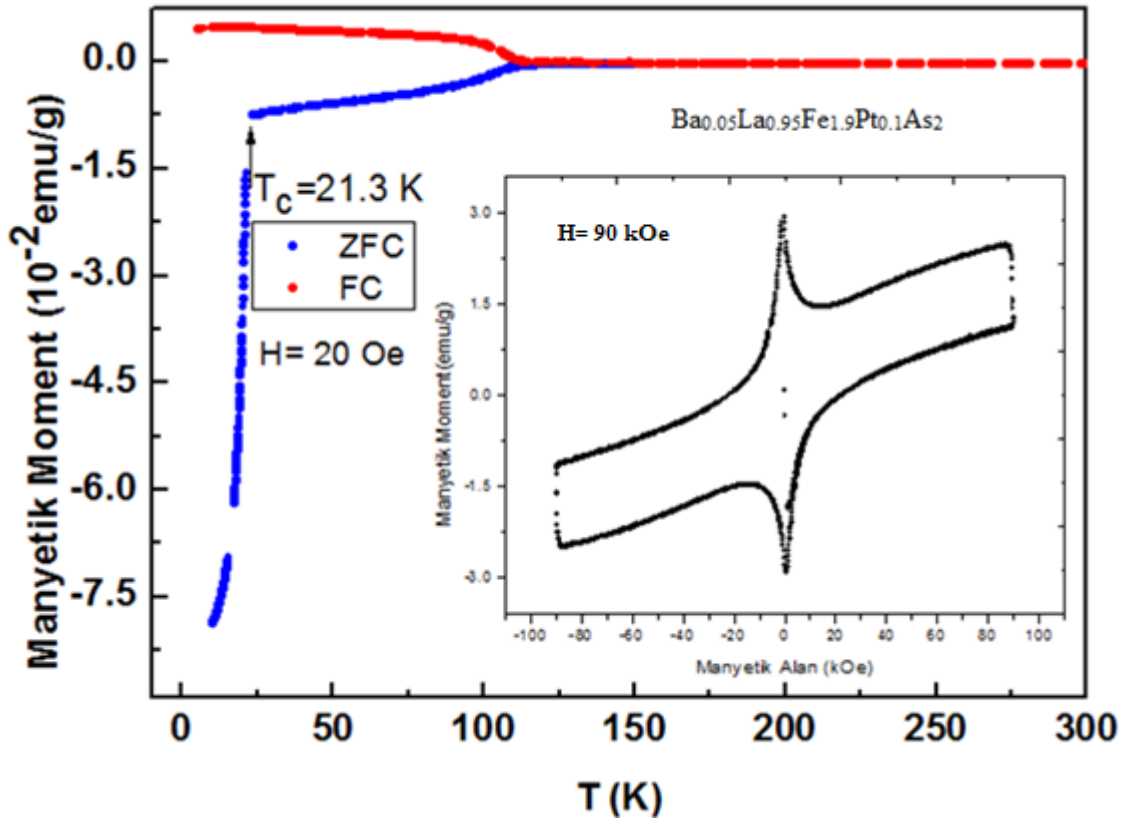
Mıknatıslanma ölçümü için örnek yaklaşık 2 mm boyunda silindire benzer biçimde seçilmeye çalışıldı. Bu seçilen örneğin ilk olarak elektronik bir terazi yardımıyla kütlesi belirlendi. Örnek VSM cihazının örnek tutucusuna sabitlendi. VSM cihazına yerleştirilen örnek tutucudaki $\text{Ba}_{0.2}\text{La}_{0.8}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 300-5K sıcaklıkları arasında sıfır alanda soğutarak ve sıfırdan farklı alanlarda soğutarak ayrı ayrı ZFC ve FC mıknatıslanma grafikleri elde edildi Şekil 4.26. Daha sonra sıcaklık 5K da sabitlenerek değişen alanlar için ± 90 kOe da M-H grafikleri elde edildi Şekil 4.26. Elde edilen bu M-H grafiğinden maksimum ve minimum mıknatıslanma değerleri $M_+ = 2.054$ emu/gr ve $M_- = -1.886$ emu/gr olduğu görüldü. Bu değerler kullanılarak kiritik akım yoğunluğu $J_c = 2311.611$ A/cm² olarak hesaplandı.



Şekil 4.26. $\text{Ba}_{0.2}\text{La}_{0.8}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği

4.5.9. $\text{Ba}_{0.05}\text{La}_{0.95}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için mıknatıslanma sonuçları

Mıknatıslanma ölçümü için örnek yaklaşık 2 mm boyunda silindire benzer biçimde seçilmeye çalışıldı. Bu seçilen örneğin ilk olarak elektronik bir terazi yardımıyla kütlesi belirlendi. Örnek VSM cihazının örnek tutucusuna sabitlendi. VSM cihazına yerleştirilen örnek tutucudaki $\text{Ba}_{0.05}\text{La}_{0.95}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 300-5K sıcaklıkları arasında sıfır alanda soğutarak ve sıfırdan farklı alanlarda soğutarak ayrı ayrı ZFC ve FC mıknatıslanma grafikleri elde edildi Şekil 4.27. Daha sonra sıcaklık 5K da sabitlenerek değişen alanlar için ± 90 kOe da M-H grafikleri elde edildi Şekil 4.27. Elde edilen bu M-H grafiğinden maksimum ve minimum mıknatıslanma değerleri $M_+ = 2.958$ emu/gr ve $M_- = -2.919$ emu/gr olduğu görüldü. Bu değerler kullanılarak kritik akım yoğunluğu $J_c = 3923.959 \text{ A/cm}^2$ olarak hesaplandı.



Şekil 4.27. $\text{Ba}_{0.05}\text{La}_{0.95}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 300-5 K arasında Manyetik alan-Mıknatıslanma değişim grafiği ve 90 kOe için M-H grafiği

4.5.10. $\text{Ba}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örnekleri için direnç ölçümleri ve analizleri

Direnci ölçülecek örnekler öncelikle havanda toz haline getirilerek ortalama $16 \times 4.2 \times 1.4$ mm ebatlarında dikdörtgen prizması şeklinde pellet haline getirilerek sıkıştırıldı. Sıkıştırılan bu örnek kuarz tüpe vakum altında kapatılarak 850°C de 24 saat tavlandı. Tavlanan bu örnekler örnek tutucuya düşük sıcaklıklarda özelliklerini kaybetmeyen vernik ile yapıştırıldı. Kontaklar iletken gümüş pasta (silver paint) ile atıldı. Bölüm III'te ayrıntıları verilen sistemde 200 - 4.2 K aralığında dört nokta tekniği ile direnç ölçümü yapıldı.

Ölçüm sırasında örneğe 100 miliamper DC akım uygulandı. Örneğin belirlenen ebat ve voltaj uçları arasındaki uzaklıktan öz direnç değerleri hesaplandı. 200 K ve 4.2 K'daki direnç değerleri bulundu ve bunlardan $\Delta\rho/\rho_{200\text{K}}$ değerler hesaplandı, varsa süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları T_c ve spin yoğunluk dalgalanma sıcaklıkları T_{SDW} Tablo 4.8'e işlendi.

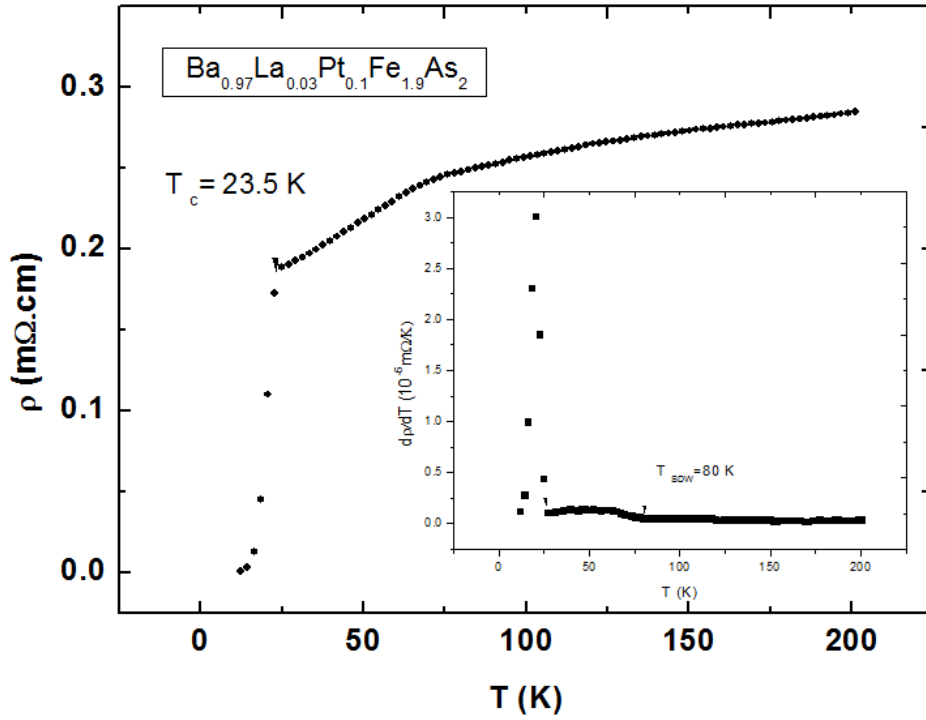
Tablo 4. 8. Değişik sıcaklıklarda BaFe₂As₂ örneği için öz direnç değerleri

