

**T.C.
NEVŞEHİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FeMn_{1-x}Ni_xGe BİLEŞİKLERİNİN MANYETİK ÖZELLİKLERİ

**Tezi Hazırlayan
Fatma GÜÇLÜ**

**Tezi Yöneten
Prof. Dr. Selçuk KERVAN**

**Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi**

**Ağustos 2011
NEVŞEHİR**

**T.C.
NEVŞEHİR ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

FeMn_{1-x}Ni_xGe BİLEŞİKLERİNİN MANYETİK ÖZELLİKLERİ

**Tezi Hazırlayan
Fatma GÜÇLÜ**

**Tezi Yöneten
Prof. Dr. Selçuk KERVAN**

**Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi**

**Bu çalışma Nevşehir Üniversitesi Bilimsel Araştırma Projeleri Birimi tarafından
2010/5 kodlu proje ile desteklenmiştir.**

**Ağustos 2011
NEVŞEHİR**

Prof. Dr. Selçuk KERVAN danışmanlığında **Fatma GÜÇLÜ** tarafından hazırlanan “**FeMn_{1-x}Ni_xGe Bileşiklerinin Manyetik Özellikleri**” adlı bu çalışma, jürimiz tarafından Nevşehir Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında **Yüksek Lisans** tezi olarak kabul edilmiştir.

23/08/2011

JÜRİ

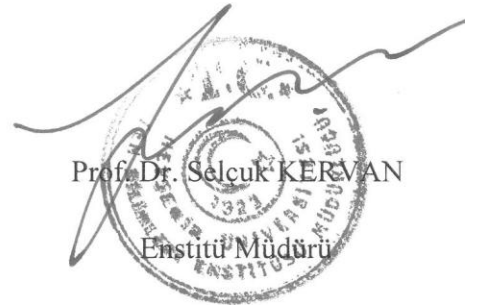
Başkan : Prof. Dr. Selçuk KERVAN
Üye : Doç. Dr. Haşim YILMAZ
Üye : Doç. Dr. Nazmiye KERVAN

ONAY:

Bu tezin kabulü Enstitü Yönetim Kurulunun 23.08.2011 tarih ve 2011/33-1 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

23.08/2011

Prof. Dr. Selçuk KERVAN
Enstitü Müdürü



TEŞEKKÜR

“FeMn_{1-x}Ni_xGe Bileşiklerinin Manyetik Özellikleri” konulu tez çalışmamın seçiminde, yürütülmesinde ve sonuçlandırılmasında bana maddi manevi yardım ve katkılarını esirgemeyen, karşılaŐtıđım problemlerin çözümünde desteğini ve güler yüzünü eksik etmeyen çok değerli danışmanım sayın Prof. Dr. Selçuk KERVAN’a sonsuz teşekkürlerimi sunarım. Tez çalışmam sırasında değerli vaktini ayırıp bilgisini esirgemeyen sayın hocam Doç. Dr. Nazmiye KERVAN’a teşekkür ederim.

Ve tüm yaşamım boyunca maddi manevi her konuda beni sonuna kadar destekleyen, her zaman içimde sevgilerini hissettiğim ve borçlarını asla ödeyemeyeceğim sevgili annem babam ve kardeŐime sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

FeMn_{1-x}Ni_xGe BİLEŞİKLERİNİN MANYETİK ÖZELLİKLERİ

Fatma GÜÇLÜ
Nevşehir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü
Yüksek Lisans Tezi, Ağustos 2011
Tez Danışman: Prof. Dr. Selçuk KERVAN

ÖZET

Bu tezde, FeMn_{1-x}Ni_xGe ($0 \leq x \leq 1$) bileşiklerinin kristal yapısı ve manyetik özellikleri X-ışını toz kırınımı ve mıknatıslanma ölçümleri ile incelenmiştir. Bütün bileşikler *P6₃/mmc* uzay grubuna sahip hekzagonal Ni₂In-tipi kristal yapıda kristallenmiş ve ferromanyetik davranış göstermektedirler. Ferromanyetizma $x=0.8$ ve $x=1$ olan örnekler için oda sıcaklığının üzerinde gözlemlenirken, $x \leq 0.8$ için örnekler oda sıcaklığının altında ferromanyetiktir. 5 K'de doyum mıknatıslanması $x=0.4$ 'e kadar artar ve daha sonra azalır.

Anahtar Kelimeler: Manyetik malzemeler; manyetik ölçümler; X-ışını toz kırınımı; SQUID (Superconducting Quantum Interference Devices); Ferromanyetizma; intermetalik bileşikler.

MAGNETIC PROPERTIES OF THE FeMn_{1-x}Ni_xGe COMPOUNDS**Fatma GÜÇLÜ****Nevşehir University, Graduate School of Natural and Applied Sciences****M.Sc. Thesis, August 2011****Thesis Supervisor: Prof. Dr. Selçuk KERVAN****ABSTRACT**

In this thesis, the crystal structure and magnetic properties of the FeMn_{1-x}Ni_xGe ($0 \leq x \leq 1$) compounds have been studied by X-ray powder diffraction and magnetometric measurements. All compounds crystallize in a hexagonal Ni₂In-type crystal structure with the space group $P6_3/mmc$ and show ferromagnetic behavior. The samples for $x \leq 0.8$ are ferromagnetic below room temperature, while the ferromagnetism is observed above room temperature for the samples with $x=0.8$ and $x=1.0$. The saturation magnetization at 5 K increases up to $x=0.4$, and then decreases.

Keywords: Magnetic materials; magnetic measurements; X-ray powder diffraction; SQUID (Superconducting Quantum Interference Devices); ferromagnetism; intermetallic compounds.

İÇİNDEKİLER

KABUL VE ONAY.....	i
TEŞEKKÜR.....	ii
ÖZET.....	iii
ABSTRACT.....	iv
TABLolar LİSTESİ.....	vii
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	viii
SİMGELER VE KISALTMALAR.....	x
1. BÖLÜM	
GİRİŞ.....	1
2. BÖLÜM	
2.1. Temel Terimler.....	4
2.1.1. Manyetik Moment.....	4
2.1.2. Manyetik Kutup Kavramı.....	7
2.1.3. Mıknatıslanma.....	10
2.1.4. Manyetik İndüksiyon.....	11
2.1.5. Manyetik Alınganlık Ve Geçirgenlik.....	13
2.1.6. Atomik Momentlerin Kaynağı.....	14
2.1.6.1. Elektronların Spin ve Orbital Durumları.....	14
2.1.6.2. Atomların Vektör Modeli.....	18
2.2. Manyetik Malzemelerin Sınıflandırılması.....	21
2.2.1. Diamanyetizma.....	21
2.2.2. Paramanyetizma.....	26
2.2.3. Antiferromanyetizma.....	28
2.2.4. Ferromanyetizma.....	30
2.2.5. Ferrimanyetizma.....	37

3. BÖLÜM	
DENEYSEL YÖNTEMLER.....	39
3.1. Örneklerin Elde Edilmesi.....	39
3.2. X-Işını Toz Kırınımı	40
3.2.1. X-Işını Toz Kırınım Analizi.....	41
3.2.2. X-Işını Toz Kırınım Ölçümleri	42
3.3. Miknatıslanma Ölçümleri	43
4. BÖLÜM	
SONUÇ VE TARTIŞMA	46
KAYNAKLAR.....	52
ÖZGEÇMİŞ.....	54

TABLULAR LİSTESİ

Tablo 4.1.	FeMn _{1-x} Ni _x Ge bileşikleri için örgü sabitleri a ve c , hacim V , Curie sıcaklığı T_C , M_S doyum manyetizasyonu.....	50
------------	--	----

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil 1.1.	Hekzagonal Ni ₂ In-tipi kristal yapı.....	2
Şekil 2.1.	Manyetik moment.....	5
Şekil 2.2.	Manyetik momentin (a) elektronun yörünge ve (b) elektronun Spin hareketiyle ilgisi.....	6
Şekil 2.3.	Bir mıknatısın veya mıknatıslanmış malzemenin dışındaki manyetik alanın gösterimi.....	9
Şekil 2.4.	$l=2$ ve sıfırdan farklı dış alan durumuna uygun atomun vektör modeli.....	15
Şekil 2.5.	$m_s=+1/2$ ve $m_s=-1/2$ spin kuantum sayılı iki elektron durumunun enerji seviyelerine manyetik alanın etkisi.....	18
Şekil 2.6.	S ve L açısal momentumları arasındaki spin-yörünge etkileşmesi.....	19
Şekil 2.7.	Diamanyetik malzeme için bir manyetik alan yokken ve varken atomik dipol düzen.....	21
Şekil 2.8.	Diamanyetik davranış gösteren bir malzeme için B 'nin dış alanı H 'ye bağıllığı.....	22
Şekil 2.9.	Diamanyetik malzeme için (a) manyetizasyonun alana bağıllığı ve (b) manyetik alınganlığın sıcaklıkla değişimi.....	23
Şekil 2.10.	Serbest atomların manyetizması.....	26
Şekil 2.11.	Paramanyetizmanın Curie yasası.....	27
Şekil 2.12.	Antiferromanyetizma (a) spin örgüsü (b) $M(H)$ (c) χ^{-1} (T).....	29
Şekil 2.13.	Antiferromanyetik manganez oksit için spin manyetik momentlerinin antiparalel yöneliminin şematik gösterimi.....	30

Şekil 2.14.	Ferromanyetizma: (a) spin örgüsü ve (b) manyetizasyonun alana bağıllığı ($T_1 < T_c \leq T_2 < T_3$).....	31
Şekil 2.15.	Manyetik malzemelerin farklı türlerinde, M manyetizasyonun, χ manyetik alınganlığın veya χ^{-1} alınganlığın tersinin sıcaklığa bağıllığı	33
Şekil 2.16.	Demanyetize olmuş malzemenin manyetizasyon eğrisi (kesikli eğri). Histerisiz eğri (kesikli eğri).....	36
Şekil 2.17.	Ferrimanyetizma; (a) örgü spini (b) Manyetizasyon eğrisi.....	37
Şekil 3.1.	Örneklerin üretilmesinde kullanılan ark fırını.....	40
Şekil 3.2.	X-ışınlarının bir kristalin düzlemlerinden kırınımı.....	41
Şekil 3.3.	Bruker D8 Advance x-ışını toz difraktometresi.....	43
Şekil 3.4.	SQUID (Superconducting Quantum Interference Devices) manyetometre.....	44
Şekil 3.5.	Mıknatıslanma ölçümlerinde kullanılan SQUID gerilimi-örneğin konumu grafiği.....	44
Şekil 4.1.	$FeMn_{1-x}Ni_xGe$ bileşikleri için için x-ışını toz kırınım analizleri.....	48
Şekil 4.2.	Oda sıcaklığındaki $FeMn_{1-x}Ni_xGe$ örnekleri için birim hücre hacmi V , örgü parametreleri a ve c	49
Şekil 4.3.	$FeMn_{1-x}Ni_xGe$ bileşiklerine ait FC ve ZFC mıknatıslanmaların 100 Oe'lik manyetik alanda 5 K ile 400 K aralığında sıcaklığa göre değişimi.....	49
Şekil 4.4.	$FeMn_{1-x}Ni_xGe$ bileşiklerine ait 5 K'de M-H eğrileri.....	50

SİMGELER VE KISALTMALAR

A_k	Asimetri fonksiyonu
$B(J,x)$	Brillouin fonksiyonu
C	Curie-Weiss sabiti
d	Düzlemler arası uzaklık
g	Landé faktörü
H	Magnetik alan
I_k	X-ışını şiddeti
J	Toplam açısal momentum
k	Miller indisleri
k_B	Boltzmann sabiti
L_k	Lorentz, kutuplanma ve çokluk faktörü
M	Mıknatıslanma
N_W	Moleküler alan katsayısı
P_k	Tercihli yönelim fonksiyonu
s	Skala faktörü
S	Spin açısal momentumu
T	Sıcaklık
V	Birim hücre hacmi
y	X-ışını sayımı
Ω	Pik fonksiyonu

θ	Saçılma açısı
θ_p	Paramagnetik Curie sıcaklığı
λ	X-ışınının dalga boyu
μ_B	Bohr magnetonu
χ	Magnetik alınganlık
ψ	Dalga fonksiyonu
μ	Manyetik moment
m_l	Yörünge manyetik moment
μ_0	Boşluğun geçirgenliği
H_0	Uygulanan manyetik alan
L	Tork, Yörüngesel açısal momentumu
m	Manyetik dipolün manyetik momenti
B	Manyetik akı yoğunluğu
B_0	Boşluk içindeki akı yoğunluğu
μ_r	Bağıl geçirgenlik
D	Dielektrik yerdeğiştirme
P	Polarizasyon
n	Baş kuantum sayısı
m_s	Spin kuantum sayısı
E_0	Taban durum enerji seviyesi
S	Toplam spin açısal momentumu

μ_L	Yörünge dipol momenti
μ_S	Spin dipol momenti
μ_{top}	Toplam momentum
H_m	Moleküler alan
H_{top}	Toplam alan
T_C	Curie sıcaklığı
T_N	Neel sıcaklığı

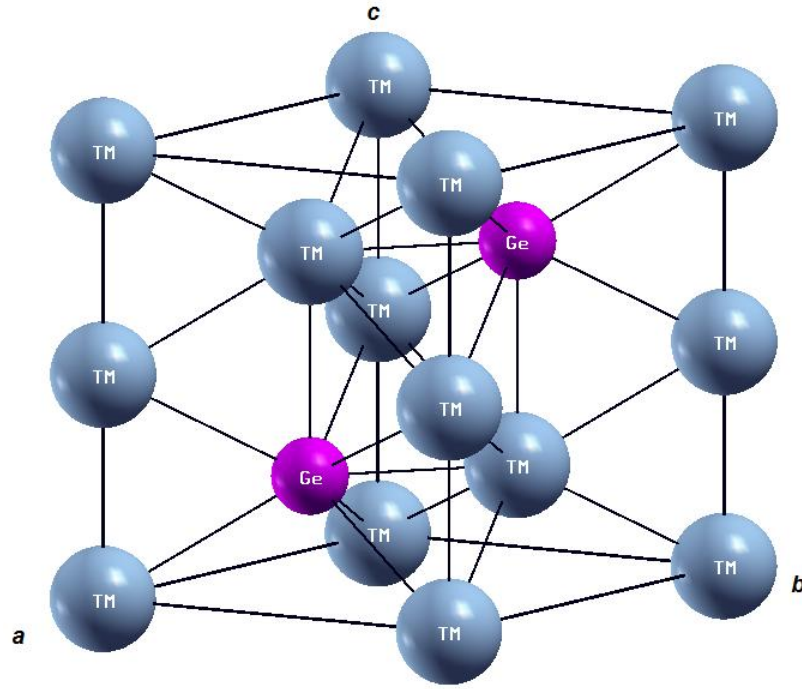
1. BÖLÜM

GİRİŞ

Manyetit (Fe_3O_4) olarak adlandırılan mineral, keşfedilen ilk manyetik malzemedir. İsmi Türkiye’de bir bölge olan Manyezi’den almıştır. Manyetik malzemeler ilk olarak pusulalarda kullanılmıştır. Manyetitin uzun bir parçası eğer havada veya su yüzeyinde desteklenirse yaklaşık olarak kuzey-güney doğrultusunu gösterir [1]. Manyetizma, herhangi bir malzemenin diğer malzemeyle çekici veya itici kuvvet oluşturduğu savunulan ve yıllardır bilinen bir olgudur. Ancak manyetizma ile ilgili açıklamalar 19. yüzyılın başlarına kadar yapılamamıştı. Modern teknolojik makinelerin birçoğu manyetizma ve manyetik malzemelere dayanır. Bunlardan bazıları elektriksel güç jeneratörleri, transformatörler, elektrik motorları, radyo, televizyon, telefonlar, bilgisayarlar, ses ve görüntü sistemlerinin parçalarıdır [2].

