ANKARA ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

NADİR TOPRAK ELEMENTLİ BİLEŞİKLERİN MANYETİK, YAPISAL VE TERMAL KARAKTERİZASYONU

Emre AKGÜN

FİZİK ANABİLİM DALI

ANKARA

2007

Her hakkı saklıdır.

Prof. Dr. Ali GENCER danışmanlığında, EMRE AKGÜN tarafından hazırlanan **"Nadir Toprak Elementli Bileşiklerin Manyetik, Yapısal ve Termal Karakterizasyonu"** adlı tez çalışması 23 / 08 / 2007 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı'nda **YÜKSEK LİSANS TEZİ** olarak kabul edilmiştir.

Başkan: Prof. Dr. Bora ALKAN

Ankara Üniversitesi Mühendislik Fakültesi Fizik Mühendisliği A.B.D

Üye : Prof. Dr. Ali GENCER

Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik A.B.D

Üye : Doç. Dr. Hüseyin ÜNVER

Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik A.B.D

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr.Ülkü MEHMETOĞLU

Enstitü Müdürü

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

Nadir Toprak Elementli Bileşiklerin Manyetik, Yapısal ve Termal Karakterizasyonu

Emre AKGÜN
Ankara Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ali GENCER

Bu tez çalışmasında $Gd_{1-x}\,\mathrm{Pr}_x\,MnSi$ bileşiğine ait kristal yapı ve manyetik özellikleri, x-ışını toz kırınım ve AC alınganlık ölçümleri ile incelenmiştir. Bu bileşik, bileşiği oluşturan saf elementlerin argon atmosferi altında su soğutmalı bakır pota içinde eritilmesi ile elde edilmiştir. X-ışını toz kırınım ölçümleri, Bruker D8 Advance x-ışını toz difraktometresi ile yapılmıştır.

X-ışını toz kırınım çalışmaları, I4/mmm uzay grubuna sahip tetragonal CeFeSi-tipi kristal yapıyı ve bazı bileşiklerde az miktarda yabancı fazları ortaya çıkarmıştır. Bu kristal yapı, atomik tabakaların c-ekseni boyunca R–X-T_2-X-R şeklinde sıralanmasıyla oluşur. Artan x değerleri ile birim hücre parametleri ve birim hücre hacmi, Vegard yasasına uygun olarak azalmışlardır.

AC manyetik alınganlık sıcaklığın fonksiyonu olarak Lake Shore 7130 AC alınganlık ölçer ile 15-325 K sıcaklık aralığında frekansı 111 Hz olan 80 A/m manyetik alanda ölçülmüştür. Curie Sıcaklığı T_C(Mn), artan Gd oranı x ile azalmaktadır.

2007, 47 sayfa

Anahtar Kelimeler: X-ışını toz kırınımı, mıknatıslanma ölçümleri, manyetik malzemeler, faz geçişi, Curie sıcaklığı, Neel sıcaklığı, doyum mıknatıslanması.

ABSTRACT

Master Thesis

Micro-Structural, Thermal and Magnetic Characterization of Rare Earth Based Intermetalic Compounds

EMRE AKGÜN
Department of Physics
Graduate School of Nature and Applied Sciences
Department of Physics

Supervisor : Prof.Dr. Ali GENCER

In this thesis, the crystal structure and magnetic properties of $Gd_{1-x}\,Pr_x\,MnSi$ compounds has been investigated by means of x-ray diffraction and AC magnetic susceptibility measurements. These samples have been prepared by induction melting constituent elements under Ar atmosphere in a water-cooled copper boat. X-ray powder diffraction studies have been carried out by using Bruker D8 Advance x-ray powder diffractometer.

X-ray powder difraction studies have revealed the existence of a tetragonal main phase having CeFeSi-type structure with the space group I4/mmm and small amounts of foreign phases appearing in some compounds. This structure comprises the atomic layers stacked along the c-axis direction in the sequence R–X-T_2-X-R. With increasing x, lattice parameters and the unit cell volume have decreased linearly, obeying the Vegard's law.

The AC magnetic susceptibility as a function of temperature was measured by means of a Lake Shore 7130 AC Susceptometer in the temperature range 15–325K in a magnetic field of 80 A/m and 111 Hz frequency. The Curie temperature T_C(Mn) decreases with increasing Gd content *x*.

2007, 47 pages

Key Words: X-ray powder diffarction, magnetization measurements, magnetic materials, phase transition, Curie temperature, Neel temperature, saturation magnezitaion.

TEŞEKKÜR

Yüksek Lisans tez çalışmam süresince değerli bilgi birikimini ve tecrübelerini benimle paylaşan, maddi ve manevi destek olan danışman hocam Sayın Prof. Dr. Ali Gencer'e teşekkürü bir borç bilirim. Tez çalışmalarım esnasında katkılarından dolayı: TAEK'de çalışmakta olan Sayın Doç. Dr. Selçuk KERVAN'a büyük bir sabırla çalışmamın her aşamasında bana yardımcı olduğu için, Sayın Ahmet KILIÇ'a numunelerin ölçülmesinde bana yardımcı olduğu için, Sayın İman ASKERZADE'ye değerli bilgilerini benimle paylaştığı için sonsuz şükranlarımı sunarım.

Yüksek Lisans eğitimim süresince maddi ve manevi desteklerini esirgemeyen annem Nemciye AKGÜN ve ağabeylerim Yunus AKGÜN ve Yusuf AKGÜN'e teşekkürü bir borç bilirim. Ayrıca can dostlarım Orhan ÇİÇEK, Serkan TETİK, Cihat ÖZDEMİR ve Derya KANBUR'a teşekkür ederim.

Emre AKGÜN

Ankara, Ağustos 2007

İÇİNDEKİLER

ÖZET……i
ABSTRACT…….……ii
TEŞEKKÜR…….……...iii
İÇİNDEKİLER……..……iv
SİMGELER DİZİNİ……..……v
ŞEKİLLER DİZİNİ……..….vi
ÇİZELGELER DİZİNİ…….viii
1. GİRİŞ……...1
2. RTX BİLEŞİKLERİ HAKKINDA BİLGİLER……...4
3. X-IŞINIMI TOZ KIRINIMI……..5
4. KATILARDA MANYETİK ÖZELLİKLER……...9
4.1 Atomların Manyetik Momentleri……...15
5. MANYETİK ÖZELLİKLER……..19
5.1 Ferromanyetizma…….19
5.1.1 Curie Sıcaklığı……22
5.1.2 Domen Yapısı…… 23
5.1.3 Histerisis Eğrisi ……26
5.2 Antiferromanyetizma……...28
5.3 Ferrimanyetizma…….. 29
5.4 Paramanyetizma……31
5.5 Diamanyetizma…….34
6. DENEYSEL ÇALIŞMALAR…….36
7. SONUÇLAR VE TARTIŞMA……..40
KAYNAKLAR…….45
ÖZGEÇMİŞ…….47

SİMGELER DİZİNİ

R	Nadir Toprak Elementleri
T	3d Geçiş Metalleri
X	Ge veya Si
λ	Dalga Boyu
χ	Alınganlık
T	Sıcaklık
T_C	Curie Sıcaklığı
T_N	Neel Sıcaklığı
θ	Paramanyetik Curie Sıcaklığı
M	Mıknatıslanma
H	Uygulanan Manyetik Alan
a	Kristalin x-eksenindeki koordinatı
b	Kristalin y-eksenindeki koordinatı
c	Kristalin z-eksenindeki koordinatı
V	Birim Hücre Hacmi

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1 CeFeSi tipi kristal yapı…….…….4

Şekil 3.1 X-ışınlarının ölçüm şekli……..……..5

Şekil 3.2 Bir kristalin sebep olduğu x-ışını kırınımını gözlemlemek için kullanılan teknik…….…...6

Şekil 3.3 X-Işını kırınımı…….……7

Şekil 3.4 Aralarında 0, λ/2, λ/4 faz farkı olan aynı dalga boyuna ve genliğine sahip olan iki dalganın üst üste gelmesi…….……..8

Şekil 4.1 Parçalanan bir mıknatıs ……..……..……12

Şekil 4.2 Serbest bir elektronun elektrik alan çizgileri…….... 13

Şekil 4.3 Kendi ekseni etrafında dönen bir elektronun kendine özgü açısal momentumu olan μ_S …….13

Şekil 4.4 Bir yörüngede dolanan elektronun manyetik momenti……..14

Şekil 4.5 Bir elektronun çekirdek etrafında oluşturduğu akım……..16

Şekil 4.6 Elektronun spin özelliğinin oluşturduğu manyetik moment……..17

Şekil 5.1 Bir ferromanyetin manyetik moment dizilimi……..…....20

Şekil 5.2 Bir ferromanyetin domainleri…….……21

Şekil 5.3 Bir ferromanyet için χ -T eğrisi…….……21

Şekil 5.4 Mıknatıslanmamış bir katıdaki ferromanyetik bölgeler…….24

Şekil 5.5 Manyetik alan uygulandığında ferromanyetik bir maddenin domenleri……25

Şekil 5.6 İki boyutlu bir sıfır alan domeni…….……25

Şekil 5.7 Şekil 5.6'daki domenlere uygulanan küçük bir alan etkisi……26

Şekil 5.8 Histerisis Çevrimi……..27

Şekil 5.9 Bir antiferromanyetin manyetik moment dizilimi…….....28

Şekil 5.10 Bir antiferronmanyet için 1/ χ - T eğrisi……...29

Şekil 5.11 Ferrimanyetizmanın manyetik moment dizilimi…….…..30

Şekil 5.12 Ferrimanyet için 1/ χ - T grafiği…….…..30

Şekil 5.13 Bir paramanyet için χ -T ve 1 / χ - T grafiği…….….32

Şekil 5.14 Bir diamanyet için M(H) ve χ (T) eğrileri……... 35
Şekil 6.1 Ark fırınının şekli……..36
Şekil 6.2 AC Susceptometer'in şekli…….38
Şekil 7.1 XRD ölçüm sonuçları…….40
Şekil 7.2 Hücre parametrelerinin ve birim hücre hacminin katkı oranlarına göre grafiği…….41
Şekil 7.3 Alınganlık-Sıcaklık eğrileri……...…43

ÇİZELGELER DİZİNİ

Çizelge 1.1 Teknolojik malzemelerin kullanım alanları……. 3
Çizelge 4.1 Pek çok saf madde ile yapılan deneylerde etkiyen kuvvet……...10
Çizelge 5.1 Bazı paramagnetik maddelerin duyarlılıkları……...32
Çizelge 5.2 Bazı diamagnet örnekleri…….35
Çizelge 7.1 Örgü parametrelerinin ve birim hücre hacimlerinin değerleri……....42
Çizelge 7.2 Katkı değerleri için kritik sıcaklıklar……..….44

1. GİRİŞ

Maddelerin manyetik özellikleri, maddeyi oluşturan bazı atom ve moleküllerin belirli koşullar altında, bir dış manyetik alandan etkilenen manyetik dipoller gibi davranmasına dayanmaktadır. Bu bağlamda maddeler içerdiği atom veya moleküllerin yapısına göre değişik manyetik özellik gösterirler. Maddelerin manyetik alandaki davranışlarına göre manyetik sınıflandırması paramanyetizma, ferromanyetizma, antiferromanyetizma, ferrimanyetizma ve diamanyetizma şeklinde olabilmektedir. Bugünkü modern anlayışa göre, bu sınıflandırmanın özüne inildiğinde paramanyetik bir maddenin sanki manyetik bir madde olduğunu yani maddenin belli koşullar altında mıknatıslık özelliği gösterdiği anlaşılmaktadır. Diamanyetik madde denildiğinde kelime köküne bakılırsa manyetik olmayan bir madde olduğu anlaşılmaktadır. Çok eski çağlardan beri demir elementinin manyetik özellik gösterdiği bilinmektedir. Hatta bir dış manyetik alan yokluğunda bile madde içinde dipollerin ortak yönelimlerinden oluşan "domain"lerin varlığından dolayı net bir mıknatıslanma olacaktır. Bu tür özellik gösteren maddelere ferromanyetik adı verilmiştir. Dipol büyüklükleri eşit ve yakın komşu dipolleri zıt yönelimli olan maddelere de antiferromanyetik denilmektedir. Ferrimanyetik maddelerde de komşu dipoller birbirlerine zıt olmakta ancak büyüklükleri farklı olduğu için bir dış manyetik alan yokluğunda bile mıknatıslık özelliği göstermektedirler. Manyetik özelliklerden sorumlu olan durum maddeyi oluşturan atom ya da moleküllerdeki elektronların yörüngelerdeki dizilişlerine bağlı olduğu artık bilinmektedir. Ayrıntılı bilgi bu tezin ileriki bölümlerinde sunulmaktadır.

Element düzeyinin ötesinde birkaç elementin bir araya getirilmesi ile olan manyetik malzeme yapımı günümüz bilim ve teknolojisinin önemli alanlarından birisi olmuştur. Bu mastır tezinin konusu teknolojide geniş kullanım alanı bulan değişik manyetik özellik gösteren R-T-X yapısındaki bileşiklerinin manyetik özelliklerinin araştırmasını içermektedir. Çeşitli teknolojik malzemelerin kullanım alanlarını gösteren bir bilgi çizelge 1.1'de verilmektedir. Çizelgeden de anlaşılacağı üzere bu mastır tez konusunu teşkil eden teknolojik malzemelerin oldukça geniş bir kullanım alanı bulunmaktadır. Ayrıca, bu malzemelerin değişik şartlar altında farklı manyetik özellik göstermeleri ve çeşitli manyetik faz geçişleri sergilemeleri de yoğun madde fiziği açışından ilginç

bulunmaktadır. Tezin konusunu teşkil eden teknolojik malzemeler ilk defa laboratuar ortamında üretildiğinden ve tez konusuna dayalı araştırma sonuçlarının yayınlanmasından dolayı özgünlüğünü göstermektedir.

Tezin içeriğini, teknolojik malzemelerin manyetik alınganlık, mıknatıslanma gibi fiziksel özellikleri ile birlikte kristalografik özelliklerinin araştırılması da oluşturmaktadır. Bu tez çalışmasında, teknolojiye uygulanabilirliği açısından son yıllarda ilginç manyetik özellikler gösteren ve literatürde değişik kompozisyonlarda çalışılan R-T-X (R=La, Ce, Pr, Nd, Sm, Gd, Tb, Dy, Er gibi nadir toprak elementleri, T=Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu gibi 3d geçiş metalleri, X=Si, Ge, B, Ga, Sn, In gibi elementler) intermetalik bileşiklerinden üretilen malzemelerin karakterizasyonu gerçekleştirildi.

Bu bölümde, izleyen kesimlerde üzerinde çalışılan RTX formundaki bileşiklerin literatürde bugüne kadar yapılan çalışmalarla elde edilen fiziksel özellikleri hakkında bilgi sunulması amaçlanmaktadır. Ayrıca bölüm sonuna doğru genel bir ön değerlendirme ile tezin esas amacı da ortaya konulacaktır.