Örnek Stokiyometresi	ρ_{200K} (mΩcm)	$\rho_{4.2K}$ (mΩcm)	ρ_{T_c} (mΩcm)	$\Delta\rho/\rho_{200K}$	T_{SDW} (K)	T_c (K)
BaFe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂	0.101	0.0025	0.052	0.485	141	24.7
Ba _{0.97} La _{0.3} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂	0.284	0.001	0.191	0.327	80	23.5
Ba _{0.9} La _{0.1} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂	2.934	0.004	1.058	0.639	70.5	21.5
Ba _{0.7} La _{0.3} Pt _{0.1} Fe _{1.9} As ₂	0.070	0.014	0.053	0.242	83	23.5
Ba _{0.6} La _{0.4} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂	0.0346	0.018	0.038	-0.098	73.5	24.1
Ba _{0.4} La _{0.6} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂	0.0086	0.003	0.006	0.651	66	24.1
Ba _{0.2} La _{0.8} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂	0.130	0.019	0.096	0.261	71.5	22.7
Ba _{0.05} La _{0.95} Fe _{1.9} Pt _{0.1} As ₂	0.129	0.001	0.063	0.511	73.2	20.9

4.5.11. Ba_{0.97}La_{0.03}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As₂ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri

Direnç ölçümü için Ba_{0.97}La_{0.03}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As₂ örneği bir hava yardımı ile toz haline getirilerek ortalama 16x4.2x1.4 mm ebatlarında dikdörtgen prizması şeklinde pellet olacak şekilde yeniden şekillendirildi, yeniden şekillendirilen bu örnek kuartz tüpe vakum altında kapatılarak 850 °C de 24 saat tavlandı. Tavlanan bu örnekler örnek tutucuya düşük sıcaklıklarda özelliklerini kaybetmeyen vernik ile yapıştırıldı. Kontaklar iletken gümüş pasta(silver paint) ile atıldı. 200 - 4.2 K aralığında dört nokta tekniği ile direnç ölçümü yapıldı.

Ölçüm sırasında örneğe 100 miliamper DC akım uygulandı. Örneğin belirlenen ebat ve voltaj uçları arasındaki uzaklıktan öz direnç değerleri hesaplanarak Şekil 4.28 deki grafik elde edildi. 200 K ve 4.2 K daki direnç değerleri elde edildi bu değerlerden öz direnç değerleri ve bu değerlerden $\Delta\rho/\rho_{200K} = 0.093$ olarak hesaplandı, varsa süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları elde edilen $d\rho/dT$ grafiğinden $T_c = 23.5$ K ve spin yoğunluk dalgalanma sıcakları $T_{SDW} = 80$ K olarak bulundu.

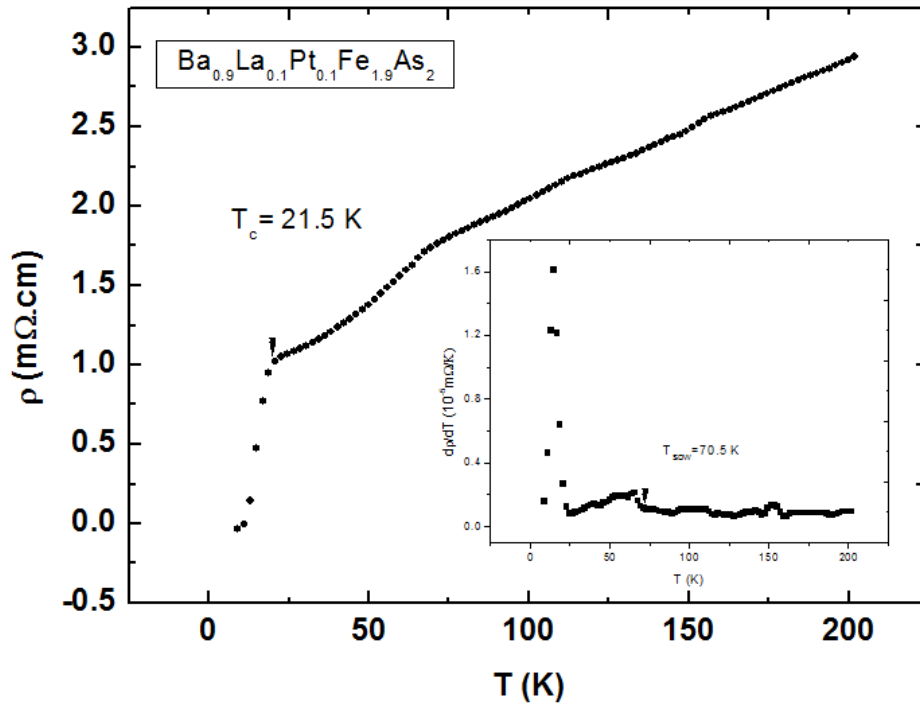


Şekil 4.28. $Ba_{0.97}La_{0.03}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve $d\rho/dT$ nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği

4.5.12. $Ba_{0.9}La_{0.1}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri

Direnç ölçümü için $Ba_{0.9}La_{0.1}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örneği bir hava yardımı ile toz haline getirilerek ortalama $16 \times 4.2 \times 1.4$ mm ebatlarında dikdörtgen prizması şeklinde pellet olacak şekilde yeniden şekillendirildi, yeniden şekillendirilen bu örnek kuartz tüpe vakum altında kapatılarak $850^\circ C$ de 24 saat tavlandı. Tavlanan bu örnekler örnek tutucuya düşük sıcaklıklarda özelliklerini kaybetmeyen vernik ile yapıştırıldı. Kontaklar iletken gümüş pasta (silver paint) ile atıldı. 200 - 4.2 K aralığında dört nokta tekniği ile direnç ölçümü yapıldı.

Ölçüm sırasında örneğe 100 miliamper DC akım uygulandı. Örneğin belirlenen ebat ve voltaj uçları arasındaki uzaklıktan öz direnç değerleri hesaplanarak Şekil 4.29'daki grafik elde edildi. 200 K ve 4.2 K daki direnç değerleri elde edildi bu değerlerden öz direnç değerleri ve bu değerlerden $\Delta\rho/\rho_{200K} = 1.876$ olarak hesaplandı, varsa süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları elde edilen $d\rho/dT$ grafiğinden $T_c = 21.5$ K ve spin yoğunluk dalgalanma sıcakları $T_{SDW} = 70.5$ K olarak bulundu.

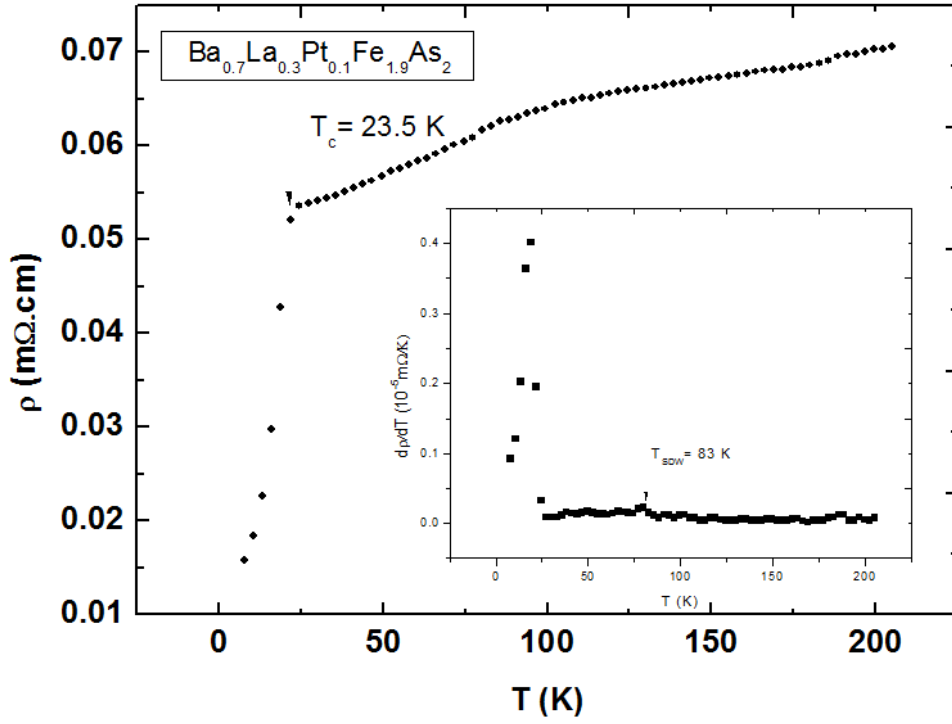


Şekil 4.29. $\text{Ba}_{0.9}\text{La}_{0.1}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve $d\rho/dT$ nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği

4.5.13. $\text{Ba}_{0.7}\text{La}_{0.3}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri

Direnç ölçümü için $\text{Ba}_{0.7}\text{La}_{0.3}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği bir hava yardımı ile toz haline getirilerek ortalama $16 \times 4.2 \times 1.4$ mm ebatlarında dikdörtgen prizması şeklinde pellet olacak şekilde yeniden şekillendirildi, yeniden şekillendirilen bu örnek kuarz tüpe vakum altında kapatılarak 850°C de 24 saat tavlandı. Tavlanan bu örnekler örnek tutucuya düşük sıcaklıklarda özelliklerini kaybetmeyen vernik ile yapıştırıldı. Kontaklar iletken gümüş pasta (silver paint) ile atıldı. 200 - 4.2 K aralığında dört nokta tekniği ile direnç ölçümü yapıldı.