Son zamanlarda, 3d geçiş metalleri ile temel elementlerin oluşturduğu intermetalik bileşikler ilginç yapısal ve fiziksel özellikleri nedeniyle yoğun olarak araştırılmaktadırlar [3-12]. Örneğin, Nizol ve arkadaşları [7] $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}\text{MnGe}$ bileşiklerinin manyetik özelliklerini incelemişlerdir. Tüm bileşiklerin düşük sıcaklıklarda ortorombik TiNiSi -tipi kristal yapıya, yüksek sıcaklıklarda ise hegzagonal Ni_2In -tipi kristal yapıya sahip oldukları bulunmuştur. $0 \leq x \leq 0.2$ aralığındaki bileşikler, spiral antiferromanyetik yapıya sahip iken, $x \geq 0.5$ değerleri için doğrusal ferromanyetik yapı gözlenmiştir. $0.3 \leq x \leq 0.5$ aralığındaki örneklerde ise, artan sıcaklıkla sırasıyla spiral antiferromanyetik, doğrusal olmayan ferromanyetik ve doğrusal ferromanyetik yapı görülmüştür. Lin ve arkadaşları [12], x-ışını kırınımı (XRD) ve manyetizasyon ölçümleri yaparak $\text{MnFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Ge}$ bileşiklerinin yapısal ve manyetik özelliklerini çalışmışlardır. $x \leq 0.8$ için bileşiklerde, hegzagonal Ni_2In -tipi kristal yapı, $x > 0.8$ için ise ortorombik TiNiSi -tipi kristal yapı gözlenmiştir. $\text{MnFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Ge}$ bileşiklerinde Cruie

sıcaklığı $x=0$ için 159 K'den $x=1$ için 345 K'e kadar değişmektedir. $\text{MnFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{Ge}$ bileşiklerinin 5 K'deki doyum mıknatıslanması $1.94 \mu_B/\text{f.u.}$ 'dan $4.13 \mu_B/\text{f.u.}$ 'ya x 'in artmasıyla artar.



Şekil 1.1. Hekzagonal Ni_2In -tipi kristal yapı.

FeMnGe ve FeNiGe bileşikleri $P6_3/mmc$ uzay grubuna sahip hekzagonal Ni_2In -tipi kristal yapıya sahiptir. Bu kristal yapıda, 3d geçiş metalleri $2a(0,0,0)$ ve $2d(1/3,2/3,3/4)$ konumlarında, Ge atomları ise $2c(1/3,2/3,1/4)$ konumunda bulunur. Şekil 1.1. Xcrystden [13] kodu kullanılarak çizilen Ni_2In -tipi kristal yapıyı gösterir. Daha önce yapılan araştırmalara göre FeMnGe ve FeNiGe bileşikleri ferromanyetik özellik göstermektedirler. Curie sıcaklığı T_C ve düşük sıcaklıklardaki doyum mıknatıslanması sırasıyla FeMnGe için 159 K ve $1.94 \mu_B/\text{f.u.}$, FeNiGe için 770 K ve $0.5 \mu_B/\text{f.u.}$ 'dir [4,12]. Bu tez çalışmasında ise $\text{FeMn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Ge}$ ($0 \leq x \leq 1$) bileşikleri, bölümümüz malzeme araştırma laboratuvarındaki ark eritme fırınında sentezlenerek kristal yapı ve manyetik özellikleri incelenmiştir. Kristal yapı analizi, Erciyes Üniversitesi Teknoloji Araştırma ve Uygulama Merkezinde bulunan Bruker D8 Advance x-ışını toz kırınım difraktometresinden alınan veriler ile yapılmıştır. Manyetik ölçümler ise Güney Illinois

Üniversitesi (Carbondale) Fizik Bölümünde kurulu bulunan Quantum Design SQUID manyetometre ile alınmıştır.

2. BÖLÜM

Malzemelerin manyetik özellikleri bir dış manyetik alana verdikleri tepkiye göre belirlenir. Manyetik özellik gösteren malzemeler: paramanyetik, diamanyetik, ferromanyetik, antiferromanyetik ve ferrimanyetik olmak üzere beş ana sınıfa ayrılırlar. Herhangi bir malzemenin manyetik karakterizasyonu yapılırken manyetik moment, mıknatıslanma ve manyetik alınganlık kavramları önemlidir [14].

2.1. Temel Terimler

2.1.1. Manyetik Moment

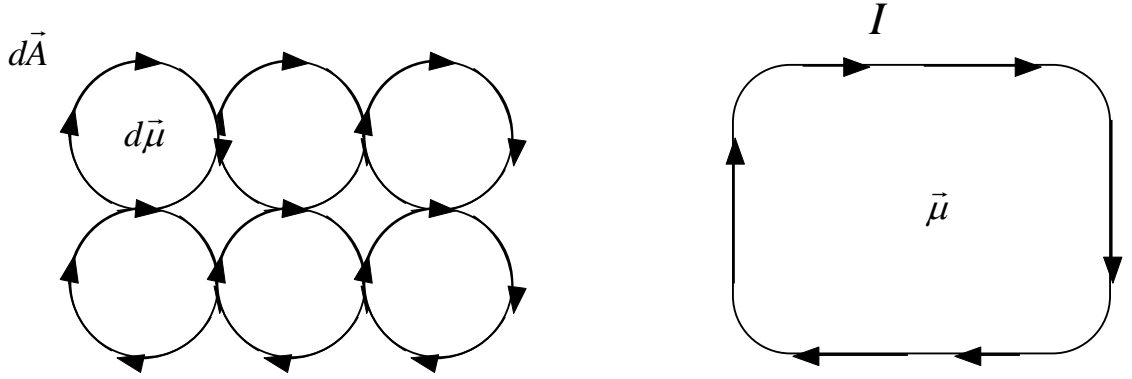
$\vec{\mu}$ manyetik momentini bir akım ilmeği kullanarak açıklanabilir. Bir $d\vec{A}$ alanını ortaya koyacak şekilde sonsuz küçük bir ilmeğin etrafındaki akımın I olduğu farz edilirse, uygun manyetik moment $d\vec{\mu}$,

$$d\vec{\mu} = I d\vec{A} \quad (2.1)$$

şeklinde ifade edilir. Vektör alanın yönü sağ el kuralı ile bulunur. Bu küçük ilmeklerin manyetik momentlerinin toplamı, sonlu büyüklükte bir ilmek için

$$\vec{\mu} = \int d\vec{\mu} = I \int d\vec{A} \quad (2.2)$$

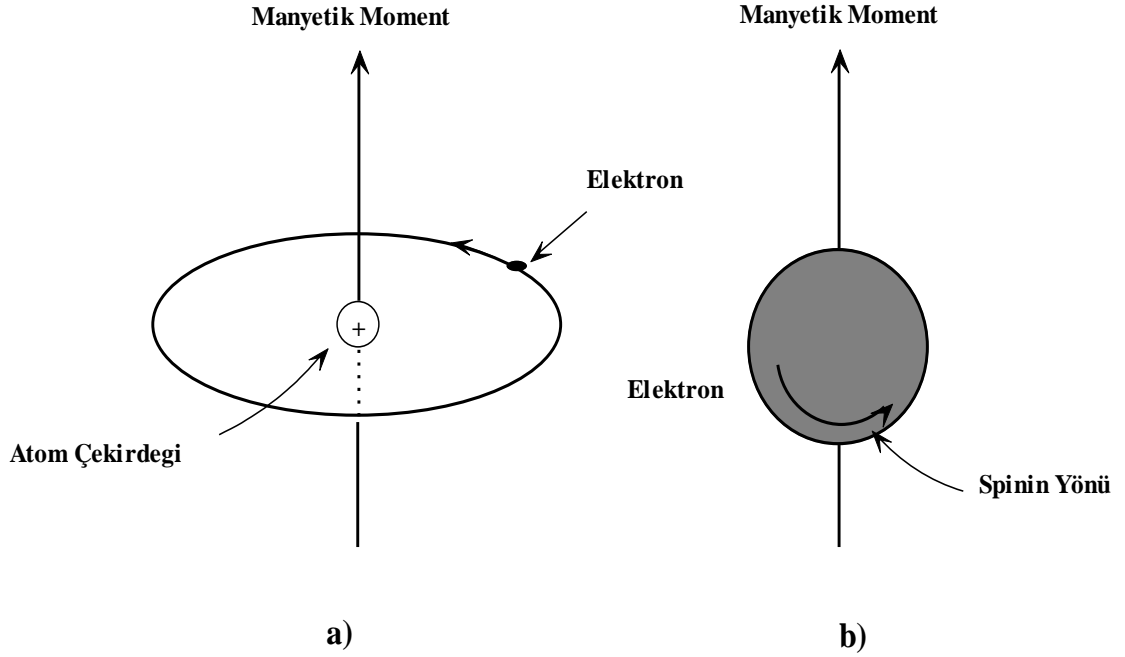
şeklinde $\vec{\mu}$ manyetik momentini hesaplamaya izin verir. Şekil 2.1’de görüldüğü gibi, küçük ilmeklerden oluşan sistemde her bir ilmekten aynı yönde akım geçtiği düşünülürse, komşu ilmekler arasındaki bölgelerde zıt yönde akımlar birbirini yok eder ve yalnız sonlu büyük ilmeğin çevresi etrafında dolanan akım kalır [14].



Şekil 2.1. Manyetik moment.

Atomların manyetik momentini kısmen doldurulmuş elektron kabuklarındaki elektronlardan kaynaklanır ve açısal momentum olarak bilinen temel bir özellik tarafından belirlenir. Her elektron yörünge hareketi veya spin açısal momentumla ilgili bir açısal momentuma sahiptir. Bununla birlikte, atomik manyetik momentin iki kaynağı vardır, elektronların yörünge hareketi ve elektron spiniyle ilgili akımlardır [1].

İlki elektronun çekirdek etrafındaki yörünge hareketi ile ilgilidir. Hareketli bir yük olan elektron şekil 2.2.a’da şematik olarak gösterildiği gibi çok küçük manyetik alan oluşturan ve dönme eksenini boyunca bir manyetik momente sahip olan küçük bir akım halkası olarak düşünülebilir.



Şekil 2.2. Manyetik momentin a) elektronun yörünge ve b) elektronun spin hareketiyle ilgisi.

Diğeri, her bir elektronun bir eksen etrafında yaptığı spin hareketinden kaynaklanan momenttir ve şekil 2.2.b'de görüldüğü gibi spin eksenini boyunca yönelmiştir. Spin manyetik momentleri sadece ya yukarı yönde ya da antiparalel olarak aşağı yönde olabilir. Böylece bir atomdaki her bir elektron kalıcı yörünge ve spin manyetik momentlere sahip küçük bir mıknatıs olarak düşünülebilir.

En temel manyetik moment $9.27 \times 10^{-24} \text{ Am}^2$ değerinde olan μ_B ile gösterilen Bohr magnetonudur. Bir atomdaki her elektron için spin manyetik momentini $\pm \mu_B$ 'dir (yukarı spin için artı, aşağı spin için eksi). Ayrıca, yörünge manyetik momentin katkısı $m_l \mu_B$ 'ye eşittir ve burada m_l elektronun manyetik kuantum sayısıdır [2].

Her ayrı atomda, bazı elektron çiftlerinin yörünge momentleri birbirini yok eder ve bu aynı zamanda spin momentleri için de geçerlidir. Örneğin, yukarı spinli bir elektronun spin momentini, aşağı spinli elektronun spin momentini yok edecektir. O zaman, net manyetik moment bir atom için, yörünge ve spin katkıları dahil edilerek ve yok olan

momentlerin hesabı dikkate alınarak, tüm elektronların her birinin manyetik momentlerinin tam olarak toplamı olur. Tüm elektronlar dikkate alındığında, elektronların tam olarak doldurduğu kabuklara ve alt kabuklara sahip bir atom için, yörünge ve spin momentlerinin her ikisi de tamamen yok olur. Bu nedenle elektronlarla tamamen dolu kabuklara sahip atomlardan oluşan malzemeler kalıcı bir şekilde manyetik olma yeteneğine sahip değildir. Bu sınıf hem asal gazları (He, Ne, Ar vb.) hem de bazı iyonik malzemeleri içerir. Manyetizmanın çeşitleri diamanyetizma, paramanyetizma ve ferromanyetizmayı içine alır ve ilave olarak antiferromanyetizma ve ferrimanyetizma, ferromanyetizmanın alt sınıfları olarak düşünülür. Bütün malzemeler bu çeşitlerden en az birini gösterir ve davranış, elektron ve atomun manyetik dipollerinin dışarıdan uygulanan manyetik alana tepkisine bağlıdır [2].

2.1.2. Manyetik Kutup Kavramı

Manyetik kuvvetler hareketli elektrik yüklü parçacıklar tarafından üretilir. Buradaki manyetik kuvvetler, etkili olan herhangi elektrostatik kuvvetlere de ilave edilir. Çoğu kez alan terimlerinde manyetik kuvvetlerin olduğunun düşünülmesi daha kullanışlı olmuştur. Hayali kuvvet çizgileri, alanı oluşturan kaynağın çevresindeki konumlarda kuvvetin yönünü göstermek için çizilebilir [2].

Çoğu zaman manyetizmanın davranışı elektrostatikinki ile aynıdır. Temel manyetik olay r uzaklığıyla ayrılmış p_1 ve p_2 şiddetindeki manyetik kutuplar arasındaki bir etkileşmeyi gösterir. Bu etkileşme elektriksel yüklü parçacıklar arasındaki Coulomb etkileşmesine benzer

$$\vec{F} = \frac{p_1 p_2}{4\pi\mu_0 r^2} \quad (2.3)$$

burada \vec{F} bir manyetik kutup üzerine etkiyen kuvvettir ve μ_0 boşluğun geçirgenliğidir.

Alternatif olarak, bir elektrik akımı da manyetik kutup üzerinde bir kuvvet uygular. Manyetik alanı ister manyetik kutup veya isterse elektrik akımı oluştursun, p şiddetindeki bir manyetik kutup üzerine etkiyen F kuvveti,

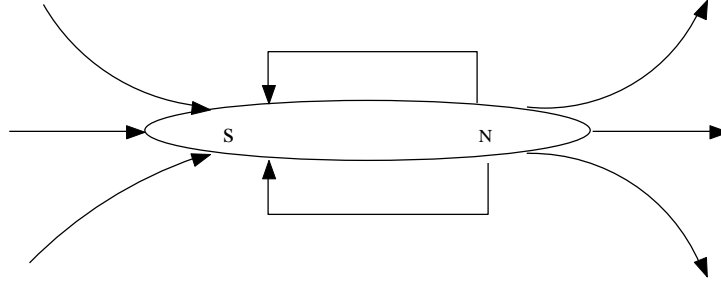
$$\vec{F} = p\vec{H}_0 \quad (2.4)$$

şeklindedir ve burada \vec{H}_0 uygulanan manyetik alandır. Manyetik kutuplar çift olarak oluşur. Bir mıknatıs parçalara ayrıldığı zaman, her parça bir çift kutba sahip olur.