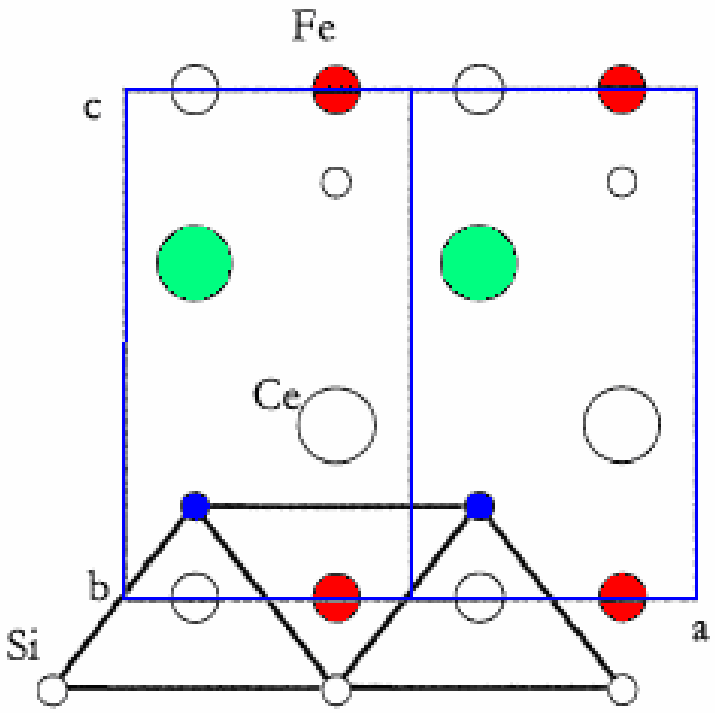
Çizelge 1.1 Teknolojik malzemelerin kullanım alanları

Uygulama alanı	**Ürünler**	**Koşullar**	**Malzemeler**
Güç dönüşümü elektrik-mekanik	Motorlar Üreteçler Elektromıknatıslar	Büyük MR Küçük HC Düşük kayıplar= küçük iletkenlik düşük w	Fe tabanlı malzemeler, Fe + (0,7 - 5)% Si Fe + (35 - 50)% Co
Güç uyarlaması	(Güç) Dönüştürücüler		
İşaret iletimi	Dönüştürücü	Çizgisel M - H eğrisi	
	LF (düşük frekans, 100 Hz'e kadar)	Küçük iletkenlik Orta w	Fe + 36 % Fe/Ni/Co 20/40/40
	HF (yüksek frekans, 100 kHz'e kadar)	Çok küçük iletkenlik yüksek w	Ni - Zn ferritler
Manyetik alan perdeleme	"Mü-metal"	Büyük dM/dH, H » 0 için ideali mr = 0	Ni/Fe/Cu/Cr 77/16/5/2
Kalıcı mıknatıslar	Hoparlör Küçük üreteçler Küçük motorlar Sensörler	Büyük HC (ve MR)	Fe/Co/Ni/Al/Cu »50/24/14/9/3 SmCo5 Sm2Co17Fe NdFeB (Nd2Fe14B)(RTX)
Analog veri depolama	Video bandı Ses bandı	Orta HC(ve MR), mümkün olduğunca dikdörtgen biçimli histerisiz döngüsü	NiCo, CuNiFe, CrO2 Fe2O3
Sayısal veri depolama	Ferit çekirdek bellek Drum		
	Hard disk, Floppy disk		
	Kabarcık Bellek	Özel domain yapısı	Manyetik garnetler (AB2O4 veya A3B5O12), burada A= Y veya nadir toprak elementi, B = Sc, Ga, Al Örneğin Gd3Ga5O12
Kuantum aygıtlar	GMR okuma kafası	Çok tabakalı yapılarda özel spin yapıları	
	MRAM		

2. RTX BİLEŞİKLERİ HAKKINDA BİLGİLER

Son yıllarda RTX (R=La, Ce, Pr, Nd, Sm, Gd, Tb, Dy, Er gibi nadir toprak elementleri, T=Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu gibi 3d geçiş metalleri, X=Si, Ge, Ga gibi elementler) şeklinde nadir toprak elementli intermetalik bileşikler literatürde farklı bilim adamlarınca yoğun bir şekilde incelenmektedir(Örneğin, Venturini, Malaman, Ijjaali and Welter 1999, Tyszka and Szade 2003, Welter, Malaman and Venturini 1998). Bu tip malzemelerde manyetik alana bağlı olarak çok büyük direnç değişimleri gözlenebilmektedir. RTX bileşikleri genel olarak 2 tip kristal yapıya sahiptir: Bunlardan birincisi TiNiSi tipi kristal yapı diğeri ise CeFeSi tipi kristal yapıdır.

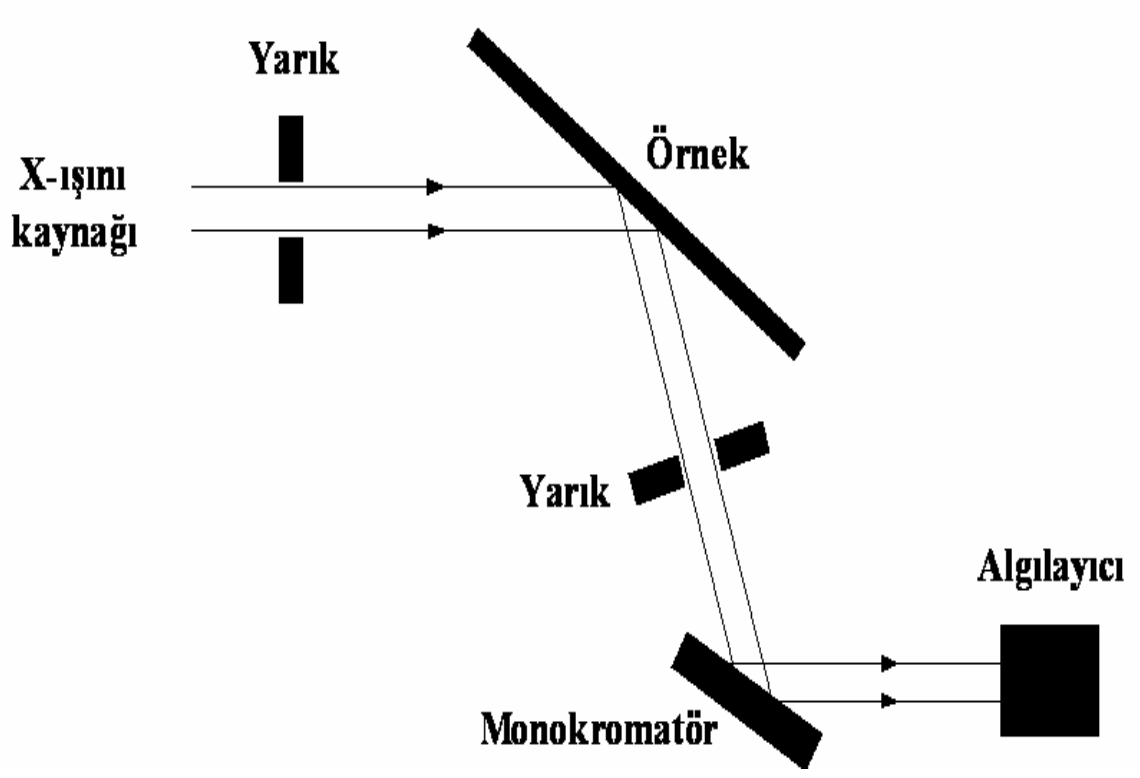
Bizim incelediğimiz RTX ailesi olan $Gd_{1-x}\,\mathrm{Pr}_x\,MnSi$ ise CeFeSi tipi kristal yapıya sahiptir(Klosek, V., Verniere, A., Ouladdiaf, B., Malaman, B. 2003). Bu kristal yapı şekil 2.1 de gösterilmektedir.



Şekil 2.1 CeFeSi tipi kristal yapı

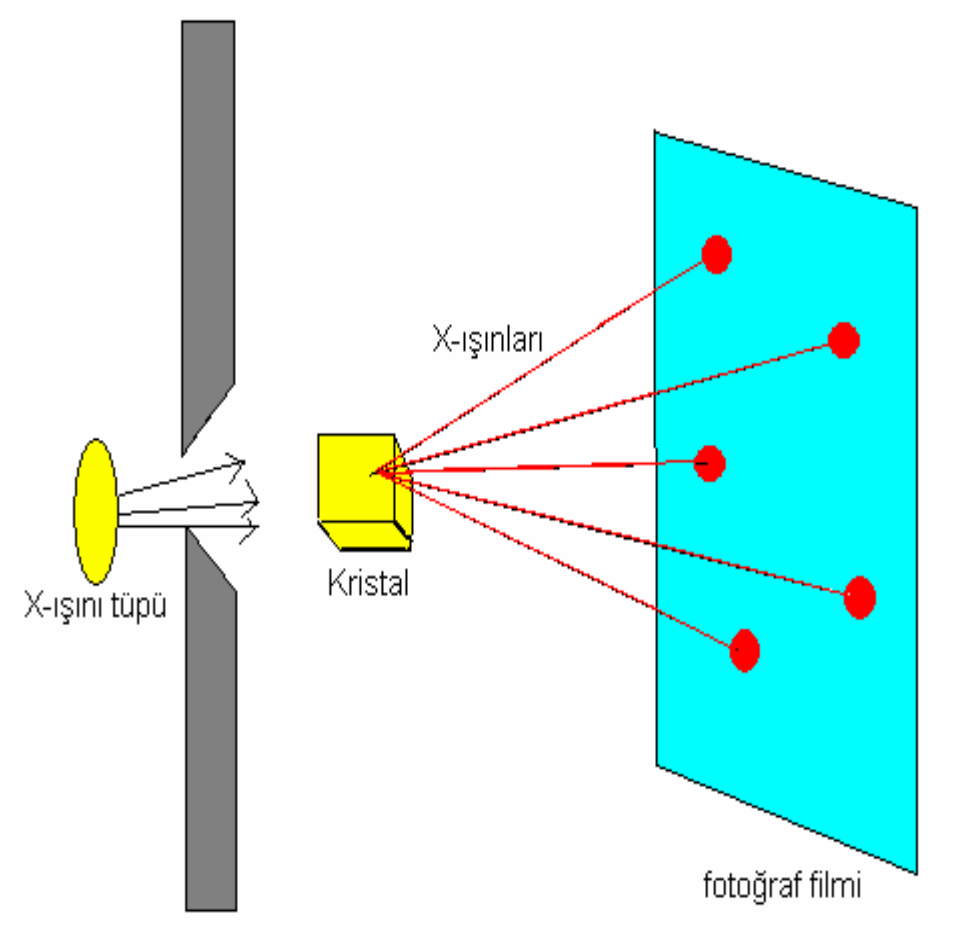
3. X-IŞINIMI TOZ KIRINIMI

X-ışını kırınım yöntemi kristal yapı analizinde kullanılan yöntemlerden birisidir. X-ışınları, Wilhelm Roentgen (1845-1923) tarafından 1895'de keşfedilmiş çok kısa dalga boylu (0,1 nm mertebesinde) elektromagnetik dalgalardır. Bu yöntem X ışınlarının madde ile etkileşmesi prensibi üzerine kurulmuştur. Bir katıdaki atomlar arası uzaklığın 10^{-10} m civarında olduğu bilinmektedir. 1913'de Max Von Laue (1879-1960), bir kristaldeki atomların düzenli dizilişlerinin x-ışını için üç-boyutlu kırınım ağı olarak davranabileceğini önermiştir. Sonraki deneyler ise bu öngörüyü doğrulamıştır. Gözlenen kırınım desenleri, kristalin üç boyutlu tabiatından dolayı oldukça karmaşıktır. Bununla birlikte, x-ışını kırınımının, kristal yapıların açıklanması ve maddelerin yapısını anlamada çok değerli bir teknik olduğu kanıtlanmıştır.



Şekil 3.1 X-ışınlarının ölçüm şekli.

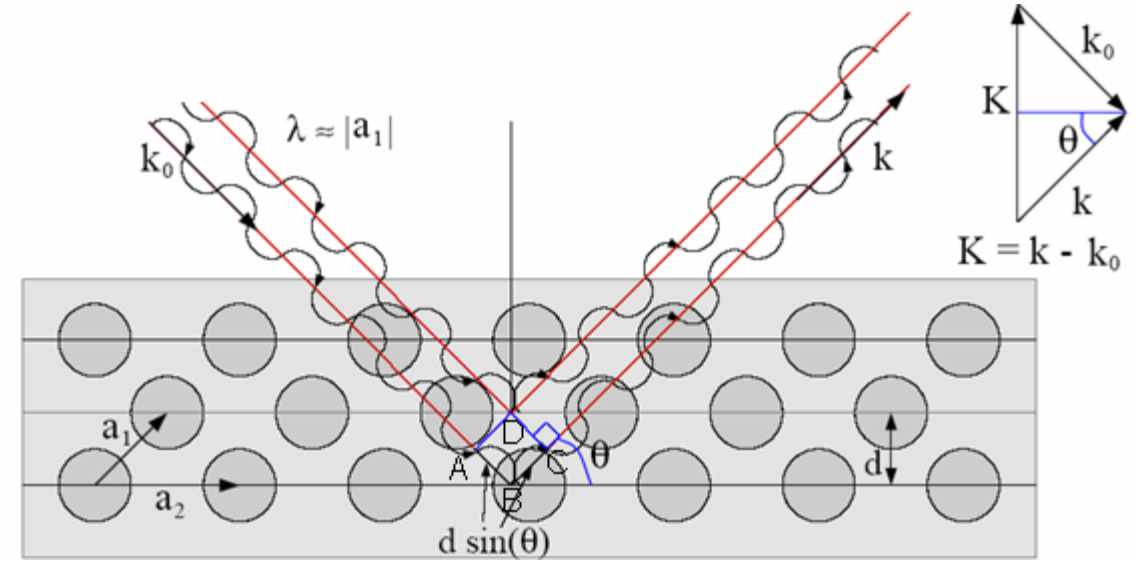
Şekil 3.1'de x-ışınlarının oluşturduğu kırınımın nasıl gerçekleştiğini gösteren düzenek verilmiştir. Bu şekil x-ışını kırınım difraktometresinin şematik gösterimidir. Şekilden de görüldüğü gibi x-ışını kaynağından çıkan ışınlar yarıklardan geçerek örnekteki düzlemlerden kırınıma uğrayarak algılayıcıya geliyor.



Şekil 3.2 Bir kristalin sebep olduğu x-ışını kırınımını gözlemlemek için kullanılan teknik.

Şekil 3.2 bir kristalde olan x-ışını kırınımını gözlemek için deneysel bir düzenektir. Paralele yakın bir x-ışını demeti bir kristalin üzerine gelmektedir. Kırınıma uğramış demetler belirli yönlerde oldukça yoğundur. Bu demetler, kristaldeki atom tabakaları tarafından yansıtılan dalgaların oluşturduğu yapıcı girişime karşılık gelir. Kırınan demetler, bir fotoğraf filmi ile tespit edilebilir ve Laue deseni olarak bilinen sıralı benekler oluşturur. Desendeki çeşitli noktaların konumları ve şiddetleri incelenerek kristal yapı belirlenir.

Bir kristalde kırınım olayı, W. L. Bragg tarafından 1912 yılında açıklanmıştır. Kırınım olayı, Şekil 3.3'de görüldüğü gibi, aralarındaki uzaklık d olan ve aynı Miller indislerine sahip olan düzlemlerden yansıyan x–ışınlarının girişimleri sonucu oluşur.



Şekil 3.3 X-Işını kırınımı

Şimdi bir x-ışını demetinin Şekil 3.3'de ki gibi düzlemlerden birisi ile θ açısı yapacak biçimde geldiğini varsayalım. Demet hem üstteki hem de alttaki atomların düzleminden yansımaktadır. Fakat alt düzlemden yansıyan demet üst düzlemden yansıyandan daha fazla yol katetmektedir.