Ölçüm sırasında örneğe 100 miliamper DC akım uygulandı. Örneğin belirlenen ebat ve voltaj uçları arasındaki uzaklıktan öz direnç değerleri hesaplanarak Şekil 4.30'daki grafik elde edildi. 200 K ve 4.2 K daki direnç değerleri elde edildi bu değerlerden öz direnç değerleri ve bu değerlerden $\Delta\rho/\rho_{200\text{K}} = 0.017$ olarak hesaplandı, varsa süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları elde edilen $d\rho/dT$ grafiğinden $T_c = 23.5$ K ve spin yoğunluk dalgalanma sıcakları $T_{\text{SDW}} = 83$ K olarak bulundu.

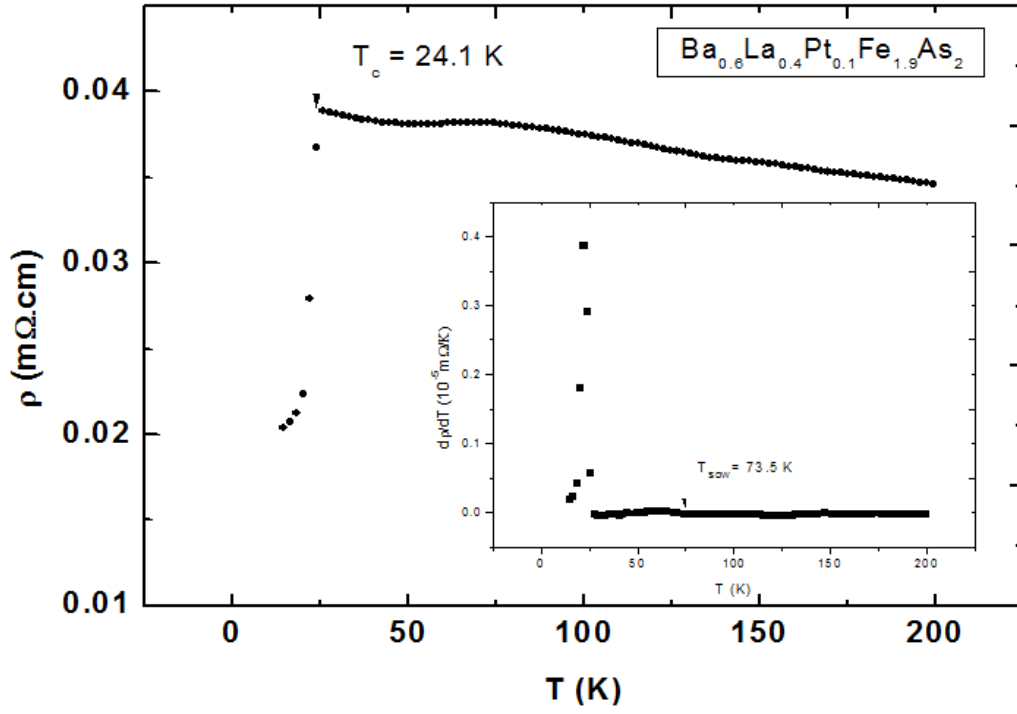


Şekil 4.30. $\text{Ba}_{0.7}\text{La}_{0.3}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve $d\rho/dT$ nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği

4.5.14. $\text{Ba}_{0.6}\text{La}_{0.4}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri

Direnç ölçümü için $\text{Ba}_{0.6}\text{La}_{0.4}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği bir hava yardımı ile toz haline getirilerek ortalama $16 \times 4.2 \times 1.4$ mm ebatlarında dikdörtgen prizması şeklinde pellet olacak şekilde yeniden şekillendirildi, yeniden şekillendirilen bu örnek kuartz tüpe vakum altında kapatılarak 850°C de 24 saat tavlandı. Tavlanan bu örnekler örnek tutucuya düşük sıcaklıklarda özelliklerini kaybetmeyen vernik ile yapıştırıldı. Kontaklar iletken gümüş pasta (silver paint) ile atıldı. 200 - 4.2 K aralığında dört nokta tekniği ile direnç ölçümü yapıldı.

Ölçüm sırasında örneğe 100 miliamper DC akım uygulandı. Örneğin belirlenen ebat ve voltaj uçları arasındaki uzaklıktan öz direnç değerleri hesaplanarak Şekil 4.31'deki grafik elde edildi. 200 K ve 4.2 K daki direnç değerleri elde edildi bu değerlerden

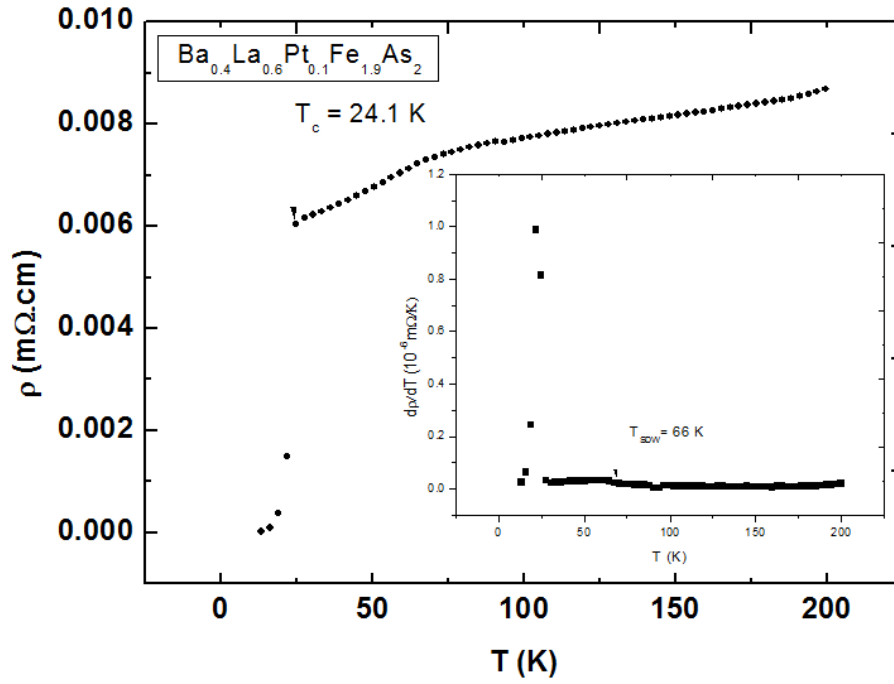


Şekil 4.31. $\text{Ba}_{0.6}\text{La}_{0.4}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve $d\rho/dT$ nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği

öz direnç değerleri ve bu değerlerden $\Delta\rho/\rho_{200\text{K}} = -0.0034$ olarak hesaplandı, varsa süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları elde edilen $d\rho/dT$ grafiğinden $T_c = 24.1$ K ve spin yoğunluk dalgalanma sıcakları $T_{\text{SDW}} = 73.5$ K olarak bulundu.

4.5.15. $\text{Ba}_{0.4}\text{La}_{0.6}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri

Direnç ölçümü için $\text{Ba}_{0.4}\text{La}_{0.6}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği bir hava yardımı ile toz haline getirilerek ortalama $16 \times 4.2 \times 1.4$ mm ebatlarında dikdörtgen prizması şeklinde pellet olacak şekilde yeniden şekillendirildi, yeniden şekillendirilen bu örnek kuartz tüpe vakum altında kapatılarak 850°C 'de 24 saat tavlandı. Tavlanan bu örnekler örnek tutucuya düşük sıcaklıklarda özelliklerini kaybetmeyen vernik ile yapıştırıldı. Kontaklar iletken gümüş pasta (silver paint) ile atıldı. 200 - 4.2 K aralığında dört nokta tekniği ile direnç ölçümü yapıldı.