Denklem 2.4. ile verilen ifade, eğer manyetik bir malzeme bir mıknatısın yanına getirilirse, mıknatısın manyetik alanının malzemeyi mıknatıslayacağı anlamına gelmektedir. Bu nedenle, manyetik alan bazen mıknatıslayan kuvvet olarak adlandırılır. Ayrıca, manyetik alanı yönü pusula iğnesine teğet olan, kuvvet çizgisi olarak da isimlendirilen çizgiler ile göstermek adet olmuştur. Şekil 2.3'de görüldüğü gibi, mıknatısın dış tarafındaki manyetik alan çizgileri kuzey kutbundan dışa doğru yayılır. Çizgiler kuzey kutbundan ayrılırlar ve güney kutbuna geri dönerek mıknatısa tekrar girerler.

Uçlarında p ve $-p$ manyetik kutuplarına sahip l uzunluğunda bir çubuk mıknatıs, düzgün bir manyetik alan içine konulursa, manyetik kuvvet çifti bir \vec{L} torku meydana getirir:

$$\vec{L} = -pl\vec{H} \sin \theta \quad (2.5)$$



Şekil 2.3. Bir manyetin veya mıknatıslanmış malzemenin dışındaki manyetik alanın gösterimi.

Burada θ , çubuk mıknatısın \vec{H} manyetik alanının yönü ve \vec{M} manyetizasyonunun yönü arasındaki açıdır. p_l çarpımı demir çubuğun \vec{M} manyetizasyonudur.

Tork tarafından yapılan iş sürtünme kuvvetinin yokluğunda bir U potansiyel enerjisinin oluşmasını sağlar.

$$U = -MH\cos\theta \quad (2.6)$$

Bu eşitlik, bir dış manyetik alan uygulandığı zaman manyetik bölgelerin tartışılmasında ve manyetizasyonun yeniden düzenlenmesinde oldukça önemlidir. Potansiyel enerji $\theta = 0$ olduğu zaman minimum değere sahip olur [1].

Manyetik moment bir dış H alanına konulduğunda sahip olacağı enerji şu şekilde verilir.

$$E = -\mu_0 \vec{\mu} \cdot \vec{H} = -\mu_0 \mu H \cos\theta. \quad (2.7)$$

Buradan θ dışarıdan uygulanan manyetik alan ile manyetik moment arasındaki açıdır [2].

Eğer l uzunluğundaki bir demir çubuk sıfır değerine yol açıyorsa, aynı anda p manyetik kutupların şiddeti de çok büyük oluyorsa, oluşan bu sistem manyetik dipol olarak adlandırılır.

Manyetik dipolün $\vec{\mu}$ manyetik momentini

$$\vec{\mu} = \vec{M}dV \quad (2.8)$$

ile verilir. Burada \vec{M} daha sonra bahsedilecek olan mıknatıslanmadır ve dV birim hacimdir. Bu denklem \vec{M} için bir tanım olarak düşünülür. Eğer manyetizasyon mıknatıslanmış bir cisim boyunca sabitse, manyetik görüş açısından homojen olarak düşünülür [1].

2.1.3. Mıknatıslanma

Herhangi bir malzemenin mıknatıslanması, bir dış manyetik alan altında sahip olduğu manyetik moment sayısı ile ilişkilidir. Birim hacimdeki manyetik moment sayısı mıknatıslanmanın büyüklüğünü verir ve \vec{M} ile gösterilir.

$$M = \mu \frac{N}{V} \quad (2.9)$$

Genellikle bu büyüklük ortalama olarak birkaç atomik manyetik moment büyüklüğü skalasında verilir. Bu koşullar göz önünde bulundurulduğunda mıknatıslanma, düzgün bir şekilde değişen bir vektör alanı olarak düşünülür. Vakum ortamında mıknatıslanma meydana gelmez [14].

2.1.4. Manyetik İndüksiyon

Dışarıdan uygulanan manyetik alan, bazen manyetik alan şiddeti olarak adlandırılır ve \vec{H} ile gösterilir. Eğer manyetik alan l uzunluğuna sahip ve I büyüklüğünde akım taşıyan N sayısında sıkı sarımlardan oluşan silindirik bir bobin (veya selenoid) vasıtasıyla oluşturuluyorsa, o zaman

$$H = \frac{NI}{l} \quad (2.10)$$

olur. H 'nin birimi birim metre başına amper ve sarım sayısıdır veya sadece birim metre başına amperdir.

\vec{B} ile gösterilen manyetik indüksiyon veya manyetik akı yoğunluğu, \vec{H} alanına maruz kalmış bir cismin içindeki alan şiddetinin büyüklüğü olarak temsil edilir. \vec{B} için birimler, tesla veya birim metre kare başına weber'dir. \vec{B} ve \vec{H} 'nin ikisi, yalnız büyüklükleri ile değil aynı zamanda uzaydaki yönelimi ile tanımlanan alan vektörleridir [2].

Manyetik alan şiddeti ve akı yoğunluğu

$$\vec{B} = \mu\vec{H} \quad (2.11)$$

ifadesi ile birbirine bağlıdır. μ parametresi geçirgenlik olarak adlandırılır ve içinden H alanının geçtiği ve B 'nin ölçüldüğü özel bir ortamın özelliğidir. Geçirgenlik amper-metre başına weber (Wb/A.m) veya metre başına Henry (H/m) boyutuna sahiptir.

Vakum ortamında

$$\vec{B}_0 = \mu_0 \vec{H} \quad (2.12)$$

şeklinde lineer bir bağıntı vardır. Burada μ_0 boşluğun geçirgenliğidir ve $4\pi \times 10^{-7}$ (1,257 x 10⁻⁶) H/m değerine sahip evrensel bir sabittir. \vec{B}_0 parametresi boşluk içindeki akı yoğunluğu olarak ifade edilir.

Birkaç parametre katıların manyetik özelliklerini tanımlamak için kullanılabilir. Bunlardan birisi, bir malzemenin geçirgenliğinin boşluğun geçirgenliğine oranıdır ve

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (2.13)$$

şeklinde yazılır. Burada μ_r bağıl geçirgenlik olarak adlandırılır ve birimsizdir. Bir malzemenin geçirgenliği veya bağıl geçirgenliği, malzemenin mıknatıslanabilme derecesinin bir ölçüsüdür veya bir dış \vec{H} alanının varlığında \vec{B} alanının indüklenebilmesidir.

Diğer bir alan niceliği olan katının manyetizasyonu \vec{M} ,

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} + \mu_0 \vec{M} \quad (2.14)$$

şeklindeki ifade ile tanımlanır. Bir \vec{H} alanının varlığında, malzemenin içindeki manyetik momentler alanla aynı hizaya gelme eğiliminde olurlar ve manyetik alanların etkisiyle onu güçlendirirler. Denklem 2.14'deki $\mu_0 \vec{M}$ terimi bu katının bir ölçüsüdür [2].

2.1.5. Manyetik Alınganlık Ve Geçirgenlik

Bir cisim manyetik alan içerisine konduğu zaman, bu cismin mıknatıslanması uygulanan alan ile orantılı olarak değişir. M manyetizasyonu uygulanan alan ile

$$M = \chi H \quad (2.15)$$

şeklinde orantılıdır. Burada χ orantı katsayısına manyetik alınganlık denir ve birimsizdir. Manyetik alınganlık ve bağlı geçirgenlik,

$$\chi = \mu_r - 1 \quad (2.16)$$

ifadesi ile birbirine bağlıdır.

Yukarıda verilen manyetik alan parametrelerin her biri için bir dielektrik benzerlik vardır. \vec{B} ve \vec{H} alanları, sırasıyla dielektrik yer değiştirme \vec{D} ve elektrik alan \vec{E} ile benzerdir. Oysa μ geçirgenliği elektriksel geçirgenlik ϵ' 'ye paraleldir. Ayrıca \vec{M} manyetizasyonu ve \vec{P} polarizasyonu birbiriyle bağlantılıdır.

Mıknatıslanması uygulanan dış alanla doğru orantılı olan malzemelere lineer malzemeler denir. Bu durumda, \vec{B} ve \vec{H} arasında

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi)\vec{H} \quad (2.17)$$

$$\vec{B} = \mu_0\mu_r\vec{H} \quad (2.18)$$

şeklinde lineer bir ilişki vardır ve $\mu_r = 1 + \chi$ bağıl geçirgenliktir. Bağıl geçirgenlik için karakteristik değerler

vakumda: $\mu_r = 1$

genel olarak madde içinde: $\mu_r \geq 1$

madde içinde olası değeri $\mu_r \approx 100.000$

şeklinde olabilir [14].

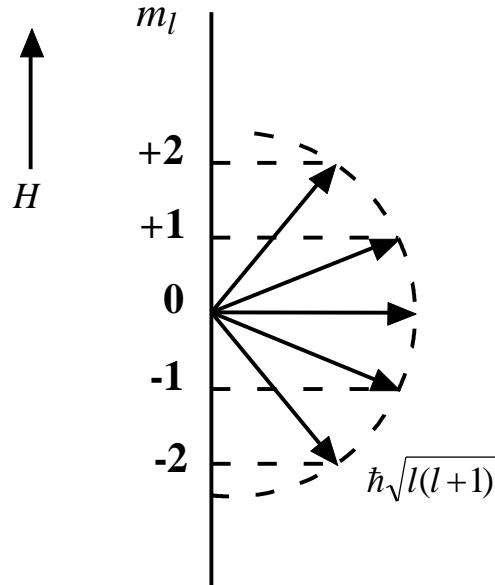
2.1.6. Atomik Momentlerin Kaynağı

2.1.6.1. Elektronların Spin ve Orbital Durumları

Schrödinger denklemi vasıtasıyla atomların temel kuantum mekaniksel işleyişi, elektronlar tarafından işgal edilen enerji seviyeleri ile ilgili bilgiye rehberlik etmektedir. Kuantum mekaniksel olarak bütün durumlar dört kuantum sayısı ile karakterize edilir:

1. 1,2,3,...değerlerini alabilen toplam veya baş kuantum sayısı olarak adlandırılan n , orbitalin büyüklüğünü belirler ve enerjisini tanımlar. Bu enerji, hidrojen atomundaki gibi çekirdek etrafında dolanan bir elektronla ilgilidir. Birden fazla elektron olması durumunda, orbitalin enerjisi, elektronun diğer elektronlarla etkileşmesiyle bir miktar değişir. $n=1,2,3,\dots$ orbitallerindeki elektronlar sırasıyla K,L,M,...kabuklarının doldurulmasıyla ilişkilendirilir.
2. Yörünge açısal momentum kuantum sayısı l , yörünge hareketinin açısal momentumunu tanımlar. l 'nin verilen bir değeri için, yörünge hareketinin bir sonucu olarak elektronun açısal momentumu $\hbar\sqrt{l(l+1)}$ 'ye eşittir. l sayısı yörüngeye bağlı olarak 0,1,2, 3,..., $n-1$ tam sayı değerlerinden birini alabilir. $l=1,2,3,4,\dots$ değerli elektronlar sırasıyla s,p,d,f,g,...elektronlarıyla ilişkilendirilir. Örneğin, M kabuğu ($n=3$) s, p ve d elektronlarını barındırır.

3. Manyetik kuantum sayısı m_l , yörünge açısai momentumu l 'nin belirli bir yöndeki bileşenini tanımlar. Genelde, kuantum yönelimi olarak adlandırılan bu sayı uygulanan bir alan yönünde seçilir. Ayrıca, m_l kuantum sayıları yalnızca tam sayı değerler alabilir. l 'nin verilen bir değeri için, m_l manyetik kuantum sayısı $m_l=l, l-1, \dots, 0, \dots, -l+1, -l$ değerlerini alabilir. Örneğin, bir d elektronu için açısai momentumun alan yönündeki izinli değerleri $2\hbar, \hbar, 0, -\hbar$ ve $-2\hbar$ 'dir. Bu nedenle, atomun vektör modelinin temelinde, elektronik orbital düzlemi sadece belirli mümkün yönelimlere izin verir. Diğer bir deyişle, atom uzaysal olarak kuantumludur. Bu durum Şekil 2.4'de gösterilmiştir.



Şekil 2.4. $l=2$ ve sıfırdan farklı dış alan durumuna uygun atomun vektör modeli.

4. m_s spin kuantum sayısı, elektron spini s 'nin belirli bir yönde genellikle uygulanan alan yönündeki bileşenini tanımlar. Elektron spini s , her bir elektronun kendi eksenini etrafında dönmesine uygun içsel açısai momentumdur. m_s 'nin izinli değerleri $\pm 1/2$ 'dir ve spin açısai momentumunun uygun bileşenleri $\pm \hbar/2$ 'dir.

Pauli prensibine göre, iki elektronun aynı durumu işgal etmesi mümkün değildir, yani iki elektronun durumları n, l, m_l ve m_s kuantum sayılarının farklı gruplarıyla karakterize edilir. Verilen bir kabuğu dolduran elektronların maksimum sayısı

$$2 \sum_{l=0}^{n-1} (2l + 1) = 2n^2 \quad (2.19)$$

şeklinde yazılır. Hareketli elektron, aslında elektron yörüngesine benzeyen bir telde akan bir akım olarak düşünülebilir. Bu elektron hareketine karşılık gelen manyetik etkiler eşdeğer manyetik kabuk düşünülerek türetilir. Yörünge açısai momentumu $\hbar l$ olan bir elektron,

$$\vec{\mu}_l = -\frac{|e|\hbar}{2m} \vec{l} = \mu_B \vec{l} \quad (2.20)$$

şeklinde verilen bir manyetik momente sahiptir. Manyetik momentin mutlak değeri,

$$|\vec{\mu}_l| = \mu_B \sqrt{l(l+1)} \quad (2.21)$$

ile verilir ve uygulana alan yönündeki izdüşümü

$$\mu_{lz} = \mu_l \mu_B \quad (2.22)$$

şeklindedir. Bu durum spin açısai momentum için farklıdır. Bu durumda, manyetik moment,

$$\vec{\mu}_s = -g_e \frac{|e|\hbar}{2m} \vec{s} = -g_e \mu_B \vec{s} \quad (2.23)$$

şeklindedir. Burada $g_e (=2.002290716)$ spektroskopik yarıma faktörüdür veya serbest elektron için g faktörüdür. Alan yönündeki bileşen

$$\mu_{sz} = -g_e m_s \mu_B \quad (2.24)$$

şeklindedir. Bir \vec{H} manyetik alanda manyetik moment $\vec{\mu}$ 'nün enerjisi Hamiltonyen ile

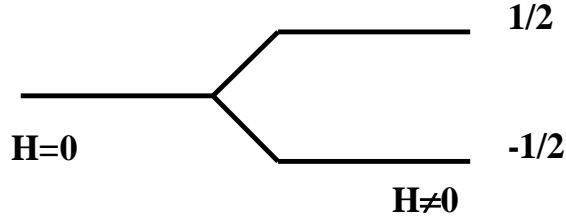
$$H = -\mu_0 \vec{\mu} \cdot \vec{H} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (2.25)$$

şeklinde verilir. En düşük enerji yani taban durum enerjisi E_0 'a, $\vec{\mu}$ ve \vec{H} paralel olduğunda ulaşılır. Denklem 2.24 ve $m_s = -1/2$ kullanılarak, tek bir elektron için taban durum enerjisi,

$$E_0 = -\mu_0 \mu_{sz} H = +g_e m_s \mu_0 \mu_B H = -\frac{1}{2} g_e \mu_0 \mu_B H \quad (2.26)$$

şeklinde bulunur. Spin kuantum sayısı $m_s = +1/2$ olan bir elektron için, enerji $+\frac{1}{2} g_e \mu_0 \mu_B H$ 'ye eşittir. Bu ifade, manyetik spin momentinin alanla ilgili olarak antiparalel hizalanmasına uygundur.