θ, gelen x – ışını demeti ile düzlem arasındaki açı olmak üzere D ve B noktalarından yansıyan ışınlar arasındaki yol farkı;

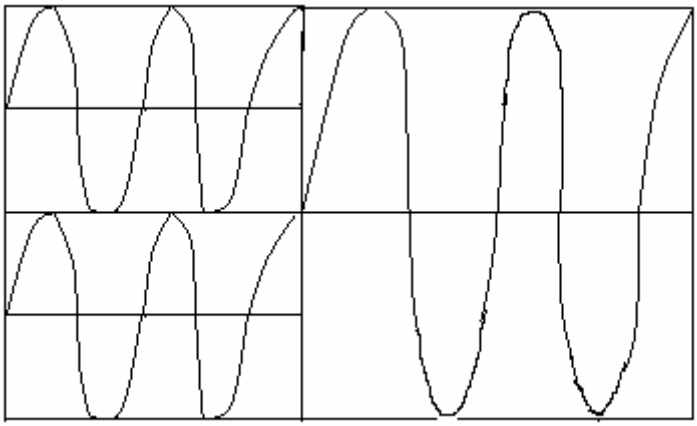
$$AB + BC = 2d\sin\theta \qquad (3.1)$$

olur. Eğer bu yol farkı dalga boyunun tam katları ise yapıcı girişim, diğer durumlarda ise yıkıcı girişim oluşur. Böylece Bragg yasası;

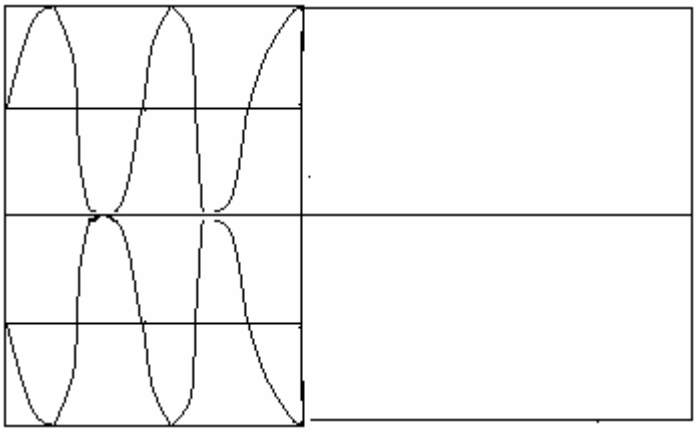
$$2d\sin\theta = n\lambda \qquad (3.2)$$

şeklinde yazılır. Bragg yasasının geçerli olabilmesi için $\lambda \leq 2d$ koşulu sağlanmalıdır.

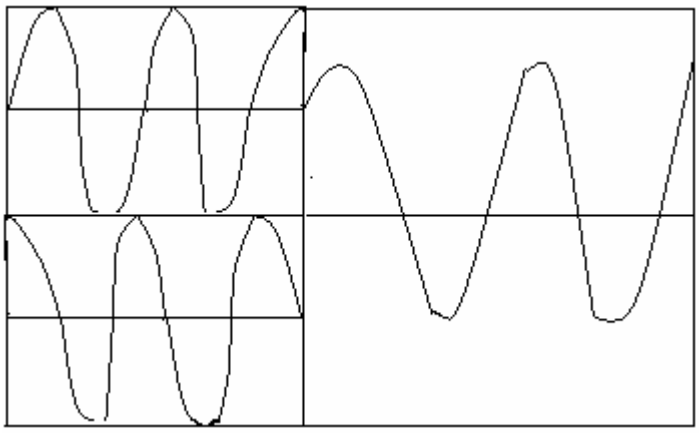
a) Faz farkı = 0



b) Faz farkı = λ/2



c) Faz farkı = λ/4



Şekil 3.4 Aralarında a) 0, b) λ/2, c) λ/4 faz farkı olan aynı dalga boyuna ve genliğine sahip olan iki dalganın üst üste gelmesi

4. KATILARDA MANYETİK ÖZELLİKLER

Hareketli yükler ve çeşitli akım şekilleri (karesel, dairesel, çerçeve, selenoid v.s) boşlukta manyetik alan oluştururlar. Hareketli yükler ve akım şekilleri boşlukta değil de bazı maddelerden meydana gelen ortamlarda bulunurlarsa bunların oluşturdukları manyetik alan değeri boşluğa göre farklı olacaktır.

Malzemeler manyetik alandaki davranışlarına göre sınıflandırılırlar. Dış bir manyetik alanda ($\vec{H}$) malzeme içinde oluşan $\vec{B}$ alanı,

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M} = \mu\vec{H} \tag{4.1}$$

şeklindedir. Bu denklemde $\vec{M}$ malzemenin mıknatıslanmasını, μ ise manyetik geçirgenliği temsil eder. Dış $\vec{H}$ alanından kaynaklanan $\vec{M}$ mıknatıslanması,

$$\vec{M} = \chi\vec{H} \tag{4.2}$$

şeklindedir. Burada da χ manyetik alınganlıktır. Bu alınganlık değerine göre numuneler üç farklı şekilde sınıflandırılırlar;

- χ <0 ise numune diamanyetik özellik gösterir.
- χ >0 ise numune paramanyetik özellik gösterir.
- $\chi \approx \infty$ ise numune ferromanyetik özellik gösterir.

Yüksek bir manyetik alanın içine çeşitli maddeler yerleştirildiğinde bunlara bir kuvvetin etkidiği gözlenir. Bu yöntemde bazı maddelerin manyetik alan tarafından büyük bir hızla çekildikleri gözlenir. Çizelge 4.1'de görüldüğü gibi, bazı maddeler, diğer maddelere göre daha güçlü manyetik özelliklere sahiptir. Burada, 1 gr demir ile bakırın, metal olarak temelde bir farklılıkları olmamalarına rağmen, bunlara manyetik alan içinde etkiyen kuvvetlerin 10^5 çarpanı kadar farklı oldukları dikkat çekicidir. Bu durumda, maddeleri manyetik alan içindeki davranışlarına göre sınıflandırmak

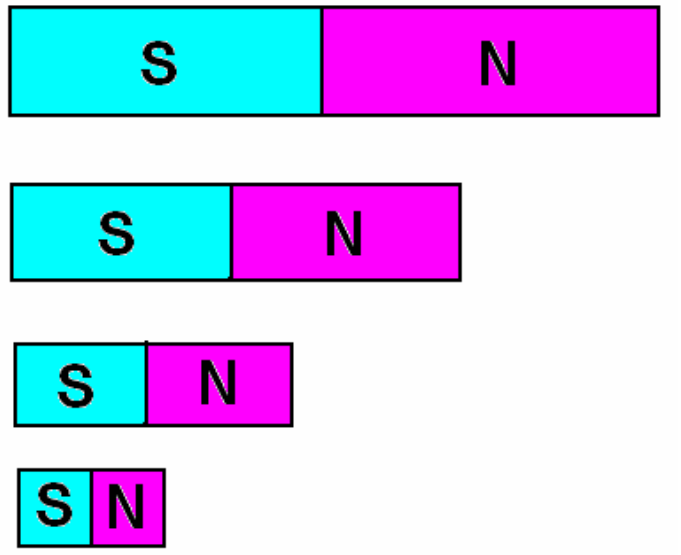
mümkündür. Bir elektromanyet tarafından zayıfça itilen su, sodyum klorür, kuartz gibi maddelere diamanyetik maddeler denir. Tüm organik bileşikler ve organik olmayan maddelerin büyük bir kısmı diamanyetiktir. Alanın kuvvetli olduğu bölgeye doğru zayıfça çekilen Al, Na gibi maddelere paramanyetik maddeler denir. Al ve Na için gözlediğimiz paramanyetik özellik, diamanyetik özellikten daha güçlü değildir. Buna karşın, $CuCl_2$ ve $NiSO_4$ gibi maddeler, güçlü paramanyetik özelliğe sahip olup, bu özellikleri düşük sıcaklıklarda daha da artmaktadır. Demir, magnetit, kobalt, nikel gibi maddelere ferromanyetik maddeler denir. Bu maddelerin dışında, bazı ferromanyetik alaşımlarda güçlü manyetik özelliklere sahiptirler. Bazı ferromanyetik maddelerin oluşturduğu ortamda hareketli yükler ve akım şekillerinin oluşturduğu manyetik alan değeri boşluğa göre çok farklı olacaktır.

Çizelge 4.1 Pek çok saf madde ile yapılan deneylerde etkiyen kuvvet

MADDE	**SİMGE**	**KUVVET (dyn)**	**MADDE**	**SİMGE**	**KUVVET (dyn)**
Diamagnetik			**Paramagnetik**		
Su	H_2O	-22	Sodyum	Na	+20
Bakır	Cu	-2,6	Alüminyum	Al	+17
Kurşun	Pb	-37	Bakır Klorür	$CuCl_2$	+280
Sodyum klorür	NaCl	-15	Nikel Sülfat	$NiSO_4$	+830
Kuartz	SiO_2	-16	Sıvı Oksijen	O_{2_2}	+7500
Kükürt	S	-16			
Elmas	C	-16	**Ferromagnetik**		
Grafit	C	-110	Demir	Fe	+400000
Sıvı Azot	N_2	-10	Magnetit	Fe_3O_4	+120000

Manyetizmanın temel öğesi manyetik momenttir. Genelde herhangi bir akım ilmeği manyetik alana ve buna karşılık gelen bir manyetik momente sahiptir. Benzer şekilde bir maddedeki manyetik momentler iç atomik akımlardan kaynaklanır. Bu akımların, elektronların çekirdek etrafında ve çekirdekteki protonların birbirleri etrafındaki hareketlerinden meydana geldikleri söylenir. Elektronlardan kaynaklanan manyetik momentler, elektronun yörüngesel hareketiyle, spin denen iç özelliğinin birleşiminden meydana gelir. Bu manyetik dipol momentlerinin aralarındaki karşılıklı etkileşim kuvvetleri ve dış manyetik alan etkileşimleri manyetik maddeyi anlayabilme bakımından önemlidir. Bu amaçla daha önceden de belirtildiği gibi ferromanyetik, paramanyetik ve diamanyetik olmak üzere üç çeşit madde tanımlanır. Paramanyetik ve ferromanyetik maddeler sürekli dipol momentli atomlara sahiptirler. Diamanyetik maddelerin atomları ise sürekli bir dipol momente sahip değildirler. Daha açık olarak cisimler az veya çok şiddetli olmak üzere manyetik özellikler gösterirler. Maddeler manyetik alandaki mıknatıslanmalarına göre paramanyetik, ferromanyetik ve diamanyetik olmak üzere üç kısımda toplanırlar.

Elektrikte, birbirine yakın iki eşit zıt yük bir dipol moment oluştururlar. Manyetizmada ise bir tek manyetik yükten bahsedilemez. Çünkü böyle bir şeye şimdiye kadar rastlanmamıştır. N ve S kutbu olan bir çubuk mıknatıs şekil 4.1'de ki gibi ne kadar küçük parçalara bölünürse bölünsün, sonunda elde edilecek elementer parça da iki kutuplu olacaktır.



Şekil 4.1 Parçalanan bir mıknatıs

Böyle bir yapı manyetik dipol moment adı verilen μ ile tanımlanır. Halka şeklindeki elektrik devreleri (halka şeklindeki akım şekilleri), kısa selenoidler, çubuk şeklindeki mıknatıslar kendilerinden belli bir uzaklıkta bir manyetik dipole özdeş etki göstermektedirler ve bunlara **manyetik dipol** denilmektedir. Bir dipolün manyetik kutuplarının yeri bir manyetik alan içinde tayin edilebilir. Manyetik dipolün değeri de, yine dipolün bir manyetik alanda dönmesinden oluşan momentten yararlanarak tayin edilebilir. Buna göre;

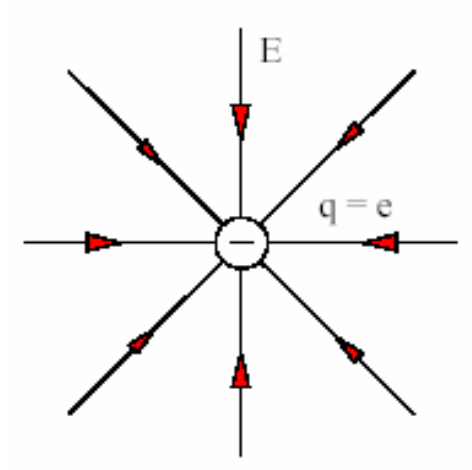
$$\vec{\tau} = \mu x \vec{B} \tag{4.3}$$

bağıntısından manyetik dipol momentin değeri bulunur. Bir manyetik dipolün oluşturduğu manyetik alan ise;

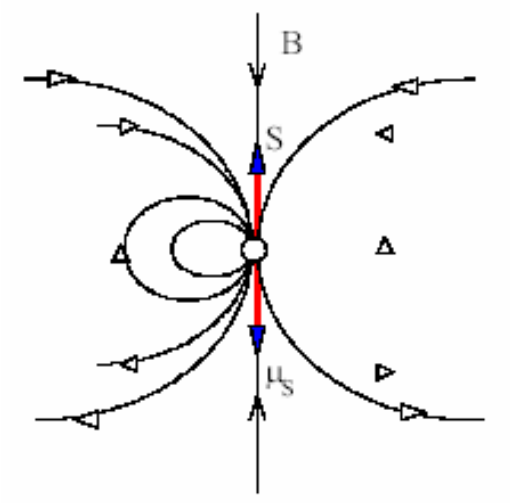
$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi r^3} \tag{4.4}$$

bağıntısıyla verilir. Burada μ_0 boşluğun manyetik geçirgenliğidir.

Durgun fakat kendi üzerinde bir topaç gibi dönen bir elektron aynı zamanda bir mıknatıs gibi davranmakta ve bu spin hareketi yüzünden bir manyetik momente sahip olmak zorundadır. Kendi ekseni etrafında dönen bir elektronun, kendine özgü bir açısal momentumu olan **S** ve bunun hareketine ilişkin manyetik dipol momenti olan μ_S vardır(şekil 4.3). Aynı zamanda serbest bir elektronun şekil 4.2'de ki gibi bir elektrik alanı da ($\vec{E}$) vardır.



Şekil 4.2 Serbest bir elektronun elektrik alan çizgileri



Şekil 4.3 Kendi ekseni etrafında dönen bir elektronun kendine özgü açısal momentumu olan μ_S

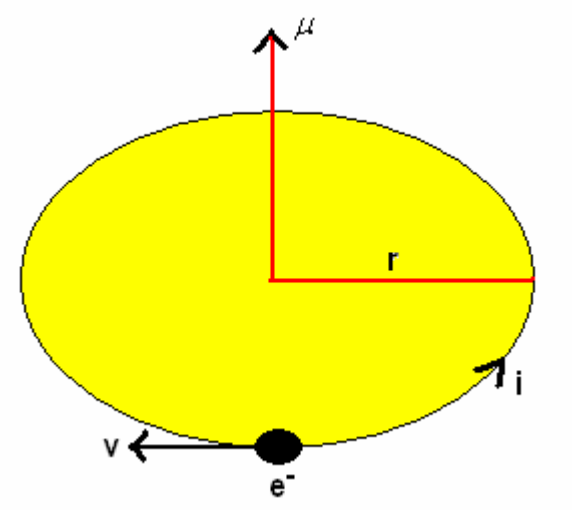
Klasik elektromanyetizmada şekil 4.4'de görüldüğü gibi dairesel yörüngede dolanan bir elektronun manyetik momenti;

$$\mu = \frac{iA}{c} = -\frac{ev\pi r^2}{2\pi rc}\frac{m}{m} = -\frac{e(mvr)}{2mc} \tag{4.5}$$

şeklinde tanımlanır. Bu denklemdeki mvr terimi, elektronun yörüngesel açısal momentumudur ve kuantum mekaniksel olarak $\hbar l$ 'ye karşı gelir. $e\hbar$ / 2mc terimi ise Bohr magnetonudur. Buna göre manyetik dipol moment;

$$\mu = -\frac{e\hbar}{2mc} I \tag{4.6}$$

şeklinde olur. Böylelikle manyetik dipol momentine yörüngesel açısal momentumundan katkı geldiği bulunmuştur.