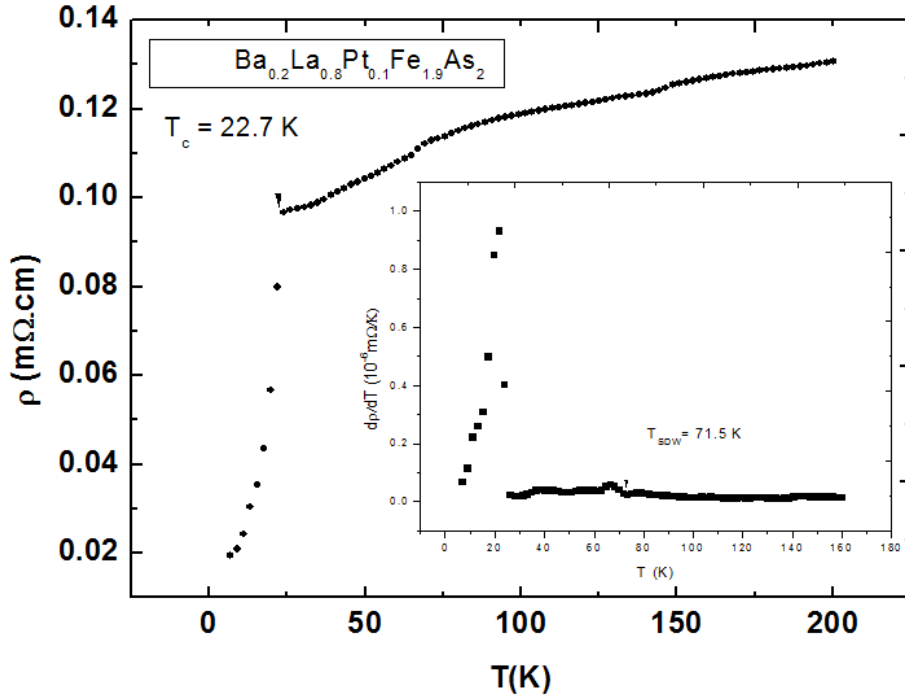


Şekil 4.32. $\text{Ba}_{0.4}\text{La}_{0.6}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve $d\rho/dT$ nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği

Ölçüm sırasında örneğe 100 miliamper DC akım uygulandı. Örneğin belirlenen ebat ve voltaj uçları arasındaki uzaklıktan öz direnç değerleri hesaplanarak Şekil 4.32’deki grafik elde edildi. 200 K ve 4.2 K daki direnç değerleri elde edildi bu değerlerden öz direnç değerleri ve bu değerlerden $\Delta\rho/\rho_{200\text{K}} = 0.0056$ olarak hesaplandı, varsa süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları elde edilen $d\rho/dT$ grafiğinden $T_c = 24.1$ K ve spin yoğunluk dalgalanma sıcakları $T_{\text{SDW}} = 66$ K olarak bulundu.

4.5.16. $\text{Ba}_{0.2}\text{La}_{0.8}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri

Direnç ölçümü için $\text{Ba}_{0.2}\text{La}_{0.8}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği bir hava yardımı ile toz haline getirilerek ortalama $16 \times 4.2 \times 1.4$ mm ebatlarında dikdörtgen prizması şeklinde pellet olacak şekilde yeniden şekillendirildi, yeniden şekillendirilen bu örnek kuartz tüpe vakum altında kapatılarak 850°C de 24 saat tavlandı. Tavlanan bu örnekler örnek



Şekil 4.33. $\text{Ba}_{0.2}\text{La}_{0.8}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve $d\rho/dT$ nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği

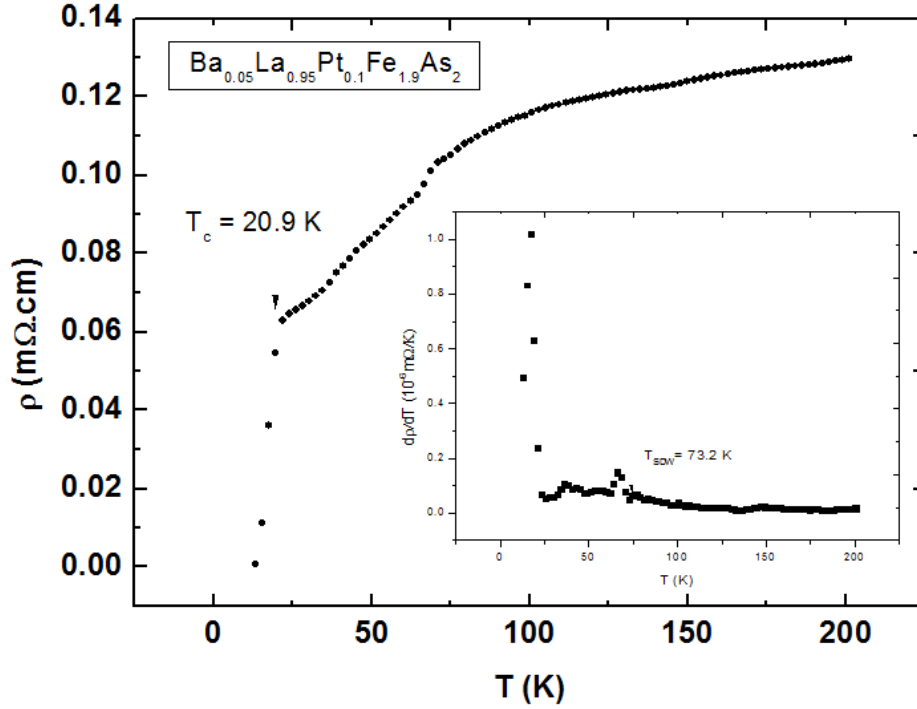
tutucuya düşük sıcaklıklarda özelliklerini kaybetmeyen vernik ile yapıştırıldı. Kontaklar iletken gümüş pasta (silver paint) ile atıldı. 200 - 4.2 K aralığında dört nokta tekniği ile direnç ölçümü yapıldı.

Ölçüm sırasında örneğe 100 miliamper DC akım uygulandı. Örneğin belirlenen ebat ve voltaj uçları arasındaki uzaklıktan öz direnç değerleri hesaplanarak Şekil 4.33'deki grafik elde edildi. 200 K ve 4.2 K'daki direnç değerleri elde edildi bu değerlerden öz direnç değerleri ve bu değerlerden $\Delta\rho/\rho_{200K} = 0.034$ olarak hesaplandı, varsa süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları elde edilen $d\rho/dT$ grafiğinden $T_c = 22.7$ K ve spin yoğunluk dalgalanma sıcakları $T_{SDW} = 71.5$ K olarak bulundu.

4.5.17. $\text{Ba}_{0.05}\text{La}_{0.95}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği için direnç ölçümleri ve analizleri

Direnç ölçümü için $\text{Ba}_{0.05}\text{La}_{0.95}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örneği bir hava yardımı ile toz haline getirilerek ortalama $16 \times 4.2 \times 1.4$ mm ebatlarında dikdörtgen prizması şeklinde pellet olacak şekilde yeniden şekillendirildi, yeniden şekillendirilen bu örnek kuarz tüpe vakum altında kapatılarak 850°C de 24 saat tavlandı. Tavlanan bu örnekler örnek tutucuya düşük sıcaklıklarda özelliklerini kaybetmeyen vernik ile yapıştırıldı. Kontaklar iletken gümüş pasta (silver paint) ile atıldı. 200 - 4.2 K aralığında dört nokta tekniği ile

direnç ölçümü yapıldı. Ölçüm sırasında örneğe 100 miliamper DC akım uygulandı. Örneğin belirlenen ebat ve voltaj uçları arasındaki uzaklıktan öz direnç değerleri hesaplanarak Şekil 4.34'deki grafik elde edildi. 200 K ve 4.2 K'daki direnç değerleri elde edildi bu değerlerden öz direnç değerleri ve bu değerlerden $\Delta\rho/\rho_{200K} = 0.066$ olarak hesaplandı, varsa süperiletkenlik geçiş sıcaklıkları elde edilen $d\rho/dT$ grafiğinden $T_c = 20.9$ K ve spin yoğunluk dalgalanma sıcaklığı $T_{SDW} = 73.2$ K olarak bulundu.

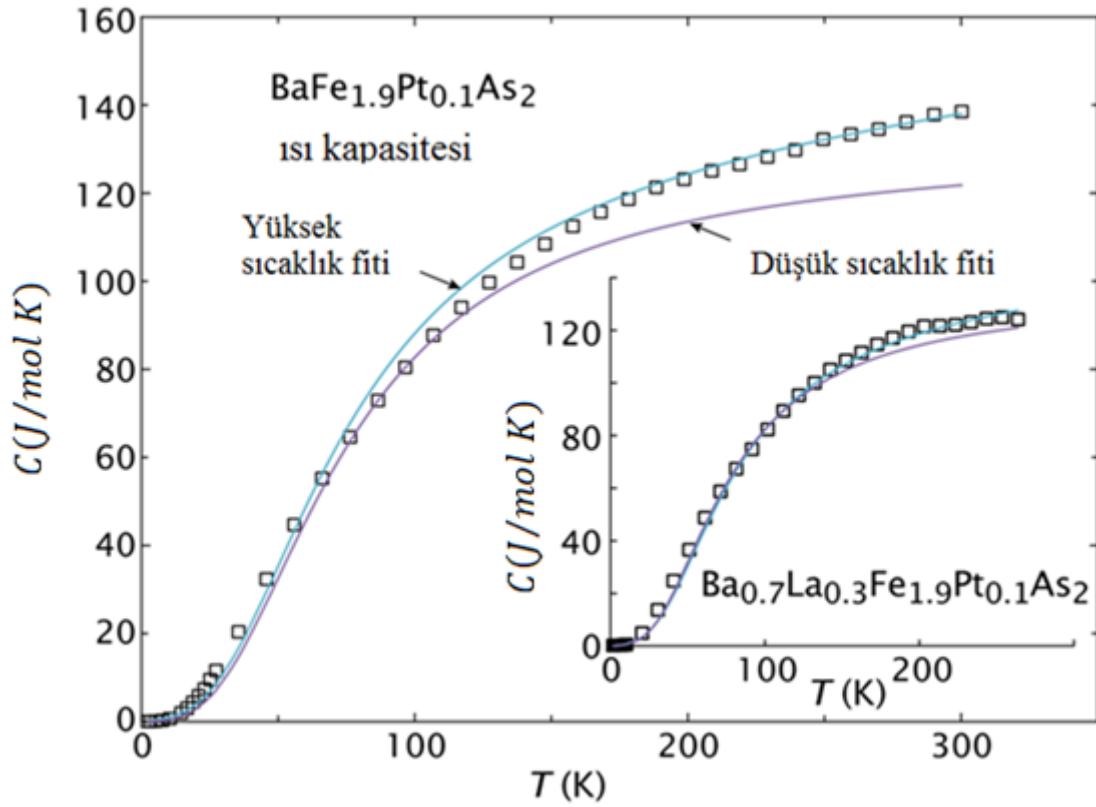


Şekil 4.34. $Ba_{0.05}La_{0.95}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örneği için 200-4.2 K arasında öz direnç-sıcaklık değişim grafiği ve $d\rho/dT$ nin sıcaklığa bağlı değişim grafiği