Manyetik alanın yokluğunda, $m_s = \pm 1/2$ ile karakterize edilen iki durum dejeneredir, yani aynı enerjiye sahiplerdir. Şekil 2.5'de görüldüğü gibi, manyetik alanın uygulanması bu dejenereliği kaldırır. Manyetik alanın mutlaka bir dış alan olması gerekmediği aşıkardır. Bu alan aynı zamanda elektronların yörünge hareketleri ile üretilen alan da olabilir. Alan o zaman yörünge açısai momentumu l ile orantılı olur ve denklem 2.25 ve denklem 2.26 kullanıldığında, enerjiler $s.l$ ile orantılı olur. Bu durumda, dejenereliğin spin-yörünge etkileşmesiyle kaldırıldığı söylenir.



Şekil 2.5. $m_s=+1/2$ ve $m_s=-1/2$ spin kuantum sayılı iki elektron durumunun enerji seviyelerine manyetik alanın etkisi.

2.1.6.2. Atomların Vektör Modeli

Manyetizmanın atomik kaynağını tanımlanırken, elektronun yörünge ve spin hareketleri ve onlar arasındaki etkileşimler düşünülmelidir. Verilen bir atomun toplam yörünge açısal momentumu,

$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i \quad (2.27)$$

şeklinde tanımlanır ve toplam bütün elektronlar dikkate alınarak genişletilebilir. Burada, tamamen dolu kabuk üzerinden toplamın sıfır olduğu hesaba katılmalıdır ve katkılar yalnızca tamamen dolu olmayan kabuklardan gelir. Aynı tartışmalar

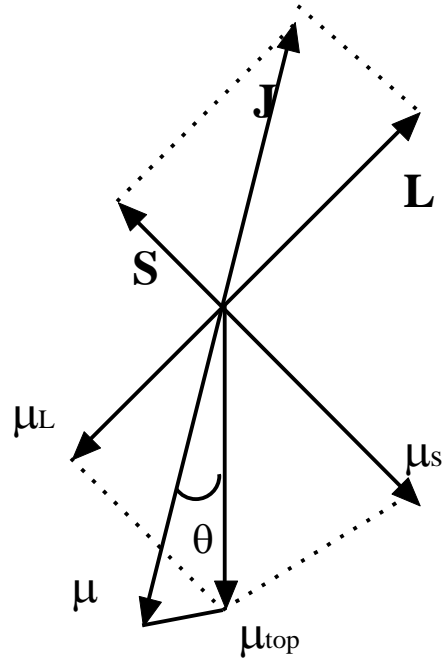
$$\vec{S} = \sum_i \vec{s}_i \quad (2.28)$$

şeklinde tanımlanan toplam spin açısal momentumu için de geçerlidir. Böylece toplam açısal momentum, spin-yörünge etkileşmesini içerecek şekilde spin açısal momentum ile yörünge açısal momentumun toplamı formunda yazılır:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (2.29)$$

Bu çeşit çiftlenim Russell-Saunders çiftlenimi olarak adlandırılır ve çoğu manyetik

atomlara uygulaması vardır. J , $J=(L-S)$, $(L-S+1)$ 'den $(L+S-1)$, $(L+S)$ 'ye kadar değerler alabilir. Böyle seviyelere sahip bir grup multipllet olarak adlandırılır. Enerjisi en düşük seviye taban durum multipllet seviyesi olarak adlandırılır. \vec{L} ve \vec{S} açısal momentumları, $\lambda \vec{L} \cdot \vec{S}$ (λ spin yörünge çiftlenim sabiti) etkileşme enerjili spin-yörünge etkileşmesi ile birbiriyle etkileştiği için multipllet seviyelerinde farklı türde yarılmalar olur. Bu etkileşimden dolayı, \vec{L} ve \vec{S} vektörleri \vec{J} sabit vektörü etrafında presesyon hareketi yaparak birbirlerine tork uygularlar. Bu durum şekil 2.6'da görülmektedir, burada $\vec{\mu}_L = -\mu_B \vec{L}$ ve $\vec{\mu}_S = -g_e \mu_B \vec{S}$ dipol momentleri, yörünge ve spin momentumlarına



Şekil 2.6. \vec{S} ve \vec{L} açısal momentumları arasındaki spin-yörünge etkileşmesi.

uygundur ve bunlarda \vec{J} etrafında presesyon hareketi yaparlar. Toplam momentum $\vec{\mu}_{top} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S$ \vec{J} ile aynı doğrultuda değildir, fakat daha büyük jromanyetik orandan dolayı spine doğru eğilmiştir. Şekil 2.6'da görüldüğü gibi $\vec{\mu}_{top}$ vektörü \vec{J} ile θ açısı yapar ve aynı zamanda \vec{J} etrafında presesyon hareketi yapar. Presesyon frekansı genellikle oldukça yüksektir, şöyle ki sadece $\vec{\mu}_{top}$ 'ın \vec{J} yönündeki bileşeni gözlenir, diğer bileşenlerin ortalaması sıfırdır. Bu nedenle manyetik özellikler

$$\vec{\mu} = \vec{\mu}_{top} \cos\theta = -g_i \mu_B j \quad (2.30)$$

ile verilen bağıntıyla belirlenir. Buradaki g_j , Lande spektroskopik g faktörü olarak adlandırılır ve

$$g_j = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.31)$$

şeklinde gösterilir.

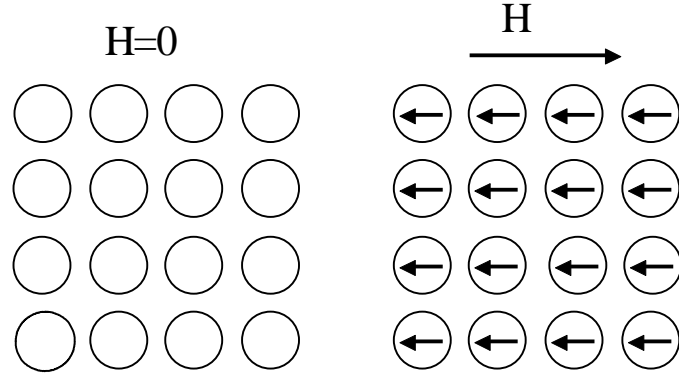
Herhangi bir atom için, tam olarak dolu olmayan elektron kabuğunda bulunan elektronların sayısı o atomun kuantum sayılarını belirler. Taban durumundaki serbest atom için L , S ve J değerlerini tahmin etmek için Hund kuralları kullanılmalıdır. Hund kuralları şunlardır;

1. S değeri, dışarlama ilkesinin izin verdiği kadarıyla maksimum değerler alır.
2. L değeri de, 1'deki kuralın izin verdiği kadarıyla maksimum değerler alır.
3. Eğer kabuklar yarıdan daha az dolu ise, taban durum multipler seviyesi $J=L-S$ 'ye sahip olur, fakat kabuklar yarıdan daha fazla dolu ise taban durum multipler seviyesi $J=L+S$ 'ye sahiptir [16].

2.2. Manyetik Malzemelerin Sınıflandırılması

2.2.1. Diamanyetizma

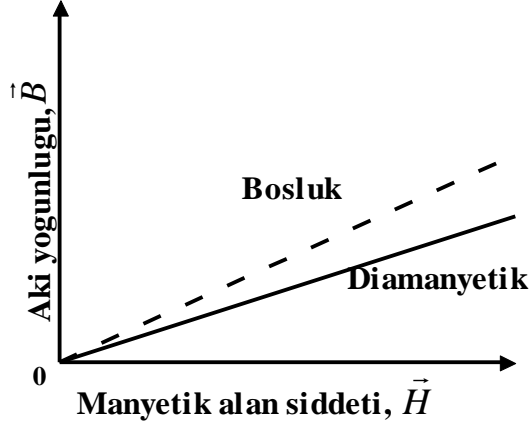
Diamanyetizma kalıcı olmayan manyetizmanın çok zayıf halidir ve sadece bir dış alan uygulanıyor olduğunda devam eder. Uygulanan manyetik alan elektronların yörünge hareketinde değişime neden olur. Oluşan manyetik momentin büyüklüğü son derece küçüktür ve uygulanan alanın yönüne zıt yöndedir. Bu nedenle, bağıl geçirgenlik μ_r birim değerden daha küçüktür (sadece çok azdır) ve manyetik alınganlık negatiftir. Yani diamanyetik katı içinde B alanının büyüklüğü boşluktaki değerinden daha azdır. Diamanyetik katı malzemeler için χ_m ile gösterilen alınganlığın şiddeti 10^{-5} mertebesindedir. Güçlü bir elektromıknatısın kutupları arasına konulduğunda, diamanyetik malzemeler alanın zayıf olduğu bölgelere doğru çekilirler.



Şekil 2.7. Diamanyetik malzeme için bir manyetik alan yokken ve varken atomik dipol düzeni.

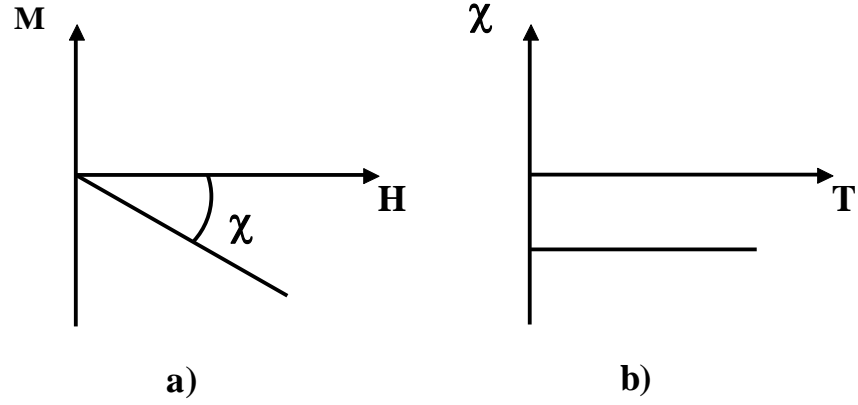
Şekil 2.7’de diamanyetik malzeme için bir dış manyetik alan yokken ve varken atomik manyetik dipol düzeni şematik olarak gösterilmiştir. Burada oklar atomik dipol momentleri temsil eder. Bir dış alan yokken dipoller yoktur, bir alan varken alana zıt yönde yönelen dipoller oluşur. Diamanyetik davranış gösteren bir malzeme için \vec{B} ’nin dış alan \vec{H} ’ye bağlılığı şekil 2.8’de gösterilmiştir. Diamanyetizma bütün malzemelerde

bulunur, ama çok zayıftır. Manyetizmanın diğer türleri tamamen yok olduğu zaman sadece diamanyetizma gözlenebilir. Manyetizmanın bu davranışının pratik olarak bir önemi yoktur [2].



Şekil 2.8. Diamanyetik davranış gösteren bir malzeme için \vec{B} 'nin dış alan \vec{H} 'ye bağıllığı.

Diamanyetizmanın, iyonlarla doldurulmuş elektron kabuklarında uygulanan alanla indüklenen perdeleme akımlarından kaynaklandığı kabul edilebilir. Bu akımlar her bir atomda bulunan indüklenmiş momente eşdeğerdir [16]. Herhangi bir maddeye manyetik alan uygulanması madde içindeki elektronları ivmelendiren bir elektromotor kuvvet (emk) oluşmasına (Faraday yasası) neden olur. Lenz yasasına göre, ortaya çıkan elektrik akımı, uygulanan alanı azaltacak yönde olur. Böylece uygulanan alana zıt yönde bir mıknatıslanma oluşur [17]. Diamanyetik malzemeler için manyetik alınganlık χ eksi değerler alır ve sıcaklığa çok zayıf bir şekilde bağlıdır (şekil 2.9.).



Şekil 2.9. Diamanyetik malzeme için (a) manyetizasyonun alana bağlılığı ve (b)manyetik alınganlığın sıcaklıkla değişimi.

Bir numunenin diamanyetizma özelliği aracılığıyla elde edilen bağıntılar nicel olarak tanımlanabilir. Bir örnek içinde elektronların yörünge hareketinin pertürbasyonunun, manyetik alanda hareket ettiğinde her bir elektronun uğradığı kuvvete sebep olduğu düşünülür. Bir manyetik alanın varlığında I akımı taşıyan bir iletken $\Delta \vec{l}$ parçası için Lorentz Kuvveti

$$\vec{F} = I \Delta \vec{l} \times \vec{B} \quad (2.32)$$

şeklinde verilir ve serbest uzayda ifade

$$\vec{F} = \mu_0 I \Delta \vec{l} \times \vec{H} \quad (2.33)$$

halini alır. Eğer v hızına sahip tek bir e yükünün hareketi düşünülürse

$$\vec{F} = \mu_0 e \vec{v} \times \vec{H} \quad (2.34)$$

ifadesi elde edilir. Tek bir çekirdek etrafında klasik bir yörüngede hareket eden bir elektron üzerindeki bu kuvvetin etkisini bulmak kolaydır. Bu etki kuantum mekanişel olarak tartişıldığında büyük değişime uğramayan bir goruntu sağlar ve amaç için yeterli olur. \vec{H} alanının dairesel bir yorünge düzlemine dik yönde uygulandığı varsayılışın. Alanla ilgili olarak elektronun saat yönünde veya saat yönünün tersinde hareketine bağlı olarak, \vec{F} kuvveti ya yorünge merkezinden dışa ya da ie doğru etki edecektir. Her iki durumda da yorünge yarıçapındaki değişim, yorünge açısal hız $w=v/r$ 'deki artış veya azalış ile ilgili karşılaştırıldığında ihmal edilebilir. w 'nin işareti, alana göre saat yönünde yorünge hareketi için pozitif ve saat yönünün tersi hareket için negatif olarak tanımlanır. Burada uygulanan alanların v (ve w)'de sadece küçük bir değişim oluşturacak kadar küçük olduğu dikkate alınır ve böyle küçük artan değişimler Δ ile gösterilirse, denklem 2.34. ile verilen manyetik kuvvet ifadesi, kütle kere ivmedeki değişim olur:

$$e\mu_0 H w r = m \Delta (w^2 r) = 2 m r w \Delta w$$

veya

$$\Delta w = \frac{e\mu_0 H}{2m}. \quad (2.35)$$

Yorüngeşel açısal hızdaki değişim manyetik momentteki değişimle ilgilidir. Eğer p manyetik alan uygulanmadan önce elektronun yorünge açısal momentumunu temsil ederse, eşdeğer manyetik kabuk düşünülebilir ve yorünge manyetik moment

$$\mu = -\frac{|e|}{2m_e} p = -\frac{|e|}{2m_e} m_e r^2 w = -\frac{|e|}{2} r^2 w \quad (2.36)$$

şeklinde yazılabilir. Alanın sebep olduğu yorünge manyetik moment μ 'deki değişim

$$\Delta \mu = -\frac{|e|}{2} r^2 \Delta w = -\frac{\mu_0 e^2 r^2}{4m_e} H \quad (2.37)$$

halini alır. Bu eşitlik, w 'nin işaretinden bağımsız olarak manyetik momentte negatif bir değişim olduğunu ve H ile orantılı olduğunu gösterir.