Şekil 4.4 Bir yörüngede dolanan elektronun manyetik momenti

Maddelerin mıknatıslanması, birim hacimdeki atomlara ait manyetik momentlerin uygulanan dış manyetik alanla aynı doğrultu hale gelmeleri olarak tanımlanır. Bu mıknatıslanmanın P.Curie tarafından denel bazlı olarak önerilen değeri;

$$\vec{M} = C\frac{\vec{B}}{T} \tag{4.7}$$

olarak tanımlanır.

Yukarıdaki 4.7 denklemi Curie yasası olarak bilinir. Burada T ortamın mutlak sıcaklık değeridir. C ise Curie sabiti olarak tanımlanır. Denklem 4.7 $\vec{B}$/T'nin 0,4 değerine kadar deneysel olarak oldukça uyum içindedir ve bundan büyük değerlere ait değişimleri incelemek için devreye kuantum fiziği girer. Mıknatıslanmayı belirleyen $\vec{M}$ değerinin artması ancak birim hacimdeki (N tane) tüm atomlara ait, her birinin manyetik momenti μ ile verilen toplam dipol momentlerinin alanla çakışması haline karşılık gelen maksimum

$$\vec{M}_{MAX} = \mu\frac{N}{V} \tag{4.8}$$

değerine kadardır.

4.1 ATOMLARIN MANYETİK MOMENTLERİ

Klasik atom modeline göre elektron şekil 4.5'deki gibi ağır bir çekirdek etrafında r yarıçaplı bir yörüngede $\vec{v}$ hızıyla dolanmaktadır. Bu klasik teori kuantum fiziğinin önerdiği teori ile uyum içindedir. Elektron çekirdek etrafında 2πr lik (dairenin çevre uzunluğu) yolu T periyotluk süre içinde dolanır. Bu elektronun bu süre içinde oluşturacağı akım;

$$I=\frac{e}{T}=\frac{ew}{2\pi}=\frac{ev}{2\pi r} \tag{4.9}$$

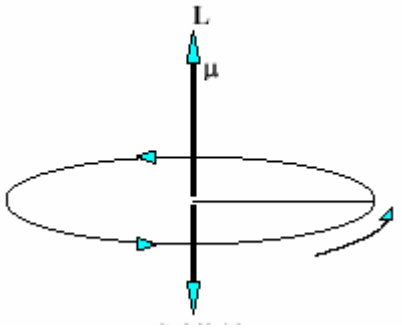
olacaktır. Bu akım ilmeğinin manyetik momenti; $A=\pi r^2$ ve μ=IA bağıntılarından

$$\mu = IA = \left(\frac{ev}{2\pi r}\right)\pi r^2 = \frac{1}{2}evr \tag{4.10}$$

olacaktır. Elektronun açısal momentumunun büyüklüğü $\vec{L}=m\vec{v}r$ olduğundan 4.3 denklemi;

$$\mu = \left(\frac{e}{2m}\right)L \tag{4.11}$$

şeklinde de yazılır. 4.4 bağıntısına göre yörüngesel manyetik moment yörüngesel açısal momentumla orantılıdır. Elektron negatif yüklü olduğundan μ ve L vektörleri ters yönlüdürler ve yörünge düzlemine diktirler.(Şekil 4.5)



Şekil 4.5 Bir elektronun çekirdek etrafında oluşturduğu akım

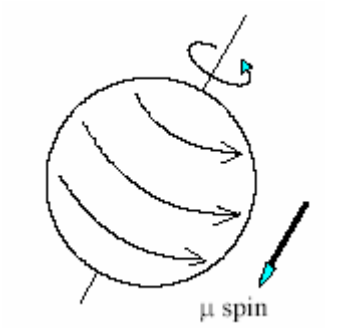
Kuantum fiziğine göre h Planck sabiti olmak üzere ($\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1{,}054.10^{-34}\,J.s$) yörünge açısal momentumu her zaman kesikli (kuantumlu) ve her zaman $\hbar$ ın tam katları şeklindedir. Daha açık olarak;

$$L=0,\ \hbar\ ,\ 2\hbar \tag{4.12}$$

dır. Manyetik momentin sıfır olmayan en küçük değeri 4.11 bağıntısına göre

$$\mu = \frac{e}{2m}\hbar \tag{4.13}$$

dır. Tüm maddelerin elektronları olduğu halde onların neden manyetik momentlerinin olmadığı şu şekilde açıklanabilir: Maddelerin çoğunda, atomda bir elektronun manyetik momentinin yine aynı atomun ters yönde dönen elektronunun manyetik momentiyle dengelenerek etkisiz hale getirilmesi sonucu madde manyetik olmaz.



Şekil 4.6 Elektronun spin özelliğinin oluşturduğu manyetik moment

Elektron, spin özelliği nedeniyle manyetik momente katkıda bulunur. Kuantum mekaniğine göre spin özelliği dönen bir elektronun bir akım ilmeği oluşturması ve dolayısıyla şekil 4.6'daki gibi manyetik moment oluşturmasından meydana gelir. Bu momentin büyüklüğü, yörüngesel manyetik momentle aynı mertebededir. Spin açısal momentumunun büyüklüğü kuantum teorisine göre

$$S = \left(\frac{h}{2\pi}\right)\frac{1}{2} = 5{,}2729.10^{-35}\ J.s \tag{4.14}$$

dir.

Bir elektron spininden oluşan iç manyetik momentin değeri de

$$\mu_B = \frac{e}{2m_e}\hbar = 9{,}27.10^{-24}\ j/T \tag{4.15}$$

dır ve buna **Bohr magnetonu** denir.

Çok sayıda elektronu olan atomlar veya iyonlarda genellikle eletronlar, spinleri zıt yönde yönelecek biçimde çift oluştururlar. Böylece spin manyetik momentleri birbirlerini yok eder. Genelde tek sayıda elektronu olan atomların en azından bir tane çiftlenmemiş elektronu ve buna karşılık gelen spin manyetik momenti vardır. Bir atomun toplam manyetik momenti spin ve yörüngesel manyetik momentlerinin vektörel toplamıdır. Bir atomun çekirdeğindeki proton ve nötronlardan kaynaklanan çekirdek manyetik momenti de vardır. Çekirdeksel manyetik momentler elektronun manyetik momentinden yaklaşık olarak 1000 kez daha küçüktürler.

5. MANYETİK ÖZELLİKLER

5.1 Ferromanyetizma

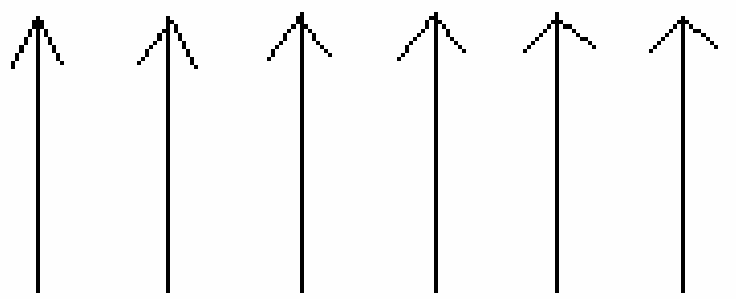
Demir, kobalt ve nikel oldukça manyetik maddelerdir ve bunlar ferromanyetik maddeler olarak adlandırılır. Ferromanyetik maddeler kalıcı mıknatısların yapımında kullanır. Bunlar zayıf bir manyetik alan içinde bile birbirlerine paralel olarak yönelmeye çalışan atomik manyetik dipollere sahiptirler. Bu manyetik dipoller bir kere paralel hale getirildikten sonra dış alan ortamdan kaldırılsa bile madde mıknatıslanmış olarak kalır. Bu sürekli yönelme komşu manyetik momentler arasındaki kuvvetli etkileşimden kaynaklanır. Bu etkileşimin anlaşılabilmesi kuantum mekaniksel ifadelerle olur. Bu tür maddeler bir manyetik alan içinde alan yönünde ve çok şiddetli olarak mıknatıslanırlar. Ferromanyetik maddeler bir mıknatısca kuvvetli olarak çekilirler ve çubuk şeklinde iseler asıldıklarında, çubuğun uzun ekseni alan doğrultusuna paralel oluncaya kadar dönme momenti etkisinde kalırlar. Bu maddelerin manyetik momentleri, ısıl etkilere rağmen dış manyetik alanda üst üste gelirler. Eğer maddenin sıcaklığı, Curie sıcaklığı adı verilen değerden daha yukarıya çıkarılırsa bu üst üste gelme bozulur ve madde ferromanyetik halden paramanyetik hale gelir. Demir için Curie sıcaklığı 1043 K^0 = 770 ^{0}C dır. Ferromanyetizma atom ve iyonların kendine özgü bir özelliği değil, komşu atom ve iyonların yapısal kurgu içinde etkileşim biçimlerinden kaynaklanır. Ferromanyetik bir madde bir selonoidin veya halka sarımın içine sokularak, bunların içinde ferromanyetik madde yokken ki (boşluk veya hava) halinden çok daha büyük değerde $\vec{B}$ değerleri elde edilir. Ferromanyetik maddelerde yaklaşıklıkla $\vec{B} = 4{,}4.10^{-3}$ T' lık bir dış alan onların dipollerinin ancak % 75'ini aynı doğrultuya getirebilir. Ancak bu alanın degeri l,0 T değerinde olursa bu kez dipollerin % 95 'i aynı doğrultuya gelir. Ferromanyetik bir maddeden örnek olarak yassı bir çubuktan yapılmış demir halka (çekirdek) üzerine yalıtılmış tel sarımlardan N tane sarılarak (primer sarım) toroid biçiminde bir halka bobin (Rowland halkası) elde edilir. Bu sarımların üstüne sekonder sarım sarılır ve bu bobinin uçları bir balistik galvanometreye bağlanır. Bu tür bir Rowland halkası ile ferromanyetik maddelerin mıknatıslanmaları incelenir.

Rowland halkasının içinde demir çekirdek yokken manyetik alanın değeri $\vec{B}_0$ ve demir çekirdekten gelen manyetik katkılı manyetik alanın değeride $\vec{B}_m$ ise, demir çekirdekli halkanın içindeki toplam manyetik alan değeri

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m \qquad (5.1)$$

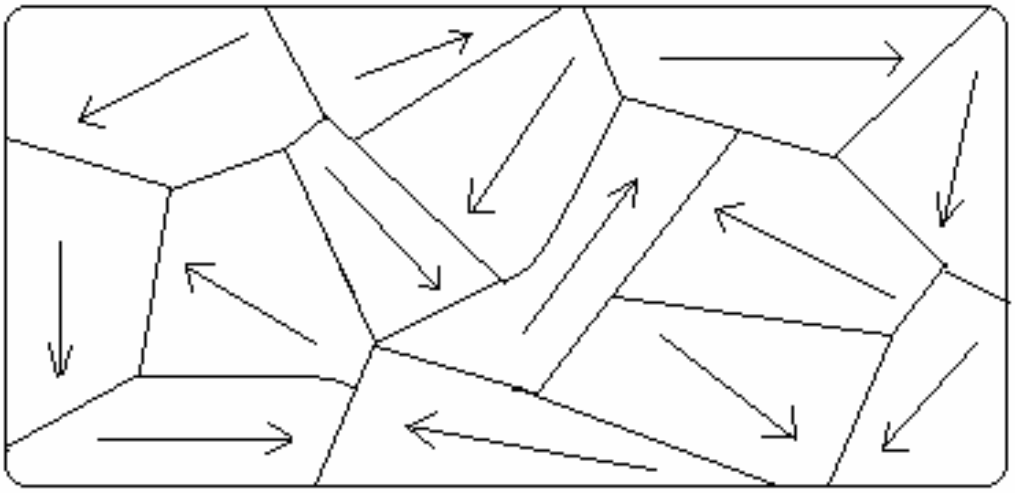
olacaktır. Burada $\vec{B}$ değeri, $\vec{B}_0$'dan çok daha büyük değerlerdedir ve demir içindeki dipol momentlerin aynı doğrultulu hale gelmesinden kaynaklanmaktadır. Buna göre $\vec{B}_m$, $\vec{M}$ mıknatıslanma değeriyle orantılıdır.

Daha öncede belirtildiği gibi bir ferromanyet, manyetik alan yokluğunda Curie sıcaklığının altında kalıcı manyetik momente sahiptir. Kalıcı manyetik momentin varlığı elektron spinleri ve manyetik momentlerinin bir düzene sahip olduklarını akla getirmektedir. Bu düzen basit olmayabilir. Şekil 5.1'de ferromanyetik bir madde için gösterilen spin düzeni kalıcı manyetik moment oluşturur. Buna **doyum momenti** denir. Ferromanyetik maddelerde komşu manyetik momentler aynı yönde yönelmiş ve eşit büyüklüktedir.



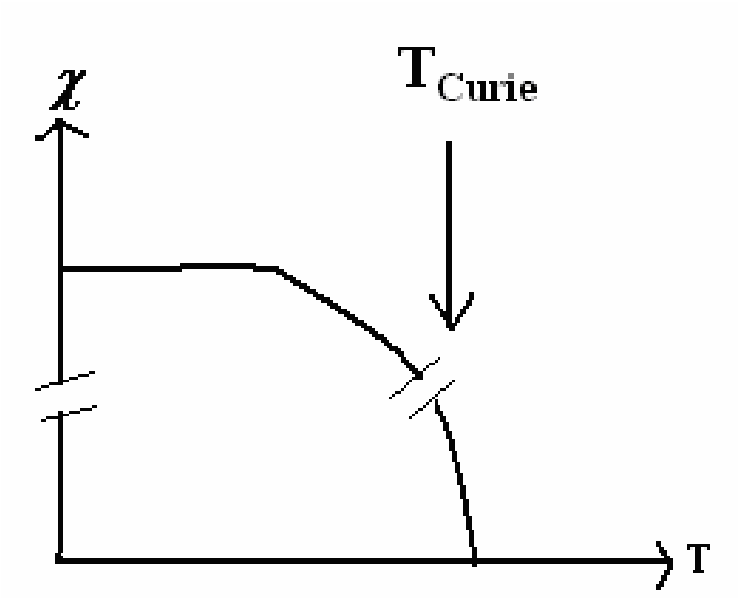
Şekil 5.1 Bir ferromanyetin manyetik moment dizilimi

Ferromanyetik maddeler kendiliğinden doyum değerine yakın ya da bu değere tamamen ulaşmış manyetik bölgelerden oluşur. Bu bölgelere **manyetik domen** veya kısaca **domen** denir. Şekil 5.1 – 5.2 de görüldüğü gibi, her manyetik bölge momente sahip olmasına karşın net mıknatıslanma sıfırdır. Bu kendiliğinden mıknatıslanma ya da başka bir deyişle doğal mıknatıslanma, Weiss tarafından 1907 yılında açıklanmıştır.



Şekil 5.2 Bir ferromanyetin domainleri

Bir ferromagnet için şekil 5.3'de χ - T eğrisi görülmektedir.