4.6. Isı kapasitesi ölçümleri

4.6.1. $BaFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örneğinin ısı sığası ölçüm ve analizleri

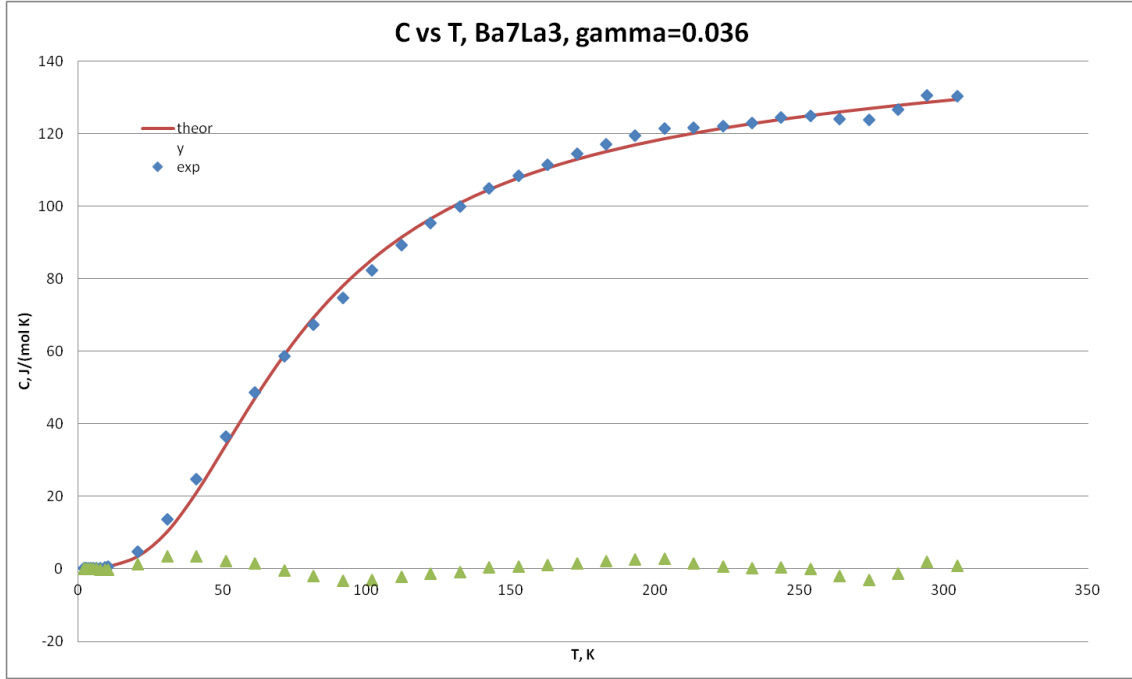
Çalışmamızın bu kısmında katıhal reaksiyonu ile hazırlanmış $BaFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ ve $Ba_{0.7}La_{0.3}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örneklerimizin ısı sığası ölçümleri gösterilmektedir. Tüm örneklerimiz $ThCr_2Si_2$ tipi yapı göstermektedir. Isı kapasitesi PPMS ölçüm sistemi ile sıcaklık aralığı 5-300 K olarak alınmıştır. Sonuçlarımız literatürdeki diğer çalışmalar ile uyum içerisindedir. Şekil 4.35'de deneysel veri kara kutucuk ile verilmiştir. Diğer eğriler ise fit ile elde edilmiş eğrilerdir.



Şekil 4.35. $\text{BaFe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ ve iç grafik $\text{Ba}_{0.7}\text{La}_{0.3}\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ örnekleri için ısı kapasitesi

Çalışmamızda elektron fonon davranışı için ısı kapasitesi ölçümlerini analiz ettik. Katkısız BaFe_2As_2 'de elektronik terim γ düşük sıcaklıktan oda sıcaklığına $0.016 \text{ J}/(\text{mol K}^2)$ 'den $0.093 \text{ J}/(\text{mol K}^2)$ 'e yükselmektedir. Bu ise literature sonuçları ile uyumludur.

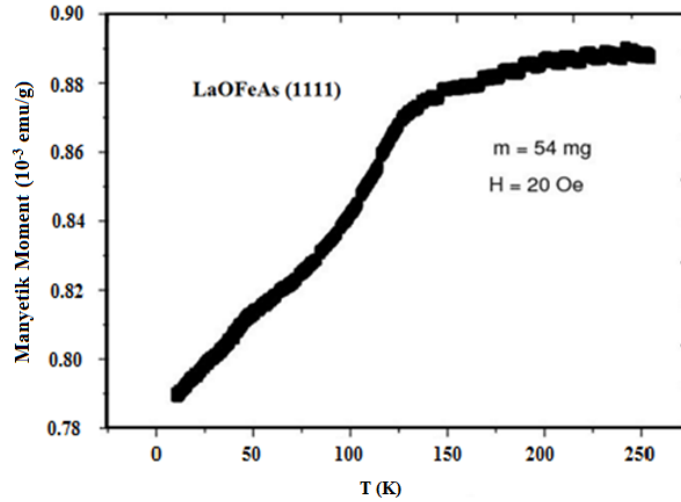
Şekil 4.35'deki gibi katkılı malzemelerde elektronik terim artarken bazı değerlerde azalma gördük: düşük sıcaklıklardan yüksek sıcaklıklara katkılı Pt $x=0$ 'da $\gamma=0.011 \text{ J}/(\text{mol K}^2)$ 'den $0.065 \text{ J}/(\text{mol K}^2)$ 'e çıkarken $x=0.3$ iken, $\gamma=0.011$ 'den $\gamma=0.036 \text{ J}/(\text{mol K}^2)$ 'e çıkmaktadır. Bu durum bize değişen elektronik durum yoğunluğunu, spin dalgalanmasına bağlı aşırı entropinin oluştuğunu göstermektedir.



Şekil 4.36. $\text{Ba}_{0.7}\text{La}_{0.3}\text{Pt}_{0.1}\text{Fe}_{1.9}\text{As}_2$ örneği için sıcaklığa bağlı ısı kapasitesi ölçüm grafiğidir

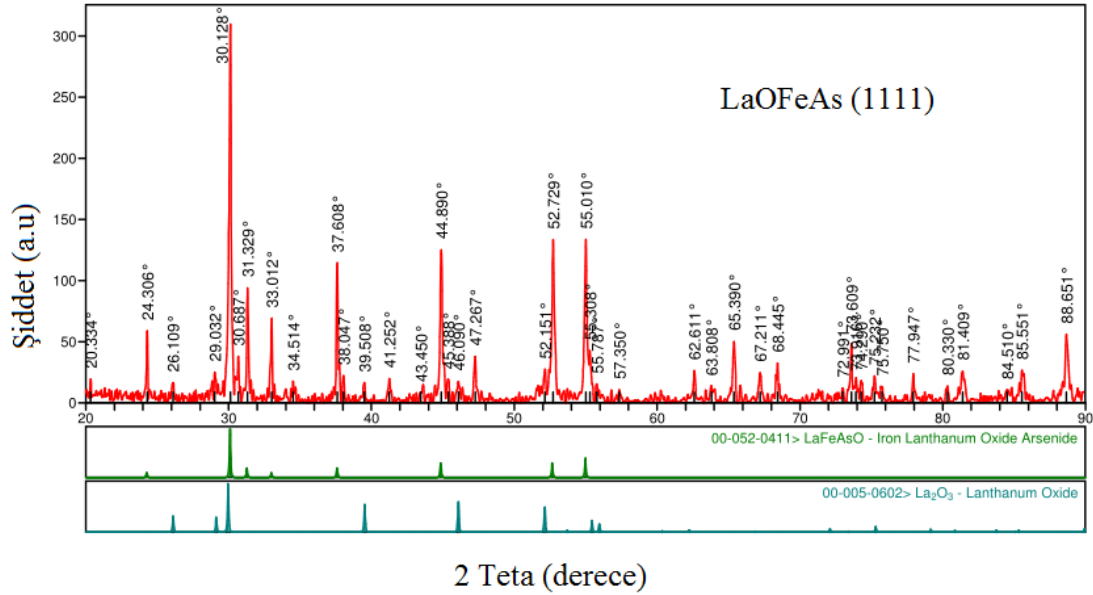
Bu örnekte elektronik terim γ 0.036 olarak bulunmuştur. Debye sıcaklığı 310 K’de fit edilmiştir. Birim hücre başına atom sayısı $N_{\text{hücre}}=5$ ’dir.