Her biri r_i yarıçaplı i elektron içeren N atomdan oluşan bir sistem düşünülürse, alınganlık

$$\chi = \frac{\Delta\mu}{H} = -\frac{N\mu_0 e^2}{4m_e} \sum r_i^2 \quad (2.38)$$

şeklinde yazılabilir. Bu eşitliğin türetiminde, elektronların orbital düzleminin alan yönüne dik olduğu farz edilir. Denklem 2.38'de r_i^2 'nin yerine, yörüngenin etkin yarıçapı q kullanılmalıdır. Burada $\langle q^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle$ 'dir ve $\langle q^2 \rangle$ alan ekseninden elektronun dik uzaklığının karesinin ortalama değeridir. Elektronların çekirdekten uzaklığının karesinin ortalama değeri $\langle q^2 \rangle = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle + \langle z^2 \rangle$ ile verilir ve küresel simetrik yük dağılımı için $\langle x^2 \rangle = \langle y^2 \rangle = \langle z^2 \rangle$ 'dir. O zaman $\langle q^2 \rangle = \frac{2}{3} \langle r^2 \rangle$ bulunur. Denklem 2.38'de r_i^2 'nin yerine $\langle q_i^2 \rangle$ kullanılırsa,

$$\chi = -\frac{N\mu_0 e^2}{6m_e} \sum \langle r_i^2 \rangle \quad (2.39)$$

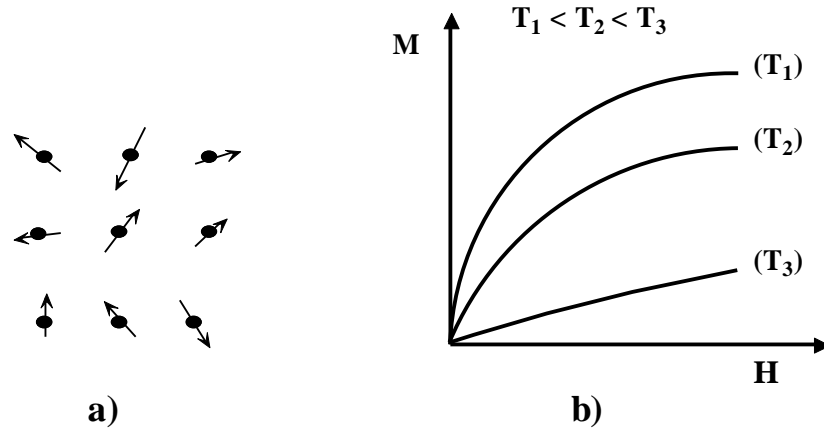
şeklinde diamanyetizma için klasik Langevin formülü elde edilir. Kuantum mekaniksel uygulamada, elektronlar ψ dalga fonksiyonuyla tanımlanır ve ψ^2 her noktada elektronun bulunma olasılığıdır. Alternatif olarak, elektron uzayda her noktada ψ^2 yoğunluklu bir yük bulutu olarak düşünülebilir. Kuantum mekaniksel sonuç, denklem 2.39. ile doğrudan verilerek gösterilebilir. Elektronun konum parametresi r_i 'nin karesi için $\langle r_i^2 \rangle$ beklenen değeri kullanılır:

$$\langle r_i^2 \rangle = \frac{\int r^2 |\psi(r)|^2 dr}{\int |\psi(r)|^2 dr}. \quad (2.40)$$

Burada integral tüm uzay boyunca alınır [16].

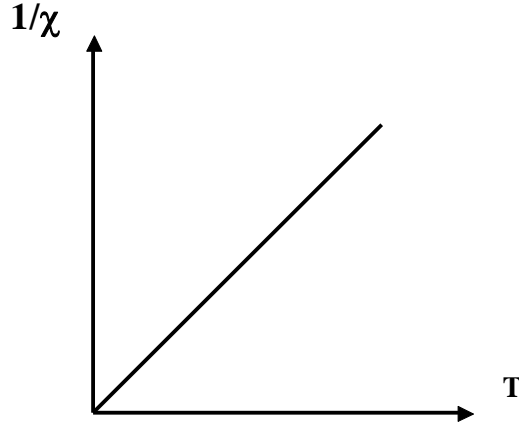
2.2.2. Paramanyetizma

Çoğu durumlarda, paramanyetik malzemelerin manyetizması bazı atomların veya bütün atomların ya da iyonların sürekli manyetik momentlerinden kaynaklanır. Eğer bu momentler birbirlerinin etkileşimlerini ihmal ederse ve kendileri herhangi bir yönde serbestçe yönelebilirse, bu serbest atomların paramanyetizması olarak adlandırılır (şekil 2.10.a) [15].



Şekil 2.10. Serbest atomların manyetizması.

Uygulanan manyetik alan, momentlerin ortalama yönelimini değiştirir ve indüklenmiş manyetizasyon alana paralel oluşur. Bu manyetizasyon daha yüksek sıcaklıklarda yani daha fazla ısısal dalgalanma olduğunda daha azdır (şekil 2.10.b). Sıcaklık arttığı zaman alanın bir fonksiyonu olarak manyetizasyonun değişimi daha fazla lineer olur. Düşük alan alınganlığı pozitifdir, 0 K'de sonsuz olur ve sıcaklık arttığı zaman azalır. İdeal durumda, alınganlığın tersi sıcaklıkla lineer olarak değişir. Şekil 2.11'de görülen bu durum Curie yasasıdır.



Şekil 2.11. Paramanyetizmanın Curie yasası.

Saf malzemelerde çoğu kez, özellikle de düşük sıcaklıklarda Curie yasasından sapmalar gözlenir. Bu sapmaların en genel katkılardan biri Van Vleck paramanyetizması olarak adlandırılır. Metallerde, iletim elektronları alinganlığın hemen hemen sıcaklıktan bağımsız olduğu Pauli paramanyetizması olarak adlandırılan paramanyetik davranışa sebep olabilir [15].

Paramanyetizma çiftlenmemiş elektron spini olarak düşünülebilir. Ancak, farklı elektron konfigürasyonu nedeniyle, buradaki elektron spinlerinin yönelimlerinin değişimi serbesttir. Bu yüzden belirli sıcaklıklarda, ısısal dalgalanmaların sonucu olarak rastgele yöneldikleri varsayılabilir.

Paramanyetizmanın bir örneği, metallerde iletim bandındaki elektronların düzenlenmesidir. Dış manyetik alan uygulandığı zaman, zayıf manyetizasyon alana paralel şekilde oluşur. Oluşan manyetizasyon dış alanla orantılıdır, bununla beraber diamanyetlerinkinden farklı olarak pozitif kalır. Diğer taraftan, alinganlık mutlak sıcaklık T ile ters orantılıdır. Bu değişim gerçekte Curie Weiss yasası olarak bilinir. Paramanyetler için bağıl alinganlık 10^{-3} ile 10^{-5} arasında pozitifdir [1].

Paramanyetik malzemelerin alinganlığı aşağıdaki gibi karakterize edilir:

$$\chi^{\text{para}} > 0 \quad (2.41)$$

$$\chi^{\text{para}} = \chi^{\text{para}}(T) \quad (2.42)$$

Paramanyetizmanın ortaya çıkması için çok önemli ön koşul, sürekli manyetik dipollerin varlığıdır. Bunlar dış manyetik alanla yönlendirilirler. Yönlendirmeye ısısal dalgalanmalar engel olabilir. Manyetik momentler yerleşmiş veya hareketli yapıda olabilir:

(i) Yerleşmiş momentler

Bu momentlere sadece kısmen dolu olan iç kabuklardaki elektronlar neden olur.

Tipik örnekler şunlardır:

- Nadir toprak metalleriindeki 4f elektronları
- Aktinitlerdeki 5f elektronları

Malzemelerin bu sınıfı Langevin paramanyetizması olarak adlandırılan özellikleri gösterir. χ^{Langevin} alınganlığı sıcaklığa bağlıdır. Yüksek sıcaklıklarda Curie yasası geçerlidir:

$$\chi^{\text{Langevin}}(T) = \frac{C}{T} \quad (2.43)$$

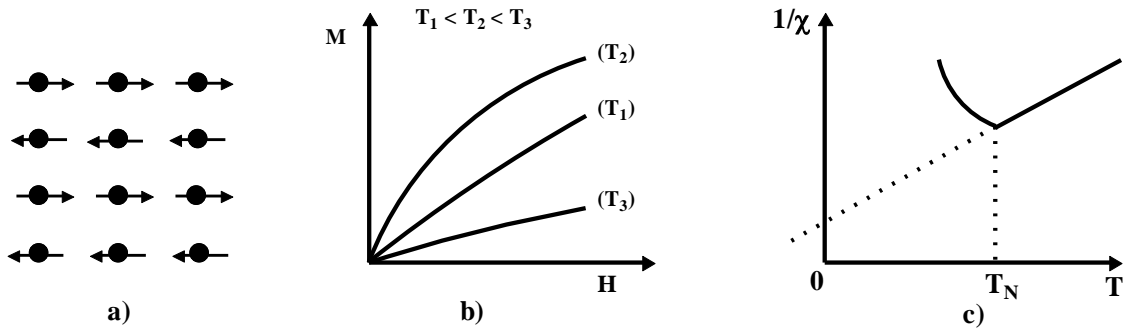
(ii) Hareketli momentler

Valans bandındaki hemen hemen serbest elektronlar μ_B Bohr manyetonu, $1\mu_B$ olan kalıcı bir manyetik moment taşır. Bu tip, Pauli paramanyetizması olarak adlandırılır. Uygun alınganlık hemen hemen sıcaklıktan bağımsızdır [14].

2.2.3. Antiferromanyetizma

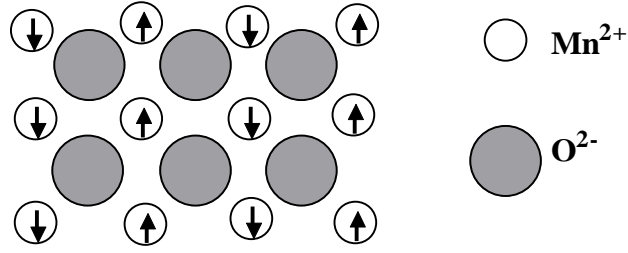
Makroskopik olarak paramanyetizmaya benzeyen antiferromanyetizma, zayıf ve pozitif alınganlık ile manyetizmanın zayıf bir halidir. Fakat çok kristalli örneklerde ölçülen alınganlığın tersiyle sıcaklığın değişimi, T_N Neel sıcaklığı olarak adlandırılan bir değerde minimum gösterir (şekil 2.12.c). T_N 'nin altında görülen alınganlıktaki bu

maksimum, manyetik momentlerin antiparalel düzenlenmesinden kaynaklanır. Sonraki dağılımlar, en basit durumda, manyetizasyonları eşit ve zıt yönde olan iki alt örgü içerisinde dağılır ve manyetik alanın yokluğunda oluşan manyetizasyon sıfırdır (şekil 2.12.a). Bu atomik momentlerin antiparalel düzeni, negatif değiş tokuş etkileşmeleri olarak adlandırılan komşu atomlar arasındaki etkileşmelerden kaynaklanır. Bu etkileşmeler bütün momentleri paralel sıralama eğiliminde olan uygulanan alanın etkisine karşı koymaya çalışır. Sıcaklık T_N 'nin altında azaldığı zaman, alinganlık momentlerin antiferromanyetik düzenlenmesine karşı koymaya çalışan ısısal dalgalanmanın azalması ile azalır. Yüksek sıcaklıkta, ısısal dalgalanma etkileşme etkilerini zayıflatır ve yine paramanyetiktekinе benzer şekilde alinganlığın ısısal değişimi gözlenir (şekil 2.12.b ve 2.12.c) [15].



Şekil 2.12. Antiferromanyetizma (a) spin örgüsü (b) $M(H)$ (c) $\chi^{-1}(T)$.

Mangan oksit (MnO) antiferromanyetizma davranışı gösteren bir malzemedir. Mangan oksit Mn^{2+} ve O^{2-} iyonlarına sahip iyonik karakterde olan seramik bir malzemedir. O^{2-} iyonlarının net manyetik momentleri yoktur. Çünkü spin ve yörünge momentlerinin her ikisinin de toplamı birbirini yok eder. Bununla birlikte, Mn^{2+} iyonları çoğu spin kaynaklı olan net manyetik momente sahiptir. Bu Mn^{2+} iyonları kristal yapıda komşu iyonların momentleri antiparalel olacak şekilde dizilmiştir. Bu diziliş şekil 2.13'de şematik olarak gösterilmiştir. Açık olarak, zıt manyetik momentler birbirlerini yok ederler ve sonuç olarak katı tamamen net bir manyetik momente sahip olmaz [4].



Şekil 2.13. Antiferromanyetik manganez oksit için spin manyetik momentlerinin antiparalel yöneliminin şematik gösterimi.

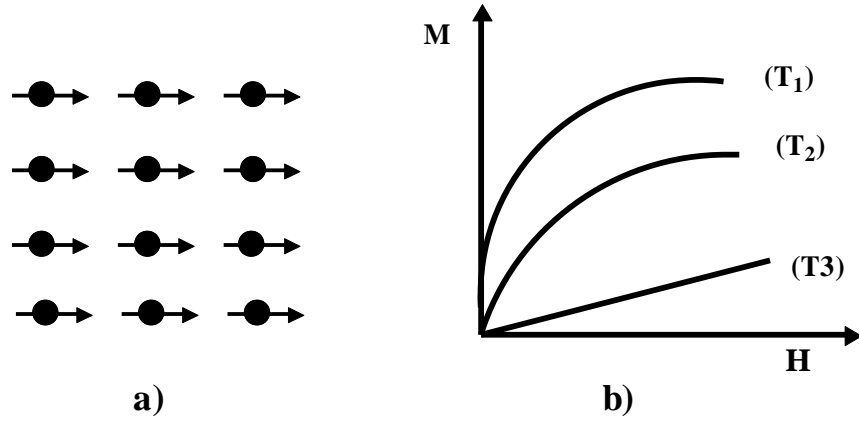
2.2.4. Ferromanyetizma

Bazı metalik malzemeler, bir dış alanın yokluğunda kalıcı bir manyetik momente sahiptir ve çok büyük ve kalıcı manyetizasyon göstermektedir. Bu özelliği gösteren malzemelerde ferromanyetizma özelliği vardır ve geçiş metali iyonları, demir, kobalt, nikel ve gadolinyum (Gd) gibi nadir toprak metallerinin bazıları bu özelliği göstermektedir. 10^6 kadar yüksek olan manyetik alınganlıklar ferromanyetik malzemeler için mümkündür. Sonuç olarak, $H \ll M$ 'dir ve denklem 2.14. kullanılırsa,

$$B \cong \mu_0 M \quad (2.44)$$

şeklinde ferromanyetik malzeme için manyetik akı yoğunluğu ile manyetizasyon arasındaki ilişki elde edilir.