Şekil 5.3 Bir ferromanyet için χ -T eğrisi

5.1.1 Curie Sıcaklığı

Curie sıcaklığı (T_C) bir madde için manyetik düzenlenme veya bozulma sıcaklığı olarak tanımlanır. Curie sıcaklığı altındaki sıcaklıklarda, kendiliğinden mıknatıslanma (manyetizasyon) çok yüksektir. T_C sıcaklığı, sıcaklık artırılırken ferromanyetik fazdan paramanyetik faza geçiş sıcaklığı olarak tanımlanır. Sıcaklık artırılırken T_C sıcaklığının üzerinde madde daha düzensiz hal olan paramanyetik durumdadır. Eğer sıcaklık T_C'nin altına düşerse madde düzenli hal olan ferromanyetik duruma geçmiş olur. Bu durumda maddenin manyetik momentleri aynı yöne yönelmiştir. T_C sıcaklığı λ cinsinden bulunabilir. Burada λ sıcaklıktan bağımsız bir sabittir. Paramanyetik fazı düşünecek olursak uygulanacak bir $\vec{B}_a$ alanı, sınırlı bir mıknatıslanmaya yol açacak ve bu da karşılık olarak bir $\vec{B}_E$ değişim alanı doğuracaktır. Değişim alanı olan $\vec{B}_E$;

$$\vec{B}_E = \lambda \vec{M} \tag{5.2}$$

şeklinde ifade edilebilir. Bu durumda paramanyetik alınganlığı χ_P ile gösterecek olursak;

$$\vec{M} = \chi_P (\vec{B}_a + \vec{B}_E) \tag{5.3}$$

olur. Yan düzenlemeler küçük ise mıknatıslanma, sabit alınganlık kere bir alan olarak yazılabilir. Curie yasası ile paramanyetik alınganlık χ_P=C/T şeklinde verilmektedir. Burada ki C, Curie sabiti olarak bilinir. Yukarıda yazılan $\vec{B}_E$ ve $\vec{M}$ eşitlikleri bir arada ele alınırsa;

$$\vec{M} .T=C(\vec{B}_a + \lambda \vec{M}) \tag{5.4}$$

ifadesi bulunur.

Böylece;

$$\chi = \frac{\vec{M}}{\vec{B}_a} = \frac{C}{(T - C\lambda)} \tag{5.5}$$

olacaktır. Alınganlık, T=C λ 'da özel bir duruma sahiptir. Bu sıcaklıkta ve daha altında kendiliğinden mıknatıslanma vardır. Çünkü χ sıfır ise $\vec{B}_a$ için sınırlı bir $\vec{M}$ değeri ortaya çıkar. Denklem 5.5'de T_C =C λ olarak yazılırsa;

$$\chi = \frac{C}{T - T_C} \tag{5.6}$$

bağıntısı elde edilir. Bu bağıntıya Curie-Weiss Kanunu denir. Bu bağıntı, Curie sıcaklığının üzerinde, paramanyetik bölgede gözlenen alınganlık değişimini oldukça iyi bir şekilde açıklar. İncelikli hesaplamalar, T_C 'ye yakın sıcaklıklarda;

$$\chi \alpha \frac{1}{(T - T_C)^{1,33}} \tag{5.7}$$

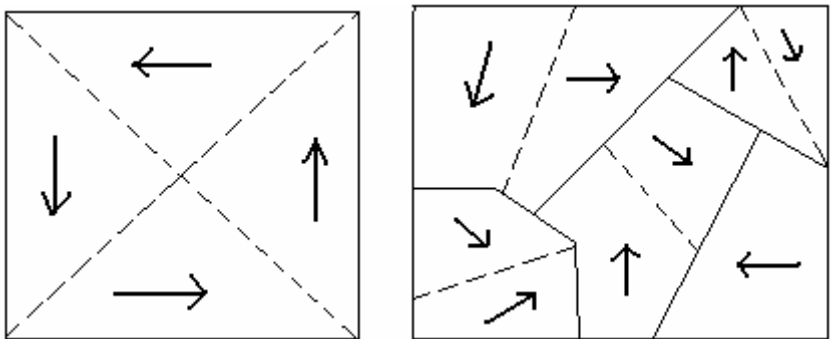
olduğunu göstermektedir.

5.1.2 Domen Yapısı

Daha önce de belirtildiği gibi uygulanan dış manyetik alan sıfır olsa bile maddelerde iç manyetik alan nedeniyle kendiliğinden mıknatıslanma söz konusudur. Oysa dış manyetik alan sıfır iken mıknatıslanmamış iki demir parçasının birbirini çekmediğini herkes bilir. Bu nedenle Weiss ikinci bir postüla ortaya attı ve "Domen modeli"ni geliştirdi. Bunu şöyle açıklayabiliriz:

Bir domen maddenin bulunduğu sıcaklıktaki kendiliğinden mıknatıslanma değerinde ve düzenli mıknatıslanmış ufak bir hacimdir. Mıknatıslanmamış bir cisimde belirli

domenlerin mıknatıslanmaları, net mıknatıslanma oluşturmayacak şekilde yönelmişlerdir. Bunun fiziksel sebebi, dış akıyı devem ettirmek için enerjiye ihtiyaç duyulması ve maddenin en alçak enerji halinin net mıknatıslanmanın sıfır olduğu durum olmasıdır. Mıknatıslanmanın yönü, maddenin kristal yapısına bağlıdır. Örneğin kübik yapıda demir için mıknatıslanma küpün üç ekseni boyunca yönelir. Her bölge içinde, dış alan olmadığı zaman bile kuvvetli mıknatıslanma vardır. Ancak tümüyle incelendiğinde net mıknatıslanma sıfır olur.



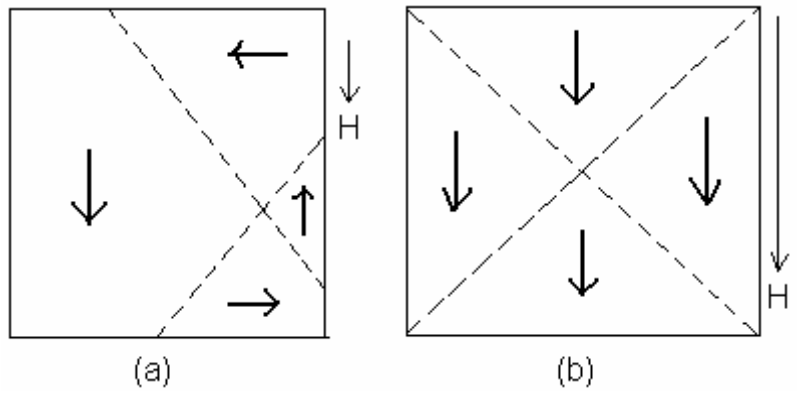
Şekil 5.4 Mıknatıslanmamış bir katıdaki ferromanyetik bölgeler

Şekil 5.4'de tek kristalli ve çok kristalli katılar için ferromanyetik bölgeler görünmektedir. İlk şekil tek kristalli katılar için, ikinci şekil ise çok kristalli katılar içindir. Tek bir kristal içinde mıknatıslanma, her bölge mıknatıslanmasına karşın net mıknatıslanma sıfırdır. Çok kristalli katıda ise kesiksiz çizgiler kristaller arasındaki sınırları, kesikli olanlar ise bölge sınırlarını göstermektedir. Kristal eksenleri dolayısıyla mıknatıslanma gelişigüzel yönlenmiştir ve net mıknatıslanma yine sıfırdır. Buna göre ferromanyetik madde dış alan uygulanmadığı zaman mıknatıslanma göstermez. Manyetik alan içine konduğunda ise bölgeler iki bakımdan etkilenir.

1. Mıknatıslanması alan doğrultusunda olan bölgeler zıt doğrultuda olanlara kıyasla büyüme gösterirler.

2. Alan şiddeti arttıkça bölgelerin mıknatıslanması alan doğrultusunda yönlenmeye çalışır.

Eğer madde bir dış manyetik alan içine konulursa mıknatıslanma şekil 5.5'de ki gibi olur.

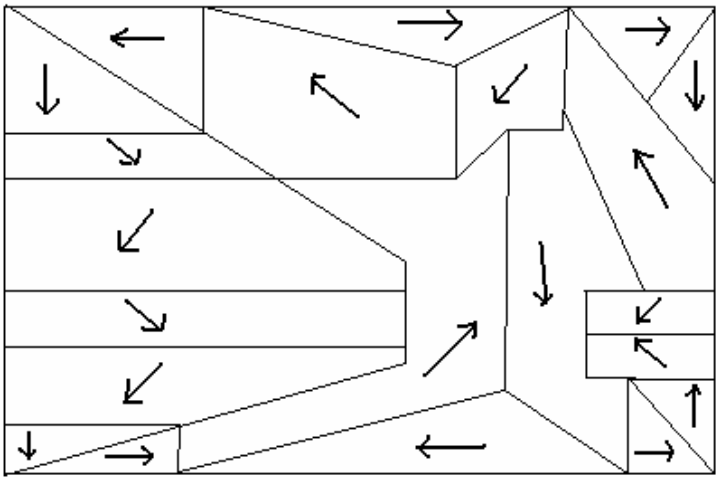


Şekil 5.5 Manyetik alan uygulandığında ferromanyetik bir maddenin domenleri

Şekil 5.5'deki iki şekil şu şekilde açıklanabilir:

a) Tek bir kristalin mıknatıslanması görülmektedir. Mıknatıslanması alan yönünde olan bölge, zıt olana kıyasla büyümüştür.
b) Manyetik alan şiddetinin arttırılmasıyla mıknatıslanmalar alana paralel olarak yönelirler.

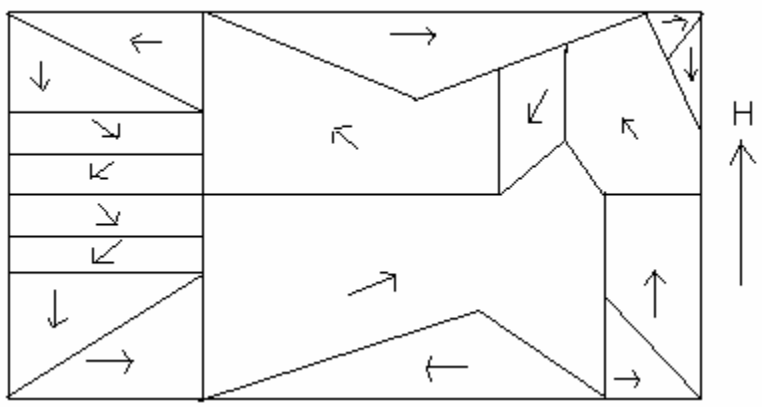
Şimdi Şekil 5.6 de görülen iki boyutlu domen yapısını ele alalım. Ufak bir dış alan uygulanması domen duvarının hareketine sebep olur ve maddede net mıknatıslanma oluşmasını sağlar.



Şekil 5.6 İki boyutlu bir sıfır alan domeni

Domen alan yönündeki domenlerin büyüklükleri artacak, diğerlerininki de azalacak şekilde hareket eder. Bu durum şekil 5.7'de şematik olarak gösterilmiştir. Dış alan çok

küçük olursa, alan kalktığı zaman ilk domen şekli tekrar ortaya çıkar. Bu halde mıknatıslanma olayı tersinir duvar hareketi ile meydana gelir.

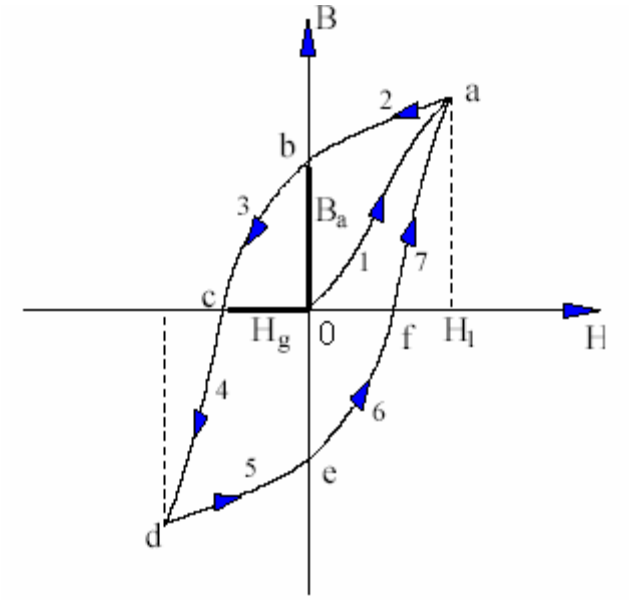


Şekil 5.7 Şekil 5.6'daki domenlere uygulanan küçük bir alan etkisi

5.1.3 Histerisis Eğrisi

Ferromanyetik bir malzeme önceden mıknatıslanmamış ve manyetik şiddeti (mıknatıslanma) sıfır değerinden itibaren devamlı olarak arttırılırsa $\vec{B}$=f($\vec{H}$) mıknatıslanma eğrisi elde edilir (Şekil 5.8). Rowland halkası içindeki ve mıknatıslanmamış bir ferromagnetik malzemenin sargılarındaki mıknatıslayıcı akım sıfırdan başlayarak $\vec{H}$ manyetik şiddetinin değeri $\vec{H}_1$' e kadar arttırılırsa $\vec{B}$=f($\vec{H}$) değişimi l yolunu takip eder ve Oa eğrisi elde edilir. Manyetik şiddet $\vec{H}_1$'den tekrar sıfıra düşürülürse değişim 2 yolunu takip ederek ab eğrisini çizer. Burada $\vec{H}$ = 0 olmasına karşılık manyetik alanın değeri $\vec{B}_a$ dır. Buna göre malzemedeki manyetik alan değerinin, yalnızca manyetik şiddete değil, malzemenin özelliğine de bağlı olduğu anlaşılır. Daha açık olarak malzeme sanki manyetik bir hafızaya sahiptir ve mıknatıslayıcı akım kesildikten sonra bile b noktasına kadar mıknatıslanmış olduğunu hatırlar. Bu noktada malzeme daimi mıknatıs haline gelmiştir. Malzemenin bu davranışı, $\vec{B}$=f($\vec{H}$) değişiminde azalan $\vec{H}$ değerlerine ait kısmının artan H değerlerine ait kısmı ile çakışmaması ile meydana çıkar ve buna **histerisis** denir. Trafo, jeneratör ve elektrik motorları gibi, bunların çoğu demir malzemeden yapılmış parçaları, yönü

devamlı olarak değişen manyetik alan içine konulmuştur. Bunlarda $\vec{H}$ değeri sıfırdan başlayarak bir yöndeki maksimum değere çıkmakta sonra sıfıra inmekte, oradan zıt yönlü fakat bir öncekiyle aynı değerli bir maksimuma artmakta tekrar sıfıra inmekte ve bu çevrimi tekrarlayıp durmaktadır. Şekil 5.8'deki bu kapalı eğriye **histerisis çevrimi** denir. Şekil 5.8'deki Ob veya Oe manyetik alan değerleri, manyetik şiddetin ($\vec{H} = 0$) sıfıra indirildiği zamanki değerleridir. Bu değerlere malzemenin kalıcı mıknatıslanması ($\vec{B}_a$) denir. Oc ve Of manyetik şiddet değerleri ise, malzemenin zıt yönde doymaya vardıktan sonra manyetik alan değerinin sıfıra indirilmesi için gerekli zıt manyetik şiddettir. Bunlara **giderici kuvvet** ($\vec{H}_g$) denilmektedir.

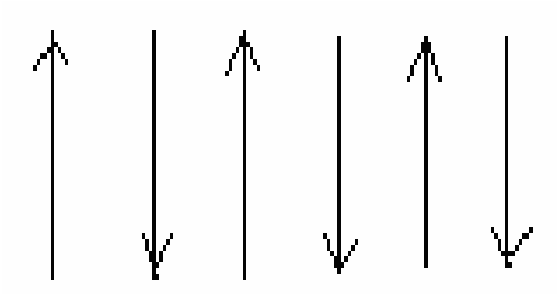


Şekil 5.8 Histerisis Çevrimi

Elektrikli aletlerde frekansı 50 Hz. olan bir A.A kullanıldığında demir çekirdek çatısında saniyede 50 kez histeresis cevrimi çizilecektir. Histerisis olayının bir sonucu olarak, ferromanyetik malzeme histerezis çevrimini her çizişinde, malzeme içinde ısı oluşacak, dolayısıyla enerji kaybı olacaktır. Neyse ki ferromanyetik malzemelerden demir ve alaşımlarının histerisis kayıpları küçük ve μ (manyetik geçirgenliği) değerleri büyük olduğu için bu enerji kayıpları da az olur.