4.7. LaOFeAs Örneğinin Mıknatıslanma ve XRD Ölçüm Sonuçları



Şekil 4.37. LaOFeAs (1111) örneği için 250-5 K arasında sıcaklığa bağlı manyetik moment grafiği

LaOFeAs (1111) örneği için 250-5 K sıcaklığa bağlı manyetik moment grafiği Ba katkılı diğer örneklerle benzer özellikler göstermektedir.



Şekil 4.38. LaOFeAs (1111) örneği için (0-90) derece aralığında XRD ölçüm grafiği

Şekil 4.38’de alt turkuaz kısmında La_2O_3 fazı verilmiştir üstteki yeşil kısımda pik pozisyonun kırmızı piklere göre kıyaslanması görülmektedir. Bu sonuçlar literatürdeki diğer sonuçlarla uyum içerisindedir. İkincil faz görülmemektedir ve düzgün kristal yapısı oluşmuştur. LaOFeAs’nin kristal yapısı bölüm II’de Şekil 2.9’da gösterilmiştir. BaFe_2As_2 ile LaOFeAs aynı tür kristal yapısına sahiptir. FeAs düzlemleri ile Ba düzlemleri ayrılmıştır ve aynı durum LaO düzlemleri ile FeAs düzlemleri içinde geçerlidir. Sadece birim hücrede LaOFeAs bileşiğinde bir adet FeAs bulunurken, BaFe_2As_2 ’nin birim hücresinde iki adet FeAs bulunur. 140 K’de, BaFe_2As_2 yapısı uzay grubu Fmmm olan ReOFeAs bileşiklerinde olduğu gibi tetragonalden, ortorombik yapı değişimine uğrar. ReOFeAs’de olduğu gibi BaFe_2As_2 ’de yapısal dönüşüm kısmı olarak Fe atomlarının manyetik düzeni sayesinde gerçekleşir.

ReOFeAs türü bileşikler için kafes parametreleri daha önce Tablo 2.1’de verilmişti. Görüldüğü üzere, tetragonal birim hücre güçlü bir şekilde uzamıştır ki bu tüm özelliklerinin güçlü anizotropisini ve elektronik durumunun yarı iki boyutlu doğasını açıklamaktadır. Her bir Fe atomunun en yakınında, sonraki Fe atomlarının altında As atomları bulunur, böylece Fe alt kafesi üzerindeki elektron transfer işlemi Fe-As

hibritleşmesi tarafından yönlendirilir ve Fe atomları arasındaki değişim etkileşmesi As atomları vasıtasıyla dolaylı özellik gösterir.

5. SONUÇ VE YORUMLAR

$Ba_{(1-x)}La_xFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örnekleri için önce örnekler sıfır alanda düşük sıcaklıklara kadar soğutuldu. $H=20$ Oe'lik alan uygulandı ve yavaş artan sıcaklığın bir fonksiyonu olarak moment ölçülerek ZFC (zero field cooling) eğrisi elde edildi. Daha sonra sıcaklık süperiletken geçiş sıcaklığına T_c düşürülerek FC (field cooling) eğrisi elde edildi. La katkılama ile yapısal/manyetik faz geçişi oldukça sürpriz verici bir sonuçtur ve dördüncü bölümde gösreildiği gibi, $x=0.6$ 'da 23.5 K civarında maksimum T_c ile süperiletkenlik meydana gelmektedir.

T_c 'nin altındaki sıcaklıklarda ZFC grafiğinde mıknatıslanma hızlıca azalmaktadır ve hemen negatif bir değerde doyuma ulaşmaktadır. Demagnetizasyon etkisini düzelttikten sonra kabaca etkin manyetik duygunluğu $4\pi\chi_{eff}$ hesapladık. Deneyde kullandığımız örneğimiz silindirik şekildedir. Bu değerler $x=0.3$ 'e kadar yaklaşık olarak -1'dir. Bu ise sistemin tamamen korunduğunu göstermektedir. La katkısı ile T_c altında ölçülen alan soğutmalı moment M_{FC} önemli derecede azalmaktadır. La katkılanması ile deneysel ZFC ve FC verileri arasındaki fark, FC durumunda oldukça diamanyetik baskılamayla sonuçlanan, güçlü ferromanyetik kısım içindeki süperiletken ortak bölgelerinin varlığı ile açıklanabilir. Çok miktarda La katkılı $Ba_{0.05}La_{0.95}Fe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ örneği için daha önce yüksek T_c seramik malzemelerde görülmüş isede, La katkısının manyetik davranışı oldukça sıra dışı ve FeAs katkılı süperiletkenlerde çok sık karşılaşılmayan bir davranışı ortaya koymuştur. La malzemesi için x 'e karşı T_c 'yi mıknatıslanma verileri kullanarak değerlendirdik. $Ba_{(1-x)}La_xFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ 'ın faz diyagramı tam değerlendirilmiş. T_c önce azalmakta ve sonra La katkılanması ile $x=0.6$ için $T_c=23.5$ K maksimumuna ulaşmaktadır. Bu sonuca bakıldığında T_c için iki önemli durumu ortaya çıkarmaktadır; geometrik faktör (basınç etkisi) bu örgü büzüşmesi ile ortaya çıkmaktadır ve T_c değerini düşürmektedir diğeri ise Ba yerine La'yı kullanarak elektron katkısını arttırarak süperiletkenliği etkileyebiliriz. Çalışmamızın diğeri bir kısımda sıcaklığa bağlı öz direnç değişiminin gözlemlenmesi üzerinedir. Numunelerimizde $\rho(T)$ $x=0.4$ dışında metalik davranış göstermektedir, öz direnç sıcaklığın azalmasıyla yavaş bir şekilde artmaktadır. $BaFe_2As_2$ örneği dışındaki tüm örneklerde $\rho(T)$ eğrisi hızlı bir düşüş yaşamaktadır. T_c altında tüm örneklerin öz dirençleri sıfıra yaklaşmaktadır fakat $x=0.4$ örneği için $\rho(T)$, $T=5$ K'de küçük bir değerde değişmemektedir.

Faz diyagramından elde edilen özdirenç verisi, mıknatıslanma verilerinden elde edilenle oldukça benzerdir. Ebevyın örnek için özdirencin sıcaklık bağımlılığı literature ile tamamen aynı davranışı göstermektedir. Burada $T_{SDW} = 140$ K'de yapısal faz geçişi (tetragonalden ortorobike) antiferomanyetik AFM düzende görülmektedir. Bu yapısal faz geçiş durumuna Pt katkılı $BaFe_2As_2$ örneğinde görülmektedir ve bu sonuçlar IEEE 'de yayınlanacaktır. Çalışmamızda, bunlara ilaveten, bu malzemelerin elektronik ve fonon davranışları için ısı kapasitesini analiz ettik. Katkısız $BaFe_2As_2$ 'de elektronik terimi γ düşük sıcaklıklarda $\gamma=0.016$ 'dan oda sıcaklığına yakın bir sıcaklıkta $\gamma=0.093/(\text{mol K}^2)$ 'e yükselir bu sonuç diğer çalışmalara oldukça yakındır. Bu sonuçlar Debye- yaklaşımı fitinden gelmektedir; Debye sıcaklıkları, düşük ve yüksek sıcaklık fitleri arasında çok küçük bir artım sergilemektedir.

Katkılı malzemelerde, indirgenmiş terimlerle bir geliştirilmiş elektronik terimi buluruz: Pt katkılı malzeme için Debye fitting parametrelerinde küçük bir değişim $x=0$ 'da düşük sıcaklıkta $\gamma=0.020$ J/(mol K²) iken yüksek sıcaklıkta 0.067 J/(mol K²)'e yükselmektedir, aynı şekilde $x=0.3$ iken bu artım $\gamma=0.011$ 'den $\gamma=0.036$ J/(mol K²)'e yükselmektedir. Bu çalışmada örneklerdeki, değişen elektron durum yoğunluğu ve Pt katkısı ile etkilenmiş mümkün pseudogap durumlarını inceledik. $BaFe_2As_2$ ve La katkılı $BaFe_{1.9}Pt_{0.1}As_2$ polikristal örnekleri başarılı bir şekilde katı hal reaksiyonu metoduyla hazırladık. Alınan x ışını spektrumu örneklerin çoğunlukla tekil fazda ve $ThCr_2Si_2$ tipi kristal yapıya sahip olduklarını gösterdi. 5-300 K sıcaklık aralığında ve 90 kOe' e kadar uygulanan manyetik alanla mıknatıslanma, özdirenç ve ısı kapasitesi ölçümleri yaptık. Bu sonuçları birbiri ile uyum içerisinde ve literatürde verilen benzer örnek kompozsyon serileri ilede benzer sonuçlar vermiştir.

Bu çalışmadaki örnekler için özellikle La ve Pt katkısının arttığı konsantrasyon aralıkları için sinterleneme sürelerinin ve sayılarının arttırılarak tekrar tekrar benzer örnekler üretilip XRD analizleri yapılarak örneklerin kalitelerinin dahada arttırılması mümkün olabilir.