Ferromanyetik malzemelerdeki kalıcı manyetik momentler, elektron yapısının bir sonucu olarak yok olmayan elektron spinlerinin sebep olduğu atomik manyetik momentten ileri gelir. Aynı zamanda spin momentleriyle karşılaştırıldığında küçük olan yörünge manyetik momentin katkısı da bulunmaktadır. Ayrıca, ferromanyetik malzemede, çiftlenim etkileşimleri bir dış alanın yokluğunda dahi, birbirleri ile aynı yönlü komşu atomların net spin manyetik momentlerine neden olur. Bu şematik olarak şekil 2.14.a'da gösterilmiştir [2].



Şekil 2.14. Ferromanyetizma: (a) spin örgüsü ve (b) manyetizasyonun alana bağıllığı ($T_1 < T_c \leq T_2 < T_3$)

Manyetik momentlerin maruz kaldığı toplam alan, uygulanan \vec{H} alanıyla ve moleküler alan veya Weiss alanı \vec{H}_m 'den oluşur:

$$\vec{H}_{top} = \vec{H} + \vec{H}_m = \vec{H} + N_W \vec{M} \quad (2.45)$$

Önce, T_C 'nin üzerinde ferromanyetik bir malzemenin manyetik davranışına Weiss alanı $N_W M$ 'nin etkisi incelenecek. Bu durumda, manyetik momentler ferromanyetik olarak daha uzun süre düzenli kalmaz ve sistem paramanyetiğe dönüşür. Bu yüzden, yüksek sıcaklık yaklaşımı kullanılırsa,

$$M = \frac{c}{T} H \quad (2.46)$$

ifadesi elde edilir. T_C üzerindeki bir ferromanyet için, denklem 2.46'daki H ifadesi yerine H_{top} toplam alan ifadesi yazılmalıdır. Bu durumda M manyetizasyonu

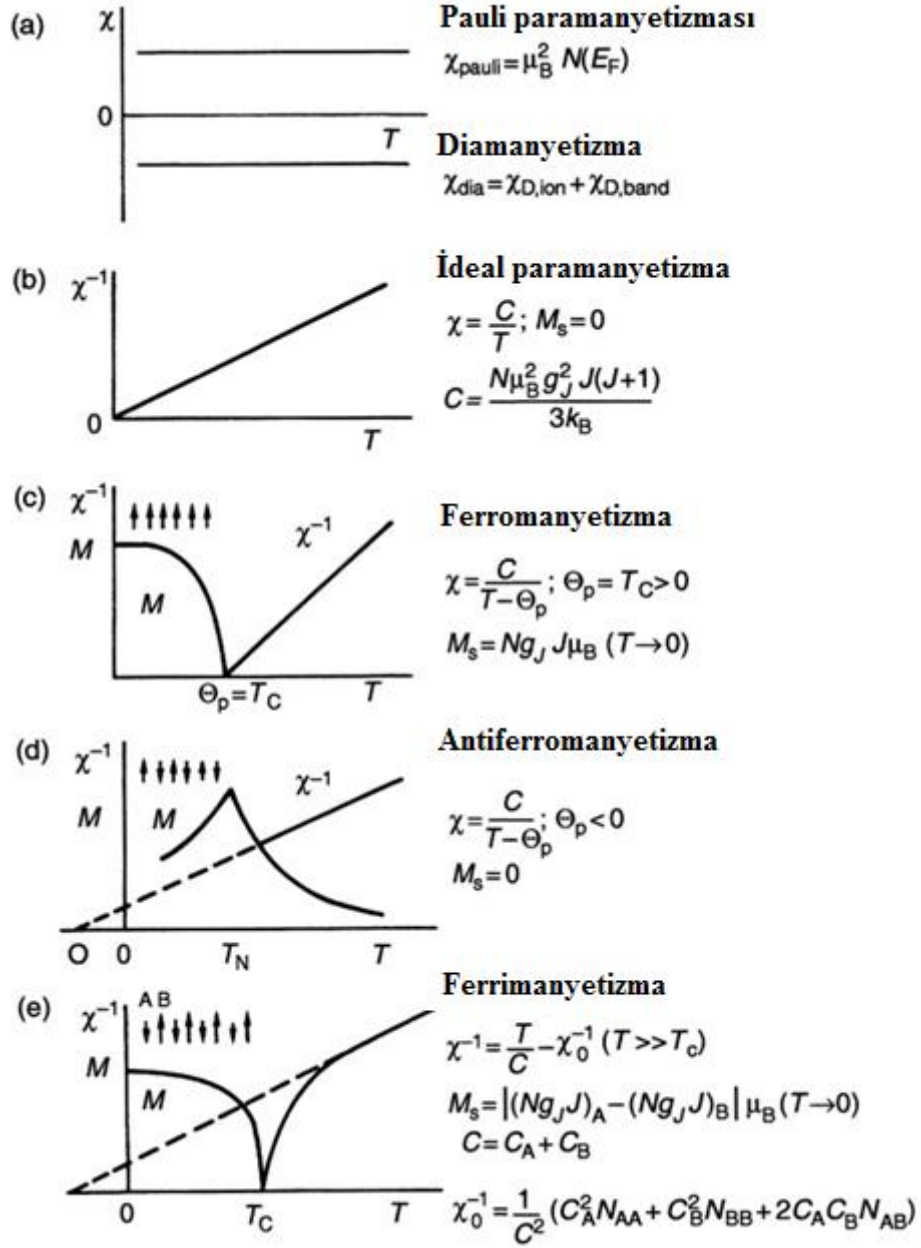
$$M = \frac{c}{T} (H + N_W M) \quad (2.47)$$

halini alır. $\chi=M/H$ manyetik alınganlığın tanımında denklem 2.47 yerine yazılırsa

$$\chi = \frac{c}{T - N_W c} = \frac{c}{T - \theta_P} \quad (2.48)$$

ifadesi elde edilir. Burada θ_P asimtotik veya paramanyetik Curie sıcaklığı olarak adlandırılır.

Denklem 2.48 bağıntısı Curie-Weiss yasası olarak bilinir. Bu bağıntı T_C üzerindeki sıcaklıklar için manyetik alınganlığın sıcaklığa bağılılığını tanımlar. Alınganlığın tersi T 'ye karşı çizildiğinde tekrar doğrusal bir eğri elde edilir. Fakat bu şekilde olduğu zaman eğri orijinden geçmez, ancak $T=\theta_P$ olduğu zaman sıcaklık eksenini keser. İdeal paramanyetik malzeme ($\chi=C/T$) için ve T_C 'nin üzerinde bir ferromanyetik malzeme ($\chi=C/(T-\theta_P)$) için T 'ye karşı χ^{-1} eğrileri şekil 2.15'de birbirleriyle karşılaştırılmıştır.



Şekil 2.15. Manyetik malzemelerin farklı türlerinde, M manyetizasyonun, χ manyetik alınganlığın veya χ^{-1} alınganlığın tersinin sıcaklığa bağlılığı.

$T = \theta_p$ durumunda dikkat edilmesi gereken, uygulanan alanın yokluğunda sıfırdan farklı manyetizasyonun olabileceği durumda alınganlık farklı olur. Bu durum kendiliğinden manyetizasyona sahip olduğu üst sınır olan Curie sıcaklığının tanımına tam olarak uygundur. Bu nedenle, bir ferromanyet için,

$$\theta_p = T_C = N_W C = \frac{N_W N \mu_0 g^2 J(J+1) \mu_B^2}{3k} \quad (2.49)$$

ifadesi yazılır. Bu bağıntı, T 'ye karşı kendiliğinden manyetizasyonun veya T 'ye karşı alınganlığın tersinin çizilmesiyle elde edilen T_C veya θ_P 'nin deneysel değerlerinden, N_W Weiss sabitinin büyüklüğünü belirlemek için imkan sağlar (şekil 2.15.c).

Şimdi Curie sıcaklığının altında bir ferromanyetik malzeme için manyetizasyonun nasıl tanımlandığına bakılacak. Sıcaklık 0 K'e yaklaştığında sadece $(2J+1)$ manifoldunun en düşük seviyesi doldurulacaktır ve bu durumda

$$M(T = 0) = M_s = Ng\mu_B J \quad (2.50)$$

ifadesi yazılır. $T=0$ ve $T=T_C$ arasındaki manyetizasyonu bulmak için, $M = Ng\mu_B J B_J(y)$ ifadesi kullanılırsa,

$$M(T) = Ng\mu_B J B_J(y) = M(0) B_J(y) \quad (2.51)$$

halini alır ve bu ifadede y ,

$$y = \frac{gJ\mu_B\mu_0 H_{top}}{kT} \quad (2.52)$$

şeklindedir. Burada H_{top} , $2J+1$ taban durum manifoldunun yarılma seviyesinden sorumlu toplam alandır.

Bir ferromanyetteki atomik momentlerin maruz kaldığı toplam manyetik alan $H_{top} = H + H_m$ 'dir ve kendiliğinden manyetizasyon ($H=0$ da) ile ilgilenildiğinden $H_{top} = H_m = N_W M$ ifadesini ya da daha doğrusu $H_{top}(T) = N_W M(T)$ ifadesi kullanılmalıdır. Şimdi denklem 2.52'de verilen y ,

$$y = \frac{gJ\mu_0\mu_B H_m}{kT} = \frac{gJ\mu_B\mu_0 N_W M(T)}{kT} \quad (2.53)$$

şeklinde yazılır. Bu ifade denklem 2.51 ile birleştirilirse,

$$M(T) = Ng\mu_B J B_J \left(\frac{gJ\mu_B\mu_0 N_W M(T)}{kT} \right) \quad (2.54)$$

ifadesine yol açar. Denklem 2.54'de $N_W = T_C / C$ ve $M(0) = Ng\mu_B J$ ifadeleri kullanılırsa

$$\frac{M(T)}{M(0)} = B_J \left(\frac{3J}{J+1} \cdot \frac{T_C}{T} \cdot \frac{M(T)}{M(0)} \right) \quad (2.55)$$

bağıntısı elde edilir. Bu oldukça ilginç bir sonuçtur, çünkü verilen J için indirgenmiş $M(T)/M(0)$ manyetizasyonunun indirgenmiş T/T_C sıcaklığı ile değişiminin sadece B_J Brillouin fonksiyonunun formuna bağlı olduğunu gösterir. Atomik moment gJ , katılan manyetik atomların sayısı N ve T_C 'nin mevcut değeri gibi bir malzemenin değişken parametrelerinden bağımsızdır. Aslında, indirgenmiş manyetizasyonunun indirgenmiş sıcaklık ile değişimi, bütün ferromanyetik malzemelerin uyması gereken bir kanun olduğu kabul edilebilir. Bu ferromanyetizmanın Weiss teorisinin büyük bir başarısı olsa da Weiss, Brillouin fonksiyonunu kullanmak yerine $M(T)$ 'yi hesaplamak için klasik Langevin fonksiyonunu kullanarak bu önemli sonucu elde etmiştir:

$$M(T) = M(0)L(x) \quad (2.56)$$

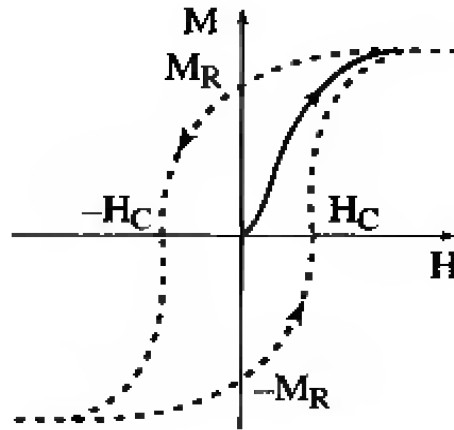
Bu eşitlikte

$$L(x) = \coth x - \frac{1}{x} \text{ ve } x = \frac{m_0\mu_0 H}{kT} \quad (2.57)$$

şeklindedir ve burada m_0 klasik tanımda, H alanına göre herhangi bir yönelimine izin verilen klasik atomik momenti temsil eder. Klasik Langevin fonksiyonu, alanın yönünde m_0 momentinin istatistiksel ortalaması $\langle m_0 \cos\theta \rangle$ hesaplanarak elde edilir [16].

Curie sıcaklığı T_C 'nin altında kendiliğinden bir manyetizasyonun varlığına rağmen, bir parça ferromanyetik malzeme muhakkak kendiliğinden mıknatıslanmış olmaz. Onun manyetik momenti sıfır olabilir. O zaman malzemeye demanyetize olmuş (mıknatıslanması yok olmuş) denir. Bu durum malzemenin, Weiss domainleri olarak adlandırılan manyetik domainlere ayrılmasının bir sonucudur. Çok sayıda atomu kapsayan her bir alan kendiliğinden mıknatıslanmıştır [15].

Bir domainden diğerine moment yönelimi, yani yerel kendiliğinden mıknatıslanma, örneğin tümünün manyetik momenti sıfır olacak şekilde farklılık gösterir. Fakat, uygulanan manyetik alan altında domainlerin dağılımı değişir ve bu, şekil 2.16'da sürekli eğri şeklinde görülen manyetizasyon eğrisine sebep olur. Bu nedenle, makroskopik ölçekte, bir ferromanyet, içinde alan ile oluşturulan güçlü manyetizasyonun olduğu bir malzemedir.

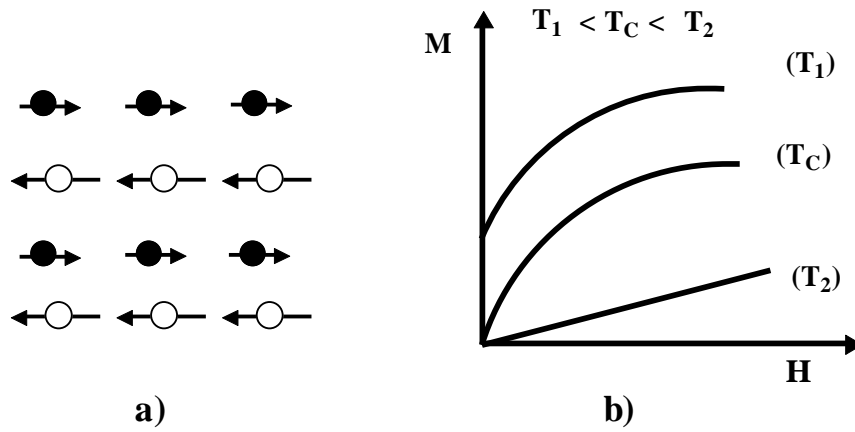


Şekil 2.16. Demanyetize olmuş malzemenin manyetizasyon eğrisi (kesikli eğri).
Histerisiz eğri (kesikli eğri).