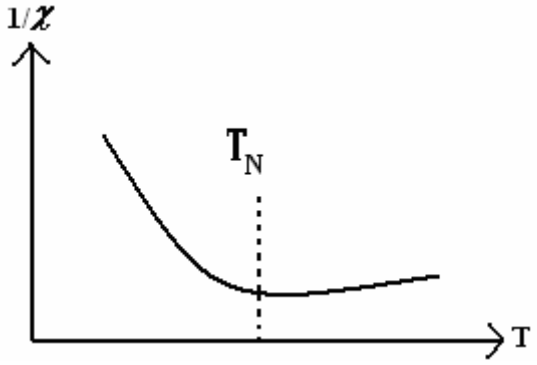
5.2. Antiferromanyetizma

Ferromanyetik malzemelerde manyetik momentler aynı yönlü ve eşit büyüklükteyken antiferromanyetik maddelerde manyetik momentler zıt yönlü ve eşit büyüklüktedir. Antiferromanyetik bir madde, manyetik moment büyüklükleri birbirine eşit ve zıt yönlü olan iki alt örgüden oluşur. Şekil 5.9'da basit bir antiferromanyetin manyetik moment yönelimleri görülmektedir.



Şekil 5.9 Bir antiferromanyetin manyetik moment dizilimi

Neél, 1932 yılında moleküler alan teorisini antiferromanyetlere uygulayarak antiferromanyetizmanın teorisini büyük oranda geliştirmiştir. Antiferromanyetik düzenlenime sahip malzemeler her sıcaklıkta küçük ve pozitif bir manyetik alınganlık değerine sahiptirler. Manyetik alan yokluğunda, net mıknatıslanma sıfırdır ve yalnızca manyetik alan uygulandığında artı ve küçük değerli bir mıknatıslanma gözlenir. Antiferromanyetik malzemelerde manyetik alan yokluğunda, net mıknatıslanma sıfırdır ve yalnızca manyetik alan uygulandığında artı ve küçük değerli mıknatıslanma gözlenir. Aşağıdaki Şekil 5.10'da bir antiferromanyet için $1 / \chi$ - T eğrisi görülmektedir. Burada malzeme Neél sıcaklığı altında antiferromanyetik, üzerinde ise paramanyetik davranış sergiler.



Şekil 5.10 Bir antiferronmanyet için 1/ χ - T eğrisi

Şekildeki T_N ; Neél sıcaklığıdır. Neél sıcaklığı, maddenin antifferomanyetik durumdan paramanyetik duruma geçiş sıcaklığı olarak tanımlanır. Bu bilgiler eşliğinde paramanyetik bölge için manyetik alınganlık;

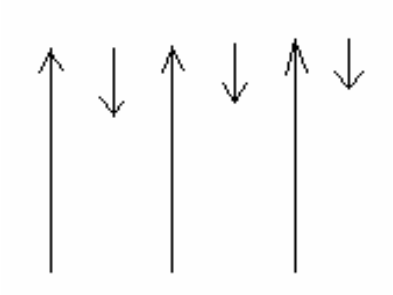
$$\chi = \frac{\vec{M}}{\vec{H}} = \frac{C}{T+\theta} \tag{5.8}$$

şeklinde elde edilir. Denklem 5.8'deki C, Curie-Weiss sabiti, θ ise paramanyetik Curie sıcaklığıdır. Burada θ, eksi veya artı değerli olabilir.

5.3 Ferrimanyetizma

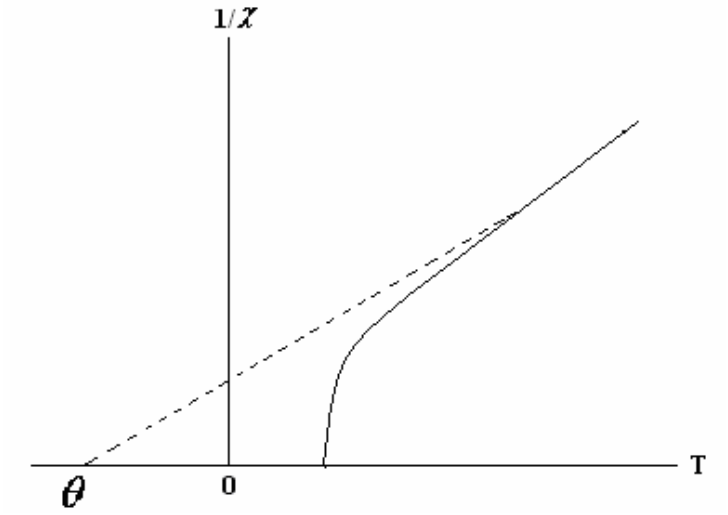
Daha karmaşık yapılı bazı kristallerde iki alt örgünün her biri üzerindeki manyetik momentlerin büyüklüğü tamamen aynı değildir. Bu yüzden kendiliğinden anti paralel dizilme oluştuğunda, maddenin manyetik momenti olacağı yerde net bir daimi mıknatıslanma olur. Bu olaya **ferrimanyetizma** denir. Bu davranışı gösteren en yaygın madde magnetittir(Fe_3O_4). Hiç demir içermeseler bile, ferrimanyetizma özelliği gösteren maddelerin hepsine birden **ferrit** denir. Çok yüksek elektrik dirençleri yüksek manyetik geçirgenlikleri olduğu için ferritler teknolojik öneme sahiptir. Histerisis eğrileri ferritleri hafıza depolama için çok elverişli kılmıştır ve mikrodalga malzemeleri olarak da kullanılırlar. Elektrik endüstrisinde, yalıtkan ve yüksek doyum mıknatıslanmasına sahip manyetik malzemelerin önemli bir yeri vardır. Ferromanyetik malzemeler iletken olduğu için akım kayıplarına neden olurlar ve teknolojik

uygulamalar için elverişli değildirler. Ferrimanyetik malzemeler yalıtkan olmakla birlikte, ferromanyetlerde görülen yüksek mıknatıslanma değerlerine sahiptirler. Ayrıca ferromanyetlerde görülen kalıcı mıknatıslanma, ferrimanyetlerde de görülür. Fakat doğal mıknatıslanmaları, bütün spinlerin aynı yönde olduğu durumdan daha küçüktür. Neél, 1948 yılında bu tür malzemeler için bir teori geliştirmiştir. Bu teoriye göre, ferrimanyetik malzemeler, mıknatıslanmaları birbirine zıt yönlü ve manyetik momentler aşağıdaki gibi değerleri eşit olmayan iki alt örgüden oluşur(Şekil 5.11).



Şekil 5.11 Ferrimanyetizmanın manyetik moment dizilimi

Aşağıdaki şekilde bir ferrimanyet için $1/\chi$ - T eğrisi görülmektedir.



Şekil 5.12 Ferrimanyet için $1/\chi$ - T grafiği

Neel'in geliştirdiği teoriye göre, ferrimanyetik malzemeler iki alt örgüden oluşur. Manyetik alınganlık yazımını elde etmek için mıknatıslanmalara bağlı alınganlık;

$$\chi = \frac{\left(\vec{M}_A + \vec{M}_B\right)}{\vec{H}} \tag{5.9}$$

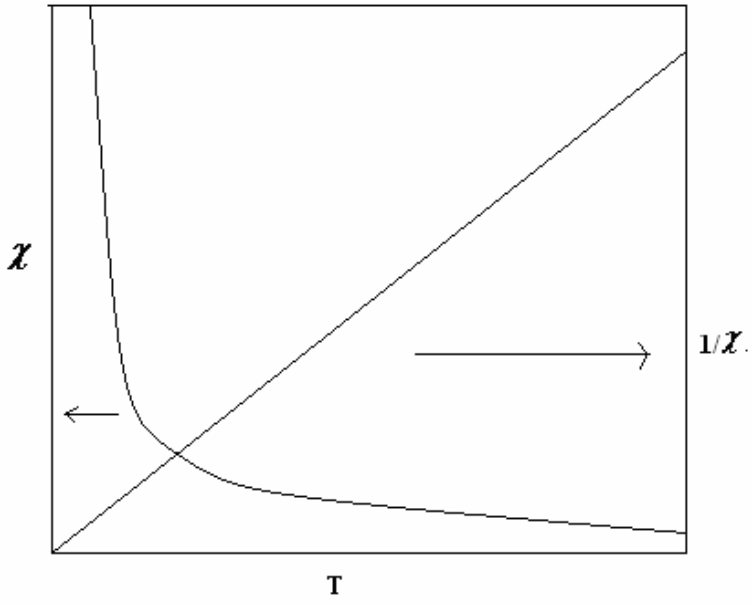
eşitliği ile bulunur. Bu yazım alınganlığın tersi olarak şekil 4.7'de görüldüğü gibi, asimtotu

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} \tag{5.10}$$

olan bir hiperbol denklemi şeklinde karşımıza çıkar.

5.4. Paramanyetizma

Paramanyetizma, yüksüz olmayan bazı bileşiklerde, tam dolu olmayan yörüngelere sahip iyonlarda ve metallerde görünür. Paramanyetik maddelerin mıknatıslığından elektronların spin manyetik momenti sorumludur. Paramanyetik maddeleri oluşturan maddelerin spin manyetik momentleri, maddenin içinde bulunduğu sıcaklığın neden olduğu titreşimler nedeniyle sürekli olarak yönlerini değiştirir. Paramanyetik maddeye çok şiddetli bir dış alan uygulanırsa maddeyi oluşturan bazı atomların elektronları spin manyetik momentlerini uygulanan dış alan yönünde yönlendirme gayreti içine girerler, ancak bunda kısmen başarılı olurlar. Bu nedenle uygulanan kuvvetli dış alan devam ettiği sürece uygulanan dış alan yönünde çok zayıf bir mıknatıslanma gösterirler. Bu nedenle manyetik alınganlıkları çok küçük ama pozitif işaretlidir. Paramanyetik maddeler dış alan kaldırılınca mıknatıslanmalarını kaybederler. Aynı zamanda paramanyetik maddelerin duyarlılığı sıcaklıkla azalır. Bunun nedeni artan sıcaklıkla atomların titreşimlerinin artmasıdır. Böylece dış alan yönünde yönelmiş veya yönelim eğilimleri olan spin manyetik momentlerinin sayısı azalır. Şekil 5.13'de bir paramanyete özgü χ - T ve 1/ χ - T eğrileri görülmektedir.



Şekil 5.13 Bir paramanyet için χ -T ve 1 / χ - T grafiği

Çizelge 5.1 Bazı paramanyetik maddelerin duyarlılıkları

Fayalit (Fe_2SiO_4)	100 x 10^{-6} emu/gr
Piroksen ($FeSiO_4$)	73 x 10^{-6} emu/gr
Biyotit	53-76 x 10^{-6} emu/gr
Grona	31-159 x 10^{-6} emu/gr
Amfiboller	13-75 x 10^{-6} emu/gr
Bakır Oksit (CuO)	3,25 x 10^{-6} emu/gr
Manganez Karbonat	100 x 10^{-6} emu/gr
Manganez Hidroksit	152 x 10^{-6} emu/gr
Manganez Oksit (MnO_2)	50 x 10^{-6} emu/gr
Manganez Sülfit (MnS)	65 x 10^{-6} emu/gr
Nikel Sülfit (NiS)	21 x 10^{-6} emu/gr
Demir Karbonat ($FeCO_2$)	98 x 10^{-6} emu/gr
Titanyum Oksit ($FeTiO_4$)	0,87 x 10^{-6} emu/gr

Çizelge 5.1'de bazı paramanyetik maddelerin duyarlılıkları verilmiştir. Tablodan da görüldüğü bu maddelerin duyarlılıkları oldukça küçük değerlere sahiptir. Paramanyetik maddelerin zayıf alanlar içinde gösterdikleri paramanyetik özellikler kesinlikle algılanamaz.

Kendi etrafında dönen çiftlenmemiş bir elektronun dönmeden kaynaklanan spin açısal momentumu $\hbar s$ olmak üzere manyetik moment

$$\mu = -g\mu_B s \tag{5.11}$$

şeklinde tanımlanır. Böylelikle manyetik momente toplam katkı,

$$\mu = -g\mu_B(1+s) = -g\mu_B j \tag{5.12}$$

şeklinde olur. Burada elektron sistemleri spektroskopik yarılma faktörü olarak tanımlanan g Lande çarpanı olup,

$$g = 1 + \frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)} \tag{5.13}$$

olarak tanımlanır. Serbest bir elektron için yaklaşık olarak g=2'dir. Manyetik momente çekirdek katkısı elektron-proton kütlesi arasındaki orandan dolayı yok denecek kadar azdır. Bir atomun bütün elektronları düşünülerek, yörünge açısal momentumu L=$\sum l$, spin açısal momentumu da S=$\sum s$ olmak üzere toplam açısal momentum J=L+S olur. Böylelikle bir atomun manyetik momenti;

$$\mu = -g\mu_B J \tag{5.14}$$

şeklinde olur.

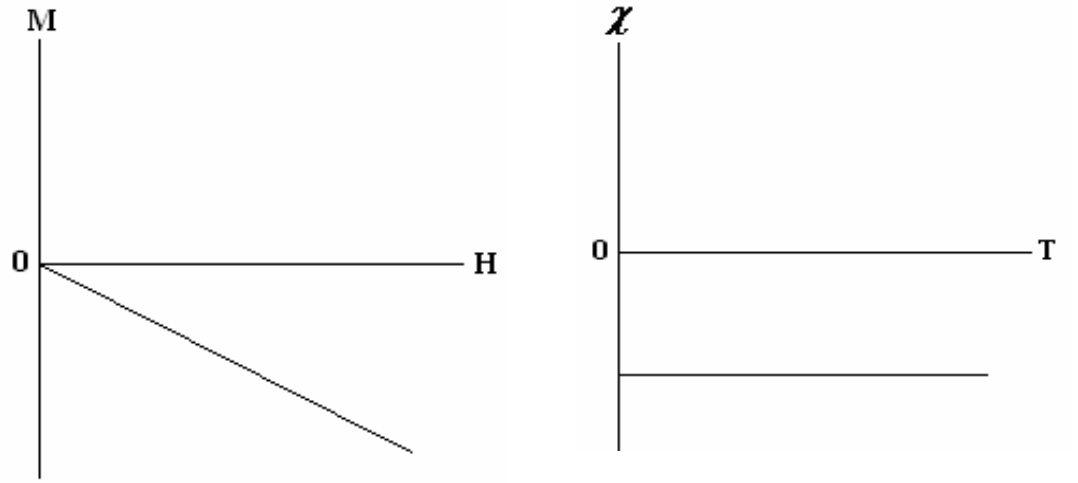
5.5 Diamanyetizma

Herhangi bir maddeye manyetik alan uygulanması madde içindeki elektronları ivmelendiren bir elektromotor kuvvet (emk) oluşmasına neden olur. Lenz yasasına göre, ortaya çıkan elektrik akımı, uygulanan alanı azaltacak yönde olur. Böylece uygulanan alana zıt yönde bir mıknatıslanma oluşur. Bu olay diamanyetizma olarak bilinir ve süperiletkenler ile bütün elektronları çiftlenmiş atom veya bileşiklerde görülür. Bir diamanyet için mıknatıslanma-manyetik alan $\vec{M}(\vec{H})$ ve alınganlık-sıcaklık $\chi(T)$ eğrileri şekil 5.14'deki gibi olur. Eğer manyetik alınganlık eksi ve sıcaklığa çok zayıf bir şekilde bağlı ise katının diamanyetik olduğu söylenir. Bi, Cu, Ag ve Au gibi diamanyetik katılarda manyetik momentler katının içindeki alanı dışarıdaki alana göre daha azaltarak $\vec{H}$ 'ye karşı gelirler. Lenz kanununa göre, değişen bir alanın oluşturduğu akım daima onu oluşturan etkiye karşı gelmelidir. Dolayısıyla oluşturulan akımın alanı uygulanan alandaki değişime zıt yönlüdür. Her iletken geçici olarak bir manyetik alanın girişine iletken elektronların akışı ile karşı gelir. Fakat bu akımlar çok çabuk ortadan kalkarlar. Daha uzun süre kalıcı değişimler atomlara bağlı elektronların yörünge hareketinden oluşur. Bu alan değişimleri de Lenz kanununa uyar ve gerçek bir diamanyetiklik oluşumu sağlanır. Çoğu katılarda diamanyetiklik oluşumu 10^{-5} emu/gr mertebesinde olup çok zayıftır. Diamanyetik maddeler, manyetik alan içine konulduğunda alan tarafından zayıfça itilirler. Bazı diamanyetik madde örnekleri çizelge 5.2'de verilmiştir.