REFERANSLAR

- [1] B. T. Matthias, T. H. Geballe, R. H. Willens, E. Corenzwit, G. W. Hull, Jr. (1965) Phys. Rev. A: At. Mol. Opt. Phys. 139, 1501.
- [2] J. G. Bednorz, K. A. Müller, Z. Phys. B: Condens. Matter 1986, 64, 189.
- [3] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, C. W. Chu (1987), Phys. Rev. Lett. 58, 908.
- [4] A. Schilling, M. Cantoni, J. D. Guo, H. R. Ott, (1993), Nature (London, U. K.) 363, 56.
- [5] R. Chevrel, M. Hirrien, M. Sergent, Polyhedron 1986, 5, 87.
- [6] R. J. Cava, H. Takagi, B. Batlogg, H. W. Zandbergen, J. J. Krajewski, W. F. Peck, Jr., R. B. van Dover, R. J. Felder, T. Siegrist, et al. (1994), Nature (London, U. K.) 367, 146.
- [7] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, J. Akimitsu, (2001), Nature (London, U. K.) 410, 63.
- [8] A. Y. Liu, I. I. Mazin, J. Kortus, (2001), Phys. Rev. Lett. 87, 087005.
- [9] Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, H. Hosono, (2008) J. Am. Chem. Soc., 130, 3296.
- [10] Z.-A. Ren, W. Lu, J. Yang, W. Yi, X.-L. Shen, Z.-C. Li, G.-C. Che, X.-L. Dong, L.-L. Sun, F. Zhou, Z.-X. Zhao, Chin. (2008), Phys. Lett. 25, 2215.
- [11] C. Wang, L. Li, S. Chi, Z. Zhu, Z. Ren, Y. Li, Y. Wang, X. Lin, Y. Luo, S. Jiang, X. Xu, G. Cao, Z. Xu, (2008) Europhys. Lett., 83, 67006.
- [12] V. Johnson, W. Jeitschko, (1974), J. Solid State Chem. 11, 161.
- [13] W. Lu, X.-L. Shen, J. Yang, Z.-C. Li, W. Yi, Z.-A. Ren, X.-L. Dong, G.-C. Che, L.-L. Sun, F. Zhou, Z.-X. Zhao, (2008), Solid State Commun. 148, 168.
- [14] H.-H. Wen, G. Mu, L. Fang, H. Yang, X. Zhu, (2008), Europhys. Lett. 82, 17009.
- [15] G. Just, P. Paufler, (1996), J. Alloys Compd. 232, 1.
- [16] M. Pfisterer, G. Nagorsen, Z. Naturforsch. B: (1980), J. Chem. Sci. 35, 703.
- [17] P. Poole, Jr., T. Datta, and H. A. Farach, (1988). "Copper Oxide Superconductors," Wiley, NewYork.

- [18] S. F. Nygren, C. M. Ringel and H. W. Verleur, (1971), J. Electrochem. Soc., 118, 306
- [19] A. Mourachkine, (2004), "Room Temperature superconductivity", Cambridge international science publishing
- [20] M. R. Presland, J.L. Tallon, R.G. Buckley, R.S. Liu, N.E. Floer, Physica C 176, 95, 1991
- [21] Y. Kamihara, H. Hiramatsu, M. Hirano, R. Kawamura, H. Yanagi, T. Kamiya, H. Hosono, (2006), J. Am. Chem. Soc. 128, 10012
- [22] M.V. Sadovskii, (2008), Phys. Usp. 51, 1201
- [23] A.L. Ivanovskii, (2008), Phys. Usp. 51, 1229
- [24] Yu.A. Izyumov, E.Z. Kurmaev, Phys. Usp. 51, 1261 (2008)
- [25] Special issue of Physica C on superconducting pnictides, (2009), Physica C 469, 313
- [26] Special issue of New Journal of Physics, Focus on Iron-Based Superconductors, New J. Phys. 11, 025003
- [27] T. Watanabe, H. Yanagi, T. Kamiya et al.(2007), Inorg. Chem. 46, 7719
- [28] Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, H. Hosono, (2008), J. Am. Chem. Soc. 130, 3296
- [29] G.F. Chen, Z. Li, D.Wu, G. Li, W.Z. Hu, J. Dong, P. Zheng, J.L. Luo, N.L.Wang, (2008), Phys. Rev. Lett. 100, 247002
- [30] Z.-A. Ren, J. Yang, W. Lu, W. Yi, H.-C. Che, X.-L. Dong, L.-L. Sun, Z.-X. Zhao, (2008), Mater. Res. Innovat. 12, 1
- [31] Z.-A. Ren, W. Lu, J. Yang, W. Yi, X.-L. Shen, Z.-C. Li, G.-C. Che, X.-L. Dong, L.-L. Sun, F. Zhou, Z.-X.C. Zhao, (2008), Phys. Lett. 25, 2215
- [32] J. Zhao, Q. Huang, C. de la Cruz, S. Li, J.W. Lynn, Y. Chen, M.A. Green, G.F. Chen, G. Li, Z. Li, J.L. Luo, N.L. Wang, P. Dai, (2008), Nat. Mater. 7, 953
- [33] M. Rotter, M. Tegel, D. Johrendt, (2008), Phys. Rev. Lett. 101, 107006
- [34] J.H. Tapp, Z. Tang, B. Lv, K. Sasmal, B. Lorenz, P.C.W. Chu, A.M. Guloy, (2008), Phys. Rev. B 78, 060505
- [35] X.C. Wang, Q.Q. Liu, Y.X. Lv, W.B. Gao, L.X. Yang, R.C. Yu, F.Y. Li, C.Q. Jin, ar (2008), Xiv: 0806.4688
- [36] Y. Mizuguchi, F. Tomioka, S. Tsuda, T. Yamaguchi, Y. Takano, (2008), Appl. Phys. Lett. 93, 152505

- [37] L. Boeri, O.V. Dolgov, A.A. Golubov, (2008), Phys. Rev. Lett. 101, 026403
- [38] K. Haule, J.H. Shim, G. Kotliar, (2008), Phys. Rev. Lett. 100, 226402
- [39] P. Fulde, Electron Correlations in Molecules and Solids (Springer, Berlin, 1995)
- [40] L. Hozoi, P. Fulde, (2009), Phys. Rev. Lett. 102, 136405
- [41] H. Yang, X. Zhu, L. Fang, G. Mu, H.-H. Wen, (2008), arXiv: 0803.0623
- [42] X. Zhu, H. Yang, L. Fang, G. Mu, H.-H. Wen, (2008), Supercond. Sci. Technol. 21, 105001
- [43] A.S. Sefat, M.A. McGuire, B.C. Sales, R. Jin, J.Y. Howe, D. Mandrus, (2008), Phys. Rev. B 77, 74503
- [44] M. Tropeano, C. Fanciulli, C. Ferdeghini, D. Marre', A.S. Siri, M. Putti, A. Martinelli, M. Ferretti, A. Palenzona, M.R. Cimberle, C. Mirri, S. Lupi, R. Sopracase, P. Calvani, A. Perucchi, (2008), arXiv: 0809.3500
- [45] P. Cheng, H. Yang, Y. Jia, L. Fang, X. Zhu, G. Mu, H.-H. Wen, (2008), Phys. Rev. B 78, 134508
- [46] H. Mukuda, N. Terasaki, H. Kinouchi, M. Yashima, Y. Kitaoka, S. Suzuki, S. Miyasaka, S. Tajima, K. Miyazawa, P.M. Shirage, H. Kito, H. Eisaki, A. Iyo, (2008), J. Phys. Soc. Jpn. 77, 093704 259
- [47] W. Lu, X.-L. Shen, J. Yang, Z.-C. Li, W. Yi, Z.-A. Ren, X.-L. Dong, G.-C. Che, L.-L. Sun, F. Zhou, Z.-X. Zhao, (2008), Solid State Commun. 148, 168
- [48] Z.-A. Ren, J. Yang, W. Lu, W. Yi, X.-L. Shen, Z.-C. Li, G.-C. Che, X.-L. Dong, L.-L. Sun, F. Zhou, Z.-X. Zhao, (2008), Europhys. Lett. 82, 57002
- [49] J. Yang, Z.-C. Li, W. Lu, W. Yi, X.-L. Shen, Z.-A. Ren, G.-C. Che, X.-L. Dong, L.-L. Sun, F. Zhou, Z.-X. Zhao, (2008), Supercond. Sci. Technol. 21, 082001
- [50] C. Wang, L. Li, S. Chi, Z. Zhu, Z. Ren, Y. Li, Y. Wang, X. Lin, Y. Luo, S. Jiang, X. Xu, G. Cao, Z. Xu, (2008), Europhys. Lett. 83, 67006
- [51] L.-J. Li, Y.-K. Li, Z. Ren, Y.-K. Luo, X. Lin, M. He, Q. Tao, Z.-W. Zhu, G.-H. Cao, Z.-A. Xu, (2008), Phys. Rev. B 78, 132506
- [52] Yuri Izyumov, Ernst Kurmaev, High Tc Superconductors Based on FeAs Compounds, Springer.
- [53] H.H. Wen, G. Mu, L. Fang, H. Yang, X.Y. Zhu, (2008), Europhys. Lett. 82, 17009
- [54] G. Mu, L. Fang, H. Yang, X. Zhu, P. Che, (2008), arXiv: 0806.2104