Yeterinde büyük manyetik alanda, manyetizasyon doyuma yaklaşır. Uygulanan alan sürekli olarak iki uç değer $\pm H_0$ arasında değişirse, manyetizasyon süreci tersinir değildir ve bu durum bir histerisiz eğri ile tanımlanır. Güçlü manyetizasyona ilave olarak, histerisiz eğri ile birlikte manyetizasyon eğrisi ferromanyetik malzemelerin karakteristiğidir. Çoğu teknolojik uygulamalar bu eğriye dayanmaktadır [14].

2.2.5. Ferrimanyetizma

Mikroskobik bir malzemenin ferrimanyetizma karakteristiği antiferromanyetik gibidir, fakat iki alt örgünün manyetizasyonu aynı değildir (şekil 2.17.a). İki alt örgü birbiriyle tamamen denk değildir. Sonuç olarak, şekil 2.17.b ve 2.15.e'de görüldüğü gibi T_C sıcaklığının altında kendiliğinden manyetizasyon ortaya çıkar ve bu sıcaklık aralığında bir ferrimanyetin makroskobik özellikleri bir ferromanyetinkine yakındır [15].



Şekil 2.17. Ferrimanyetizma: a) örgü spini, b) Manyetizasyon eğrisi.

Ferritler bazı yönlerden ferromanyetizmaya benzeyen ferrimanyetizma özelliği gösterir. Fakat ferrimanyetik malzemelerde manyetik iyonlar örgü konumlarının iki farklı tipinde yerleşir, yani bir konum tipindeki spinler diğer örgü konumu tipindeki spinlere zıt şekilde yönelir. Sonuç, kendiliğinden olan toplamı sıfır olmayan manyetizasyondur. Yine de, sıcaklıktaki bir artış, Curie sıcaklığında spinlerin tamamen rastgele

yönelimiyle sonuçlanan, spin düzenlenmesinde bir karışıklığı beraberinde getirir. Bu sıcaklıkta, ferrimanyet kendiliğinden manyetizasyonunu kaybeder ve paramanyetik olur. [1].

Bazı seramikler ferrimanyetizma denen kalıcı bir manyetizasyon gösterir. Ferromanyetlerin ve ferrimanyetlerin makroskobik manyetik karakteristikleri benzerdir, farklılık net manyetik momentlerin kaynağında yatar. Ferrimanyetizmanın prensipleri kübik ferritlerle örneklendirilir [18]. Buradaki iyonik malzemeler MFe_2O_4 kimyasal formülüyle ifade edilebilir ve burada M farklı metalik elementlerden herhangi birini temsil eder. İlk örnek ferrit, bazen mıknatıs taşı olarak da adlandırılan Fe_3O_4 demir mineralidir [19].

Fe_3O_4 için formül $Fe^{2+}O^{2-}(Fe^{3+})_2(O^{2-})_3$ şeklinde yazılabilir, burada Fe iyonları 1/2 oranında +2 ve +3 valans durumlarının her ikisinde de bulunur. Net spin manyetik moment her Fe^{2+} ve Fe^{3+} iyonları için vardır ve her iki iyon tipi için ayrı ayrı 4 ve 5 Bohr manyetonuna karşılık gelir. Ayrıca O^{2-} iyonları manyetiksel olarak nöttürdür. Antiferromanyetizmaya benzer karakterde, Fe iyonları arasındaki antiparalel spin çiftlenimi vardır. Fakat net ferrimanyetik moment spin momentlerinin tam olarak iptal olmamalarından kaynaklanır [2].

3. BÖLÜM

DENEYSEL YÖNTEMLER

3.1. Örneklerin Elde Edilmesi

$FeMn_{1-x}Ni_xGe$ ($0 \leq x \leq 1$) bileşikleri argon atmosferi altında ve su soğutmalı bakır pota içinde Fe (99.98%), Mn (99.99%), Ni (99.98%) ve Ge (99.99%) elementlerinin karışımının ark fırınında eritilmesiyle hazırlanmıştır. Çalışmamızda kullanılan örnekleri hazırlamak için şekil 3.1’de gösterilen en yüksek 200 A akım verebilen güç kaynağına sahip ark fırını (Edmund Bühler Mini Arc Metler MAM-1) kullanılmıştır. Ark fırınının çalışma sistemi şu şekildedir; yüksek akım kaynağı tungsten uçlarda bir ark meydana getirir ve bu ark yardımıyla erime işlemini gerçekleştirir. Hareketli olan tungsten uç ile hareketsiz olan bakır pota arasında oluşan ark, pota üzerinde bulunan oyuğun içine doldurulmuş malzeme üzerine tutularak eritme işlemi gerçekleştirilir. Malzemenin oksitlenmesini engellemek için eritme işlemi esnasında argon gazı kullanılır. Yine eritme esnasında hem bakır potada oluşan ısıyı almak ve bakırın eriyerek üretilen malzemeye bulaşması engellemek için bakır potanın içinden su geçirilir.



Şekil 3.1. Örneklerin üretilmesinde kullanılan ark fırını.

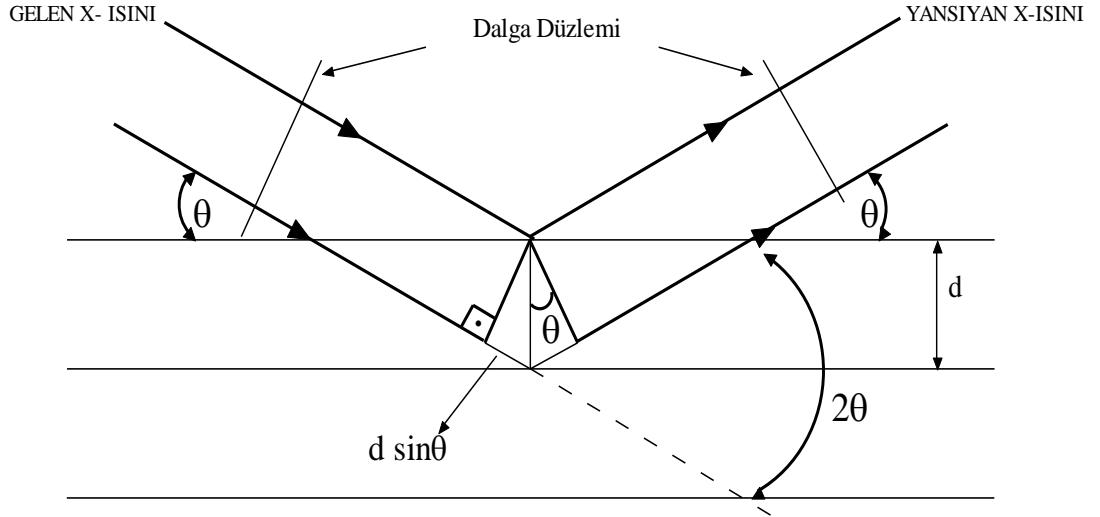
3.2. X-Işını Toz Kırınımı

X-ışını kırınım yöntemi kristal yapı analizinde kullanılan yöntemlerden biridir. Görünür ışıktan kırınım meydana getirmek için çok dar yarıklara ihtiyaç vardır. X-ışınlarının dalga boyu görünür ışıktan çok daha kısadır. 1912 yılında Max von Laue, x-ışınlarının dalga boyunun görünüşte kristallerdeki atomların düzlemleri arasındaki mesafeye eş olduğunu ve bu yüzden de kristallerin x-ışını için bir kırınım ağı olarak görev yapabileceğini kabul etmiştir. Bununla ilgili deneyler bir sonraki yılda yapılmıştır. 1913 yılında W. L. Bragg, x-ışınlarının bir kristalde yönlendirildiği zaman elde edilen kırınım örneğini başarılı bir şekilde yorumlanmıştır. Bir kristaldeki atomlar Bragg düzlemleri olarak adlandırılan paralel düzlem grupları olarak düşünülebilir. Bragg, kristallerden saçılan ışınımın yapıcı girişim oluşturmaları için koşullar geliştirmiştir (Şekil 3.2.).

- İlk koşul, aynada olduğu gibi görünür ışığın yansıma yasasına benzemesidir.
- İkinci koşul ifade edilirse

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

Bu ifadeye Bragg yasası denir. d komşu Bragg düzlemleri arasındaki uzaklıktır ve λ x-ışını dalga boyudur. X-ışını demetiyle atom düzlemleri arasındaki açı θ ve n görüntünün sırasındır. Bragg yasası $\lambda \leq 2d$ koşulu sağlandığı zaman geçerli olur [20].



Şekil.3.2. X-ışınlarının bir kristalin düzlemlerinden kırınımı.

3.2.1. X-ışını Toz Kırınım Analizi

Bir örneğin x-ışını toz kırınım deseni x-ışını toz kırınım analizinde kullanılır. Saçılma açıları ($2\theta_i$) ve bu açılarda alınan ölçüm sayım değerleri (y_i^d) bu deseni oluşturur.

Başlangıç noktası $2\theta_b$ 'den başlayan $2\theta_i$ değerleri,

$$2\theta_i = 2\theta_b + (i-1) \text{ ADIM} \quad (3.2)$$

şeklinde ADIM büyüklüğüne bağlı olarak adım adım ilerler. $2\theta_i$ konumundaki sayım değerleri deneysel olarak ölçülür. Sonuç olarak x-ışını toz kırınım deseni elde edilir. Adım büyüklüğünün değeri laboratuarlarda kullanılan x-ışını toz difraktometreler için $0,005^\circ$ ile $0,05^\circ$ arasında olabilir. Herhangi bir $2\theta_i$ konumunda hesaplanan sayım

$$y_i^h = y_{bi} + s \sum_k I_k \Omega(x_{i,k}) \quad (3.3)$$

$$x_{i,k} = 2\theta_i - 2\theta_k \quad (3.4)$$

$$I_k = L_k A_k P_k |F_k|^2 \quad (3.5)$$

şeklinde verilir. Burada y_{bi} taban sayısını, s skala faktörü, $\Omega(x)$ pik fonksiyonu, k Miller indisleri, P_k tercihli yönelim fonksiyonu, L_k Lorentz ve kutuplanma düzeltmesi ile çokluk çarpanını içeren katsayı, I_k şiddet ve A_k simetri fonksiyonudur [17].

3.2.2. X-ışını Toz Kırınım Ölçümleri

Külçe şeklinde elde edilen örnekler, agat havanda öğütülüp toz haline getirilerek x-ışını toz difraktometresinde $20^\circ \leq 2\theta \leq 70^\circ$ olmak üzere incelenmiştir. Elde edilen verilerin x-ışını toz kırınım analizleri, FULLPROF programı ile yapılmıştır [21]. Bu deneylerde Bruker D8 Advance x-ışını toz difraktometresi kullanılmıştır, şekil 3.3'de görülmektedir.



Şekil 3.3. Bruker D8 Advance X-ışını toz difraktometresi.

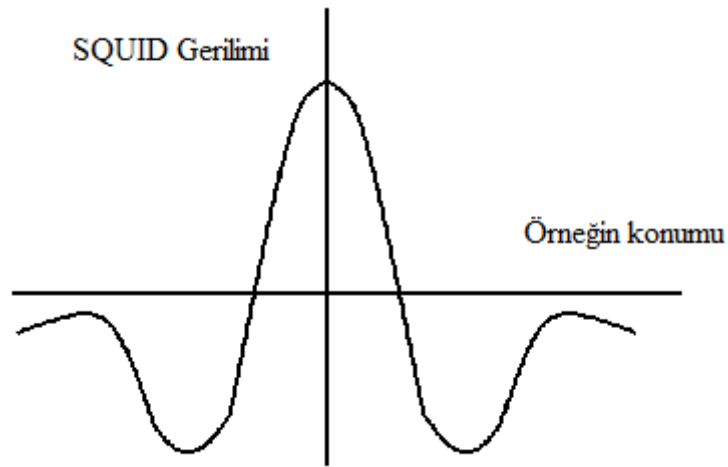
3.3. Mıknatıslanma Ölçümleri

Mıknatıslanma ölçümleri için kullanılan manyetometre 5 Tesla üstüniletken manyete sahip SQUID (Superconducting Quantum Interference Devices)'tir (Şekil 3.4).



Şekil 3.4. SQUID (Superconducting Quantum Interference Devices) manyetometre.

SQUID sisteminde üstün iletken durumundaki algılama kanalı sıvı helyum içindedir. SQUID algılayıcısı algılama kanalı içinde sabit hızla hareket eden örneğin bulunduğu konuma göre gerilim değerlerini ölçer. Konuma göre ölçülen bu gerilim değerlerinden şekil 3.5'deki gibi bir eğri elde edilir. Sistemin kalibrasyonu yapılırken mıknatıslanması bilinen bir örnek kullanılır. Bu örneğin istenilen sıcaklık ve manyetik alan değerinde eğrinin tepe noktasındaki gerilim değeri bulunur. Bu gerilim değeri, örneğin mıknatıslanmasına eşitlenerek kalibrasyon katsayısı bulunur. Ölçümü yapılan diğer örnekler için bulunan tepe noktasındaki gerilim değerleri de bu kalibrasyon katsayısı ile çarpılarak mıknatıslanma elde edilir.



Şekil 3.5. Mıknatıslanma ölçümlerinde kullanılan SQUID gerilimi-örneğin konumu grafiği.

Kullanılan SQUID'in duyarlılığı 10^{-8} emu'dur. Doğru ölçüm yapabilmek için merkezleme işleminin hassas bir şekilde yapılması gerekir.