Çizelge 5.2 Bazı Diamagnet örnekleri

Su	-0,72 x 10^{-6} emu/gr
Buz	-0,70 x 10^{-6} emu/gr
Gümüş	-0,18 x 10^{-6} emu/gr
Altın	-0,14 x 10^{-6} emu/gr
Kalsiyum Karbonat	-0,38 x 10^{-6} emu/gr
Tuz	-0,52 x 10^{-6} emu/gr
Kuvara	-0,50 x 10^{-6} emu/gr
Bakır Oksit	-0,14 x 10^{-6} emu/gr

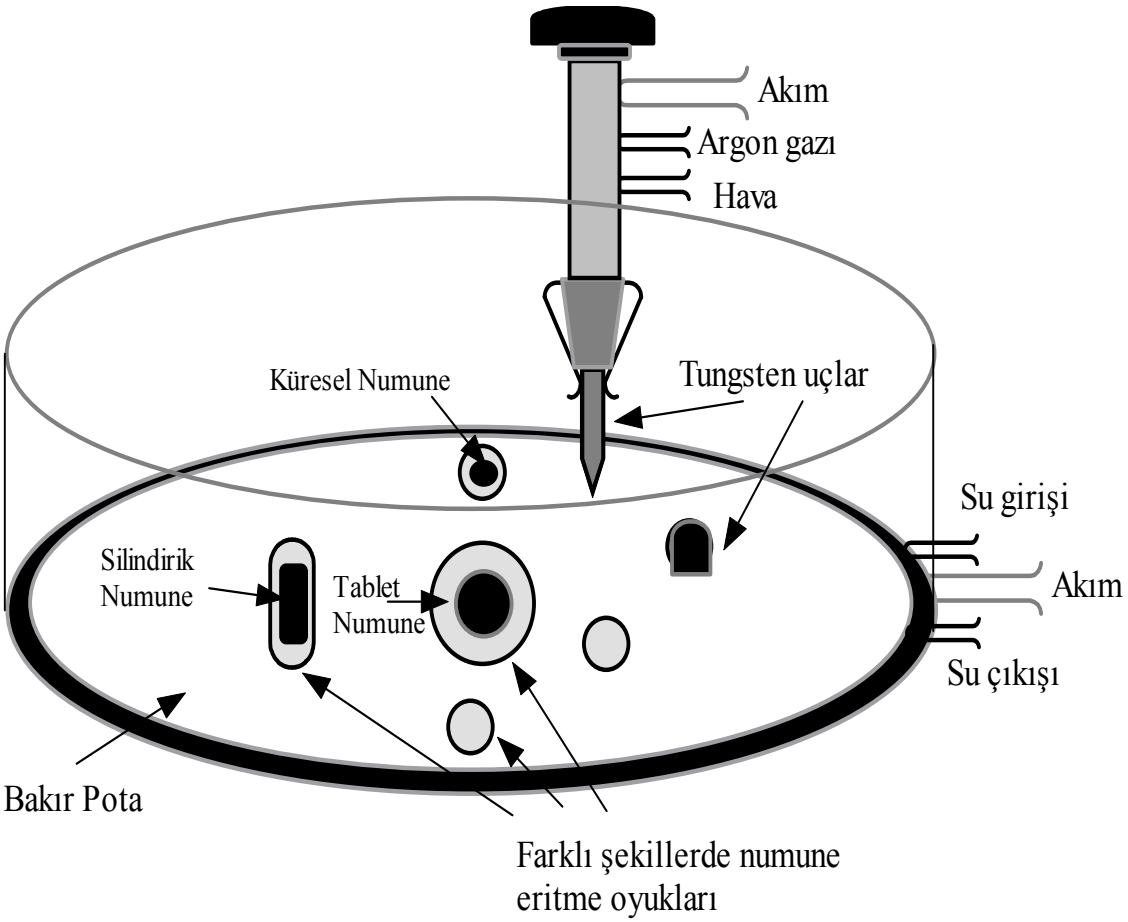
Diamanyetik malzemeler için manyetik alınganlığı eksi değerler alır ve sıcaklığa çok zayıf şekilde bağlıdır. Şekil 4.9'da bir diamanyet için M(H) ve χ(T) eğrileri görülmektedir.



Şekil 5.14 Bir diamanyet için M(H) ve χ(T) eğrileri

6. DENEYSEL ÇALIŞMALAR

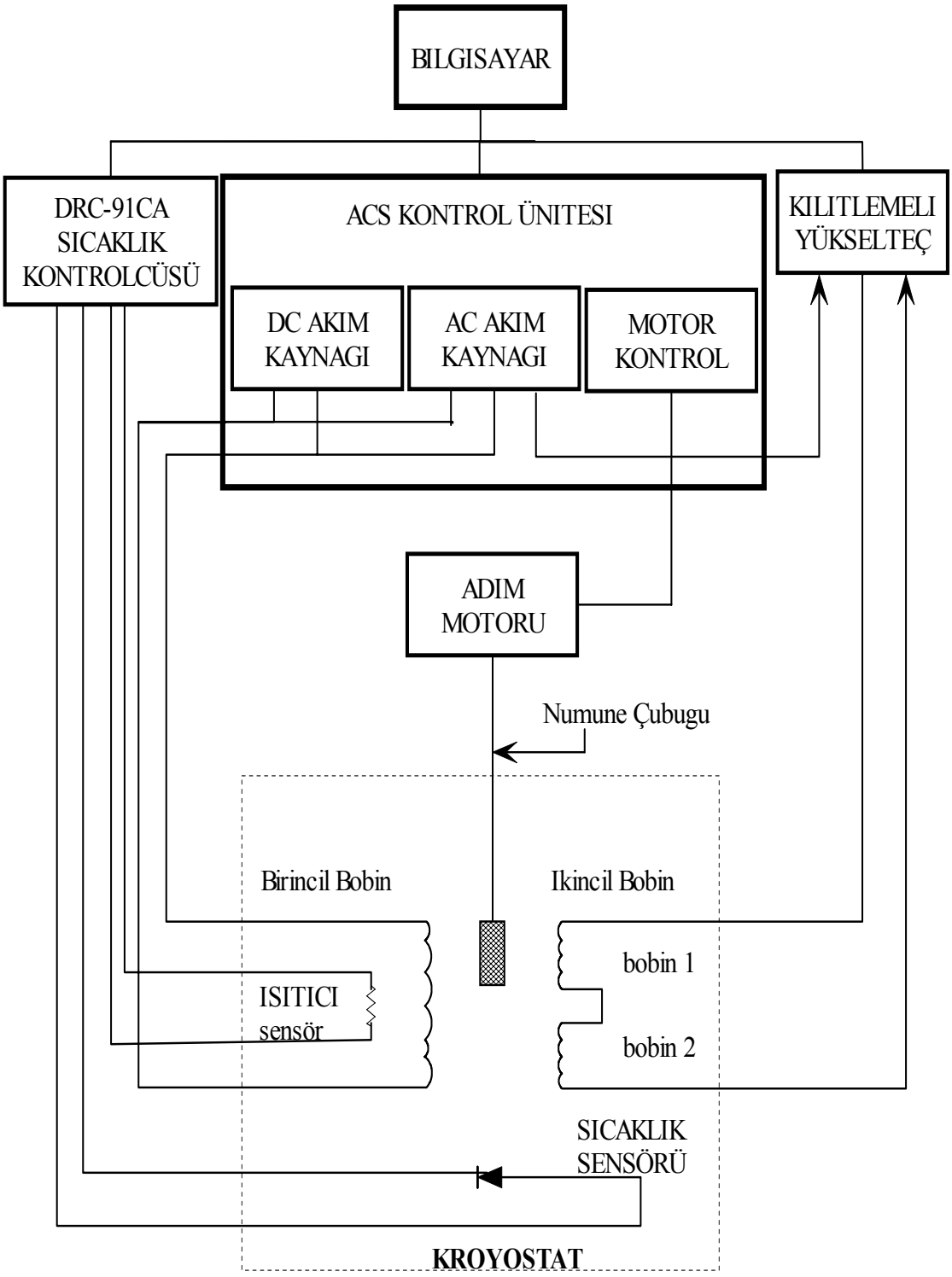
İncelenen manyetik ailenin hazırlık aşamasında önce malzemelerin kesilmesi yapıldı. İncelenen aileyi meydana getiren malzemeler %99,9 saflıkta olup kesilme işlemi yapıldıktan sonra belirlenen oranlarda malzemelerin tartımı yapıldı. Tartım işlemi, virgülden sonra 4 rakama kadar tartım yapabilen hassas terazide yapıldı. Tartım işlemi bittikten sonra malzemeler eritildi. Malzemelerin eritilmesindeki amaç farklı malzemelerin bir araya getirilip homojen bir malzeme oluşturulmasıdır. Eritme Ankara Üniversitesi Katıhal laboratuarında bulunan ark fırınında yapıldı(Şekil 6.1).



Şekil 6.1 Ark fırınının şekli

Uygun oranlarda tartılan malzemeler şekilde görülen eritme oyuklarına yerleştirildi. Daha sonra malzemenin oksitlenmemesi için fırının içine 3 kere vakum uygulandı. Vakumdan sonra fırına Argon gazı verilerek eritmenin argon atmosferinde yapılması sağlandı. Bu arada ark fırınının su giriş kısmı musluğa bağlanarak eritme sırasında bakır potanın soğutulması sağlanmıştır. Bu sayede hem malzeme daha sağlıklı eritilmiş hem de bakır potanın erimesi önlenmiştir.

Eritme işlemi bittikten sonra elde edilen numune havanda dövülerek toz haline getirildi. Toz halindeki numuneden yaklaşık 20 mg civarı alınarak bir streç filme sarıldı. Buradaki amaç numunenin dağılarak hatalı ölçümlere neden olmasını engellemektir. Toz numune sarıldıktan sonra Ankara Üniversitesi Katıhal laboratuarında bulunan AC Alınganlık ölçüm cihazında alınganlık ölçümleri yapıldı. AC Alınganlık ölçüm cihazının şekli Şekil 6.2 deki gibidir.



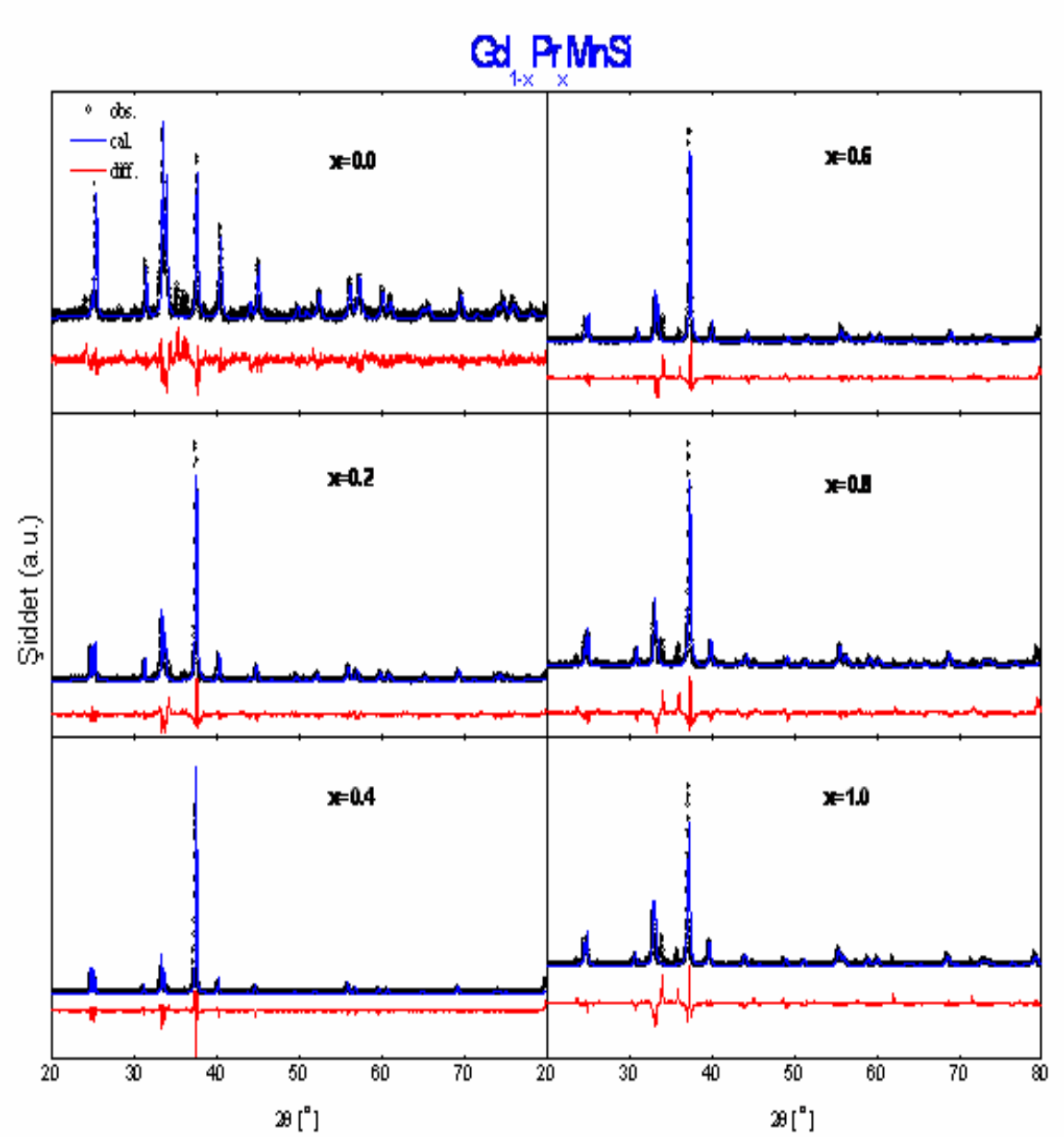
Şekil 6.2: AC Susceptometer'in şekli

Numune çubuğunun içine yerleştirilen numune, adım motorunun yardımıyla bobinler arasında hareket ettirilir. Ölçümler sırasında AC Manyetik Alan 80 A/m, Frekans ise 111 Hz olarak girilmiştir. Şekil 6.2' deki birincil bobin, uyguladığımız manyetik alanın meydana getirdiği akımın numune ve ikincil bobinler tarafından algılanmasını sağlamaktadır. İkincil bobinler ise ters olarak sarılmış iki bobinden oluşur. Bobinlerin ters olarak sarılmasının sebebi dışardan gelen gürültülerin yok edilmesidir. Numune iki bobinin içine sarkıtılarak iki bobinden de ölçüm alınması sağlanmıştır. İki bobinden alınan ölçümlerin ortalaması alınarak daha doğru bir sonuç elde edilmesi sağlanmıştır. Daha sonra elde edilen veriler bilgisayara iletilerek alınganlığın sıcaklığa bağlı grafiği çizdirilmiştir.