- [55] G. Mu, B. Zeng, X. Zhu, F. Han, P. Cheng, B. Shen, H.-H. Wen, (2008), Phys. Rev. B 78, 104501
- [56] K. Kasperkiewicz, J.-W.G. Bos, A.N. Fitch, K. Prassides, S. Margadonna, (2009), Chem. Commun. 707
- [57] L. Fang, H. Yang, P. Cheng, X. Zhu, G. Mu, H.-H. Wen, (2008), Phys. Rev. B 78, 104528
- [58] G. Xu, W. Ming, Y. Yao, X. Dai, S. Zhang, Z. Fang, (2008), Europhys. Lett. 82, 67002
- [59] A.S. Sefat, A. Huq, M.A. McGuire, R. Jin, B.C. Sales, D. Mandrus, (2008), Phys. Rev. B 78, 104505
- [60] G. Cao, C.Wang, Z. Zhu, S. Jiang, Y. Luo, S.C.Z. Ren, Q. Tao, Y.Wang, Z. Xu, (2009), Phys. Rev. B 79, 054521
- [61] A. Kawabata, S.C. Lee, T. Moyoshi, Y. Kobayashi, M. Sato, (2008), J. Phys. Soc. Jpn. 77, 103704 (2009), arXiv: 0807.3480
- [62] H. Li, J. Li, S. Zhang, W. Chu, D. Chen, Z. Wu, (2008), arXiv: 0807.3153
- [63] Z.A. Ren, G.-C. Che, X.-L. Dong, J. Yang, W. Lu, W. Yi, X.-L. Shen, Z.-C. Li, L.-L. Sun, F. Zhou, (2008) Z.-X. Zhao, Europhys. Lett. 83, 17002
- [64] N.R. Werthamer, E. Helfand, P.C. Hohenberg, (1966), Phys. Rev. 147, 295
- [65] X.L. Wang, R. Ghorbani, G. Peleckis, S.X. Dou, Adv. Mater. 21, 236 arXiv: 0806.0063 (2008)
- [66] Y. Jia, P. Cheng, L. Fang, H. Luo, H. Yang, C. Ren, L. Shan, C. Gu, H.-H. Wen, (2008), Appl. Phys. Lett. 93, 032503
- [67] L. Ding, C. He, J.K. Dong, T. Wu, R.H. Liu, X.H. Chen, S.Y. Li, (2008), Phys. Rev. B 77, 180510 R
- [68] Y. Ma, Z. Gao, L. Wang, Y. Qi, D. Wang, X. Zhang, Chin. (2009), Phys. Lett. 26, 037401
- [69] Y.J. Jo, J. Jaroszynski, A. Yamamoto, A. Gurevich, S.C. Riggs, G.S. Boebinger, D. Larbalastiera, H.H. Wen, N.D. Zhigadlo, S. Katrych, Z. Bukowski, J. Karpinski, R.H. Liu, H. Chen, Chen X.H., L. Balicas, (2009), Physica C 468, 566 arXiv: 0902.0532
- [70] H. Takahashi, K. Igawa, K. Avii, Y. Kamihara, M. Hirano, H. Hosono, (2008), Nature 453, 376
- [71] H. Okada, K. Igawa, H. Takahashi, Y. Kamihara, M. Hirano, H. Hosono, K. Matsubashi, Y. Uwatoko, (2008), J. Phys. Soc. Jpn. 77, 113712

- [72] H. Takahashi, H. Okada, K. Igawa, K. Arii, Y. Kamihara, S.Matsuishi, M. Hirano, H. Hosono, K. Matsubayashi, Y. Uwatoko, (2009), J. Supercond. Novel Magn. 22, 595
- [73] W. Yi, C. Zhang, L. Sun, Z.-A. Ren, W. Lu, X. Dong, Z. Li, G. Che, J. Yang, X. Shen, X. Dai, Z. Fang, F. Zhou, Z. Zhao, (2008), Europhys. Lett. 84, 67009 (2008), arXiv: 0809.4702
- [74] G. Garbarino, P. Toulemonde, M. Alvarez-Murga, A. Sow, M. Mezouar, M. Nunez-Regueiro, (2008), Phys. Rev. B 78, 100507
- [75] K. Igawa, H. Okada, K. Arii, H. Takahashi, Y. Kamihara, M. Hirano, H. Hosono, S. Nakano, T. Kikegawa, (2008), arXiv: 0809.1239
- [76] M. Tropeano, C. Fanciulli, F. Canepa, M.R. Cimberle, C. Ferdeghini, G. Lamura, A. Martinelli, M. Puttia, M. Vignolo, A. Palenzona, (2009), Phys. Rev. B 79, 174523 (2009), arXiv: 0903.1825
- [77] L. Porovskii, V. Vildosola, S. Biermann, A. Georges, (2009), Eur. Phys. Lett. 84, 37006
- [78] L. Sun, X. Dai, C. Zhang, W. Yi, L. Zheng, Z. Jiang, X. Wei, Y. Huang, J. Yang, Z. Ren, W. Lu, X. Dong X., G. Che, Q.Wu, H. Ding, J. Liu, T. Hu, Z. Zhao, (2009), arXiv: 0907.4212
- [79] Y. Luo, Y. Li, S. Jiang, J. Dai, G. Cao, Z. Xu, Phys. Rev. B 81, 134422 (2010), (2009), arXiv: 0907.2961
- [80] C.R. dela Cruz, Q. Huang, J.W. Lynn, J. Li, W. Ratcliff II, J.L. Zarestky, H.A. Mook, G.F. Chen, J.L. Luo, N.L. Wang, P. Dai, (2008), Nature 453, 899
- [81] J. Dong, H.J. Zhang, G. Xu, G. Li, W.Z. Hu, D. Wu, G.F. Chen, X. Dai, J.L. Luo, Z. Fang, N.L. Wang, (2008), Europhys. Lett. 83 27006
- [82] Y. Chen, J.W. Lynn, J. Li, G. Li, G.F. Chen, J.L. Luo, N.L. Wang, P.-C. Dai, C. dela Cruz, H.A. Mook, (2008), Phys. Rev. B 78, 064515
- [83] Cihat Boyraz Doktora Tezi, Mart (2012), “ Coklu Ferroik Tek Kristal Film Tabanlı Aygıtların Yapımı ve Karakterizasyonu”
- [84] C. Cao, P.J. Hirschfeld, H.-P. Cheng, (2008), Phys. Rev. B 77, 220506(R)
- [85] F.Ma, Z.-Y. Lu, (2008), Phys. Rev. B 78 033111
- [86] R. Cimberle, C. Ferdeghini, F. Canepa, M. Ferretti, A. Martinelli, A. Palenzona, A.S. Siri, M. Tropeano, (2008), arXiv: 0807.1688
- [87] Mustafa Ödemir Doktora Tezi, Temmuz (1998), ”NiMn, NiMnPt ve CrFe Alaşım İnce Filmlerde Elektron Spin Rezonans (ESR) ve Direnç Ölçümleri”

- [88] Marianne Martin geb. (2010), Rotter doktora tezi “ High Temperature Superconductivity in Doped BaFe₂As₂”

EKLER

EK A. MAKALELERİM

1. “Thermodynamic Properties of BaFe_2As_2 and Magnetic Superconductor $\text{Ba}_{(1-x)}\text{La}_x\text{Fe}_{1.9}\text{Pt}_{0.1}\text{As}_2$ ” **A. Güler**⁽¹⁾, M. Sertkol⁽³⁾, L. Saribaev⁽²⁾, M. Özdemir⁽¹⁾, Y. Öner⁽³⁾, and Joseph H. Ross Jr.⁽²⁾ (Review).
2. Oner Y.; **Guler A.**: Evidence of a Griffiths phase in a mixed compounds of YFe_2 and YFe_3 : Journal of Applied Physics DOI: 10.1063 (2013) 113, 17.

EK B. SÖZLÜ SUNUM VE POSTERLERİM

1. **A. Güler**⁽¹⁾, M. Sertkol⁽³⁾, L. Saribaev⁽²⁾, M. Özdemir⁽¹⁾, Y. Öner⁽³⁾, and Joseph H. Ross Jr.⁽²⁾ “Thermodynamic Properties of BaFe₂As₂ and Magnetic Superconductor Ba_(1-x)La_xFe_{1.9}Pt_{0.1}As₂” IEEE International Magnetism Conference (Poster).
2. **Adil Güler**, Mustafa Özdemir and Yıldırhan Öner “Coexistence of Magnetism and Superconductivity in Pt Doped BaFe₂As₂ Compound”, (Oral Talk).

ÖZGEÇMİŞ

18 Şubat 1969'da yılında İstanbulda doğdum. Lisans eğitimimi, 1992 yılında Yıldız Teknik Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde tamamladım. 1995-1999 yılları arası Marmara Üniversitesi Atatürk Eğitim Fakültesi Fizik bölümünde araştırma görevlisi olarak görev yaptım. Halen Marmara Üniversitesi Atatürk Eğitim Fakültesi Bilgisayar Eğitim ve Öğretimi Bölümünde Öğretim görevlisi olarak akademik hayatıma devam etmekteyim.