Alınganlık ölçümleri tamamlandıktan sonra Bruker D8 Advance X-ışını toz difraktometresinde $20° \leq 2\theta \leq 80°$ olmak üzere incelenmiştir. Elde edilen verilerin X-ışını toz kırınım analizleri FullProf programı ile bilgisayar ortamında yapılmıştır. Bu analizler ile elde edilen örneklerde yabancı fazlar kontrol edilmiş ve önemli bir safsızlık gözlenmemiştir. Ayrıca FullProf programı yardımıyla kristalin örgü parametreleri de bulunmuştur.

7 SONUÇLAR VE TARTIŞMA

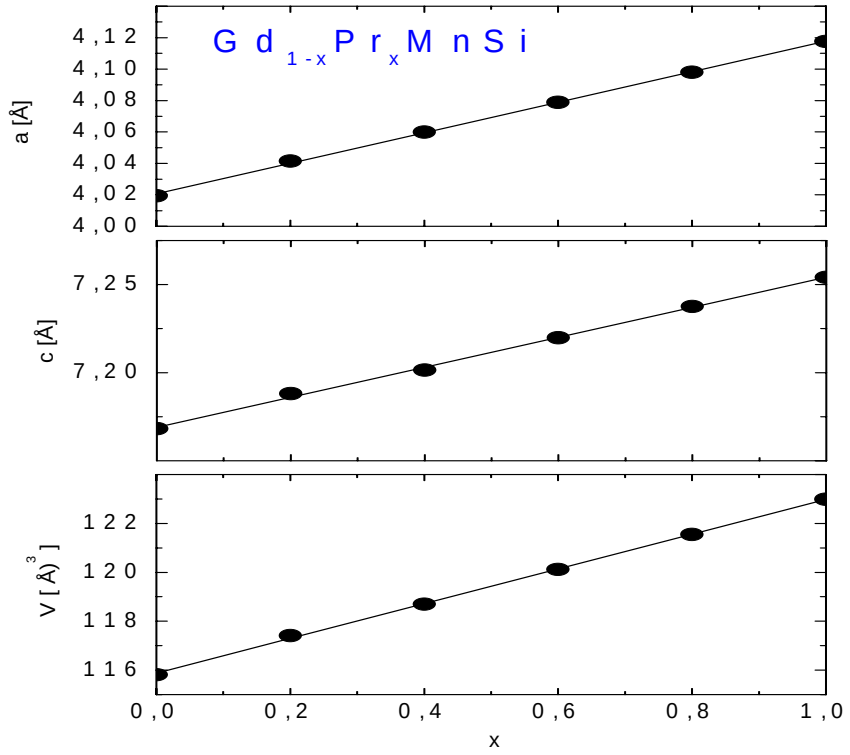
İncelenen RTX ailesi olan Gd_{1-x} Pr_x $MnSi$ 'un öncelikle x-ışını kırınımından elde edilen verileri ölçüldü ve sonuçlar şekil 7.1 deki gibi çıktı.



Şekil 7.1 XRD ölçüm sonuçları

Grafikteki siyah noktalarla belirtilen değerler ölçülen değerleri, mavi çizgiler çıkması gereken değerleri, alttaki kırmızı çizgiler ise iki sonuç arasındaki farkı vermektedir. Buradaki x değerleri katkı miktarlarıdır. x=0,2 x=0,4 x=0,6 x=0,8 değerleri için yapılan ölçümler istenilene yakın olarak çıktı. Bu değerlerde önemli safsızlıklar gözlenmemiştir. x=0,0 ve x=1,0 için olmaması gereken bazı pikler ortaya çıkmıştır. Bunun nedeni malzemeye yabancı fazların karışmasıdır. Ama bu değerler için elde edilen değerlerdeki fazla pikler çok fazla olmadığı için elde edilmesi gereken verilerle uygunluk göstermektedir.

Bir kristaldeki noktanın konumu x, y, z koordinatları ile belirlenir. Her koordinat seçilen bir orijine göre a, b, c eksenlerinin bir kesridir. İncelenen $Gd_{1-x}\,\mathrm{Pr}_x\,MnSi$ ailesi tetragonal bir yapıya sahiptir. Tetragonal yapıda a ekseninin büyüklüğü b ekseninin büyüklüğüne eşittir. V birim hücre hacmi olmak üzere bu ailenin birim hücre parametrelerinin ve birim hücre hacminin katkı oranlarına göre grafiği çizilince aşağıdaki grafikler elde edildi:



Şekil 7.2 Hücre parametrelerinin ve birim hücre hacminin katkı oranlarına göre grafiği

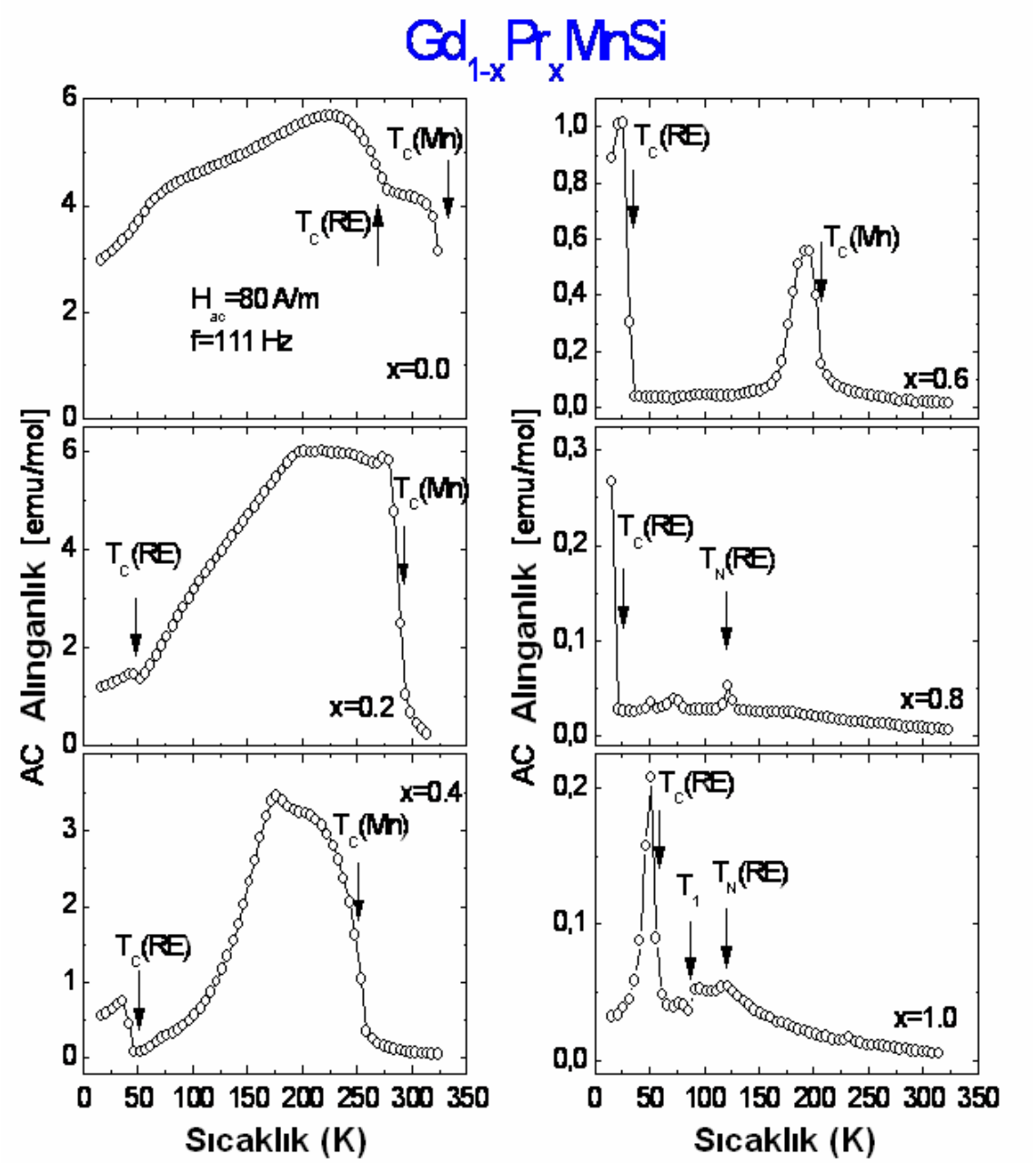
Bu grafiğe bakılacak olursa, katkılama değerleri arttıkça birim hücre parametrelerinin ve birim hücre hacminin arttığı gözlenir. Bunun sebebi Pr'un atomik büyüklüğünün Gd'un atomik büyülüğünden fazla olmasıdır. Bu ise bize Vegard Yasasının geçerliliğini gösterir.

Şekil 7.2' deki birim örgü parametrelerinin ve birim hücre hacimlerinin değerleri bir tablo haline getirilecek olursa çizelge 7.1 elde edilir.

Çizelge 7.1 Örgü parametrelerinin ve birim hücre hacimlerinin değerleri

X	**a($\overset{0}{A}$)**	**c($\overset{0}{A}$)**	**V($\overset{0\ 3}{A}$)**
0.0	4.0194	7.1683	115.8
0.2	4.0415	7.1881	117.4
0.4	4.0599	7.2014	118.7
0.6	4.0788	7.2198	120.1
0.8	4.0981	7.2375	121.5
1.0	4.1176	7.2542	123.0

Artık elde edilen sonuçlar grafiğe dökülecek olursa Şekil 7.3'deki grafikler elde edilir. Bu grafikler, alınganlığın sıcaklığa bağlı grafikleridir.



Şekil 7.3 Alınganlık-Sıcaklık eğrileri

Şekildeki ifadelerden $T_C(Mn)$; Mn alt örgülerinin düzenlenme sıcaklığını, $T_C(RE)$; Nadir toprak elementleri alt örgüsünün düzenlenme sıcaklığını, $T_N(RE)$; Nadir toprak elementleri alt örgüsünün Neel sıcaklığını, T_1 ise kristalografik faz dönüşüm sıcaklığını verir. Grafiklere bakılırsa kristalografik faz geçişinin sadece x=1.0 değerinde olduğu

görünür. Mn alt örgüsünün düzenlenme sıcaklığı ise katkılama değerleri arttıkça azalır. Aynı şekilde nadir toprak elementlerinin düzenlenme sıcaklığı da katkılama değerleri arttıkça azalır. Bu değerler bir tablo haline getirilecek olursa çizelge 7.2 elde edilir. Bu tablodaki boşluklar orada bir sıcaklık bulunmadığını gösterir.

Çizelge 7.2 Katkı değerleri için kritik sıcaklıklar

X	**T_C (Mn) (K)**	**T_C (RE) (K)**	**T_N (RE) (K)**	**T_1 (K)**
0.0	322	270		
0.2	288	52		
0.4	250	51		
0.6	205	32	176	
0.8		21	122	
1.0		56	121	87

KAYNAKLAR

Kittel, Katıhal Fiziğine Giriş, 1996.

Kılıç, A. Thesis of Master, 2005.

Welter, R., Ijjaali, I., Venturuni, G. and Malaman, B. 1998. J. Alloys Comp. 265, 196-200.

Welter, R., Venturuni, G. and Malaman, B. 1993. E. Ressouche, J. Alloys Comp. 202-165.

Welter, R., Venturuni, G. and Malaman, B. 1992. J. Alloys Comp. 189-49.

Welter, R., Ijjaali, I., Venturuni, G. and Malaman, B. 1999. J. Magnetism and Magnetic Materials. 205, 221-233.

Tyzska, B. and Szade, J. 2003. J. Alloys Comp. 354, 64-71.

Welter, R., Venturuni, G. and Malaman, B. 1998. Solid State Communications. 108, 933-938.

Venturuni, G., Malaman, B. and Ressouche, E. 1996. J. Alloys Comp. 243, 98-105.

Baran, S., Hofmann, M., Leciejewicz, J., Penc, B., Slaski, M. and Szytula, A. 1998. J. Alloys Comp. 281, 92-98.

Szytula, A., Leciejewicz, J. 1994. Handbook of Crystal Structure and Magnetic Properties of Rare Earth Intermetallics, CRC Pres, Boca Raton.

Klosek, V., Verniere, A., Ouladdiaf, B., Malaman, B. 2002. J. Magnetism and Magnetic Materials. 246, 233-242.

Venturuni, G., Malaman, B., Ressouche, E. and Welter, R. 1998. J. Alloys Comp. 270, 63-72.

Morozkin, A.V., Seropegin, Yu.D., Sviridov, I.A. 1999. J. Alloys Comp. 285, L5-L7.

Aschroft, N. W. and Mermin, N. D. 1976. Solid State Physics. W. B. Sounders Company, USA.

Chikazumi, S. 1964. Physics of Magnetism. John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney.

Crangle, J. 1977. The Magnetic Properties of Solids. Edward Arnold, London.

Cullity, B. D. 1972. Introduction to Magnetic Materials. Addison-Wesley, Reading, Mass.

Andre, G., Bouree, F., Kolenda, M., Oles, A., Pacyna, A., Pinot, M., Sikora, W. and Szytula, A. 1992. J. Alloys Comp. 116, 375-385.

Zygmunt, A., Szytula, A. 1995. J. Alloys Comp. 219, 185-188.

Welter, R., Venturini G. and Malaman, B. 1994. J. Alloys Comp. 206, 55-71.

Welter, R., Venturini G. and Malaman, B.1992. J. Alloys Comp. 189, 49-58.

Welter, R., Venturini G., Malaman, B., Ressouche, E. 1995. J. Alloys Comp. 228, 58-74.

Welter, R., Venturini G. and Malaman, B. 2001. J. Alloys Comp. 329, 69-75.

Morozkin, A.V., Seropegin, Yu.D. 1996. J. Alloys Comp. 237, 124-138.

Szytula, A., Fus, D., Penc, B. and Jezierski, A. 2001. J. Alloys Comp. 317,318, 340-346.

Morozkin, A.V., Seropegin, Yu.D., Leonov, A.V., Sviridov, I.A., Tskhadadze, I.A., Nikitin, S.A. 1998. J. Alloys Comp. 1998. 267, L14-L15.

Crangle, J. 1977. The Magnetic Properties of Solids. Edward Arnold, London.

Craik D. J. 1995. Magnetism : Principles and Applications. John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney.

Aschroft, N. W. and Mermin, N. D. 1976. Solid State Physics. W. B. Sounders Company, USA.

Hook, J. R. and Hall, E. 1998. Solid State Physics. John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney.

Jiles, D. 1990. Introduction to Magnetism and Magnetic Materials. Chapman & Hall, London, New York, Tokyo, Melbourne, Madras.

Kittel, C. 1986. Introduction to Solid State Physics. John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney.

McElfresh, M. 1994. Fundementals of Magnetism and Magnetic Measurements: Featuring Quantum Design's Magnetic Property Measurement System. Ouantum Design, San Diago.

Morris, A. H. 1965. The Physical Principles of Magnetism. John Wiley & Sons, Inc., New York, London, Sydney.

Klosek, V., Verniere, A., Ouladdiaf, B., Malaman, B. 2003. J. Alloys Comp. 256, 69-92.

ÖZGEÇMİŞ

Adı Soyadı : Emre Akgün

Doğum Yeri : Söke

Doğum Tarihi : 08/11/1981

Medeni Hali : Bekar

Yabancı Dili : İngilizce

Eğitim Durumu:

Lise : Dikmen Lisesi (1995-1998)

Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü (1999-2004)

Yüksek Lisans : Ankara Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı (2004-2007)