4. BÖLÜM

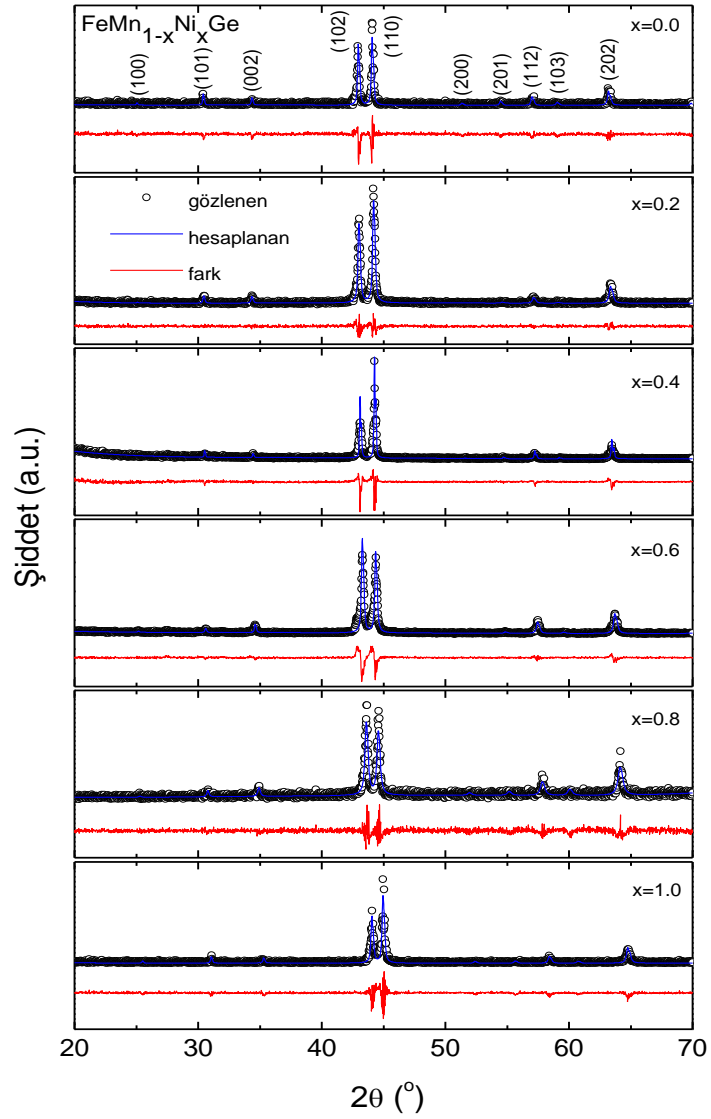
SONUÇ VE TARTIŞMA

FeMn_{1-x}Ni_xGe bileşiğine ait FULLPROF [19] programı ile yapılan x-ışını toz kırınım analizleri $x=0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ ve 1 için şekil 4.1'de görülmektedir. Gözlenen ve hesaplanan x-ışını toz kırınım desenlerinden görülebileceği gibi elde edilen örnekler, $P6_3/mmc$ uzay grubuna sahip hekzagonal Ni₂In-tipi kristal yapıda kristallenmiştir. FeMn_{1-x}Ni_xGe örnekleri için oda sıcaklığında elde edilen birim hücre parametreleri a ve c ile birim hücre hacmi V 'nin x 'e göre değişimi şekil 4.2'de görülmektedir. Elde edilen değerler ayrıca tablo 4.1.'de verilmiştir. Örgü parametreleri a ve c ile birim hücre hacmi V , Ni oranı x 'in artmasıyla düzgün olmayan bir şekilde azalır. Bu azalma nikelin atomik yarıçapının demirin atomik yarıçapından küçük olmasına bağlanabilir. $x=0$ ve $x=1$ için elde edilen örgü parametreleri literatürde daha önce verilen değerleriyle uyumludur [4].

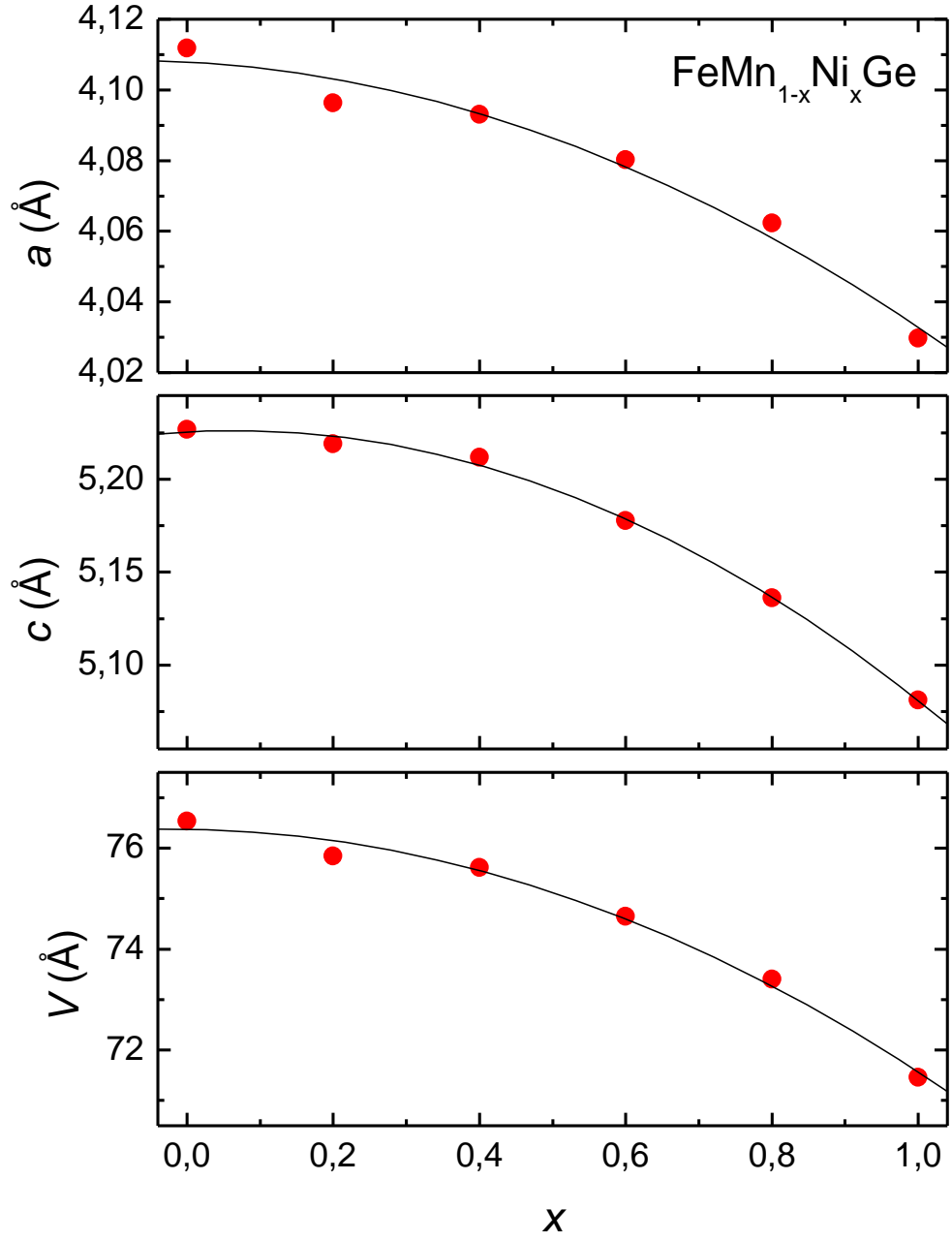
Şekil 4.3'de 100 Oe manyetik alan altında 5-400 K aralığında sıcaklığa bağlı olarak tüm örnekler için elde edilen alan soğutmalı (FC) ve sıfır alan soğutmalı (ZFC) mıknatıslanma eğrileri ($M-T$) görülmektedir. $M-T$ eğrileri $x \leq 0.6$ için yaklaşık 350 K altında hızlı bir artış gösterir. Bu artış paramanyetik fazdan ferromanyetik faza geçişi gösterir. Curie sıcaklıkları (T_C) alan soğutmalı mıknatıslanma eğrilerinin türevi alınarak belirlenmiştir ve tablo 4.1'de verilmiştir. Curie sıcaklığı (T_C), $x \geq 0.8$ için oda sıcaklığının üzerindedir. FeMnGe bileşiği için Curie sıcaklığı 163 K'dir ve bu değer literatürde rapor edilen 159 K değeriyle iyi bir uyum içindedir [12]. Curie sıcaklığı $x=0.4$ değerine kadar artar ve sonra $x=0.6$ için düşer. Curie sıcaklığının altında ZFC ve FC mıknatıslanma eğrilerinde $x=0.4$ haricinde bütün örnekler için tersinmezlik gözlenmiştir.

FeMn_{1-x}Ni_xGe bileşiklerine ait uygulanan manyetik alanın fonksiyonu olarak 5 K'de elde edilen mıknatıslanma eğrileri ($M-H$) şekil 4.4'de gösterilmektedir. Doyum

mıknatıslanmaları $M-H$ eğrilerinin yüksek alanlardaki değerlerine çizgisel fit uygulanarak elde edilmişlerdir. Ni konsantrasyonu x 'e bağlı olarak elde edilen doyum mıknatıslanmaları tablo 4.1'de listelenmiştir. Doyum mıknatıslanması $x=0.4$ 'e kadar artar ve daha sonra azalır. FeMnGe ve FeNiGe bileşiklerinin elde edilen doyum mıknatıslanması değerleri literatürde rapor edilen değerlere yakındır [4,12].



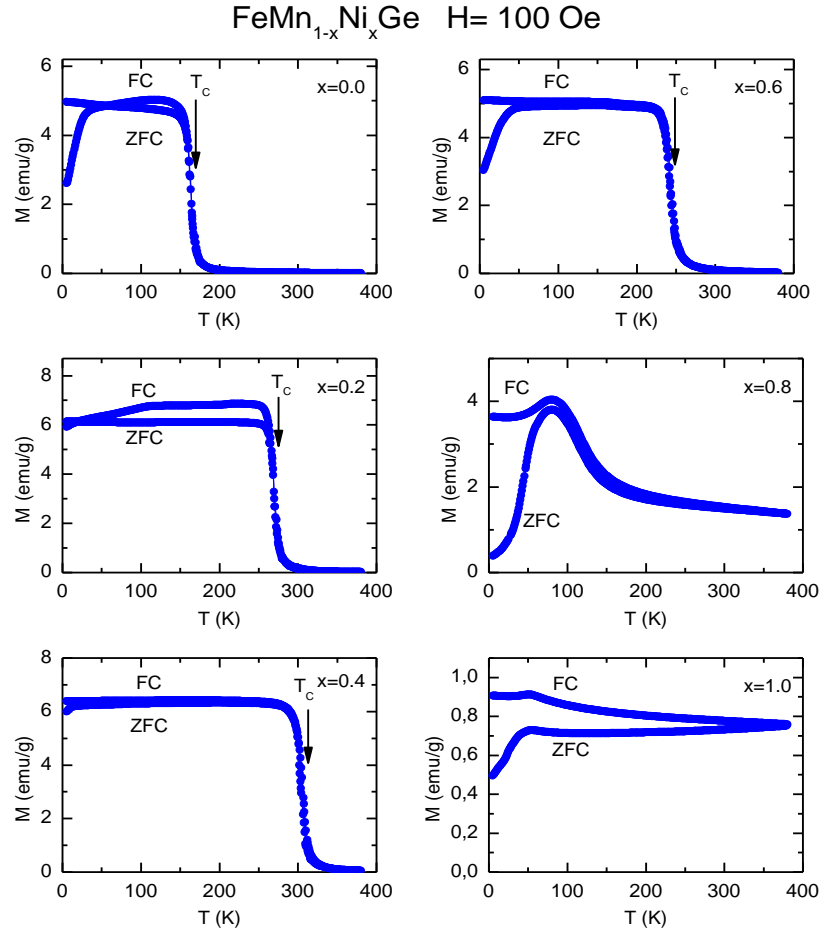
Şekil 4.1. $\text{FeMn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Ge}$ bileşikleri için x -ışını toz kırınım analizleri.



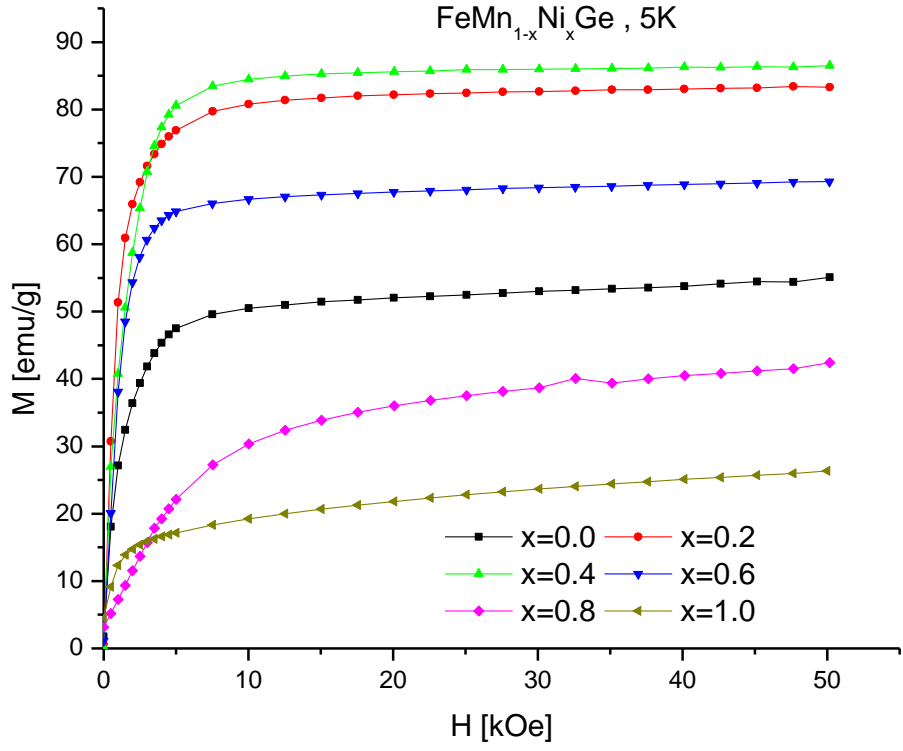
Şekil 4.2. Oda sıcaklığındaki FeMn_{1-x}Ni_xGe örnekleri için birim hücre hacmi V , örgü parametreleri a ve c .

Tablo 4.1. $\text{FeMn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Ge}$ bileşikleri için örgü sabitleri a ve c , hacim V , Curie sıcaklığı T_C , M_S doyum manyetizasyonu.

x	a (Å)	c (Å)	V (Å ³)	T_C (K)	M_S ($\mu_B/\text{f.u.}$)
0.0	4.1118(5)	5.2268(8)	76.53(3)	163	1.64
0.2	4.0964(6)	5.2189(8)	75.84(3)	268	2.69
0.4	4.0931(3)	5.2118(4)	75.62(2)	307	2.81
0.6	4.0802(4)	5.1777(6)	74.65(2)	241	2.22
0.8	4.0623(6)	5.1362(8)	73.40(3)	-	1.15
1.0	4.0298(6)	5.0812(8)	71.46(3)	-	0.64



Şekil 4.3. $\text{FeMn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Ge}$ bileşiklerine ait FC ve ZFC mıknatıslanmaların 100 Oe'lik manyetik alanda 5 K ile 400 K aralığında sıcaklığa göre değişimi.



Şekil 4.4. $\text{FeMn}_{1-x}\text{Ni}_x\text{Ge}$ bileşiklerine ait 5 K'de M-H eğrileri.

KAYNAKLAR

- [1] Stefanita C. G., From Bulk to Nano, Springer Series in Materials Science, 2008.
- [2] Callister W. D., Materials Science and Engineering, John Wiley & Sons, The United States of America, 2007.
- [3] Nizol S., Fruchart R., Senateur J. P., Magnetic Properties of the $\text{Co MnSi}_{1-x}\text{Ge}_x$ System, *J. Magn. Magn. Mater.* 481, 15-18, 1980.
- [4] Szytula A., Pedziwiatr A. T., Tomkowicz Z., Bazela W., Crystal and Magnetic Structure of CoMnGe , CoFeGe , FeMnGe and NiFeGe , *J. Magn. Magn. Mater.* 176, 25, 1981.
- [5] Nizol S., Weselucha A., Bazela W., Szytula A., Magnetic Properties of the $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}\text{MnGe}$ System, *Solid State Commun.* 1081, 39, 1981.
- [6] Nizol S., Bombik A., Bazela W., Szytula A., Fruchart D., Magnetic Phase Diagram of $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}\text{MnGe}$, *Solid State Commun.* 79, 42, 1982.
- [7] Nizol S., Bombik A., Bazela W., Szytula A., D. Fruchart, Crystal and Magnetic Structure of the $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}\text{MnGe}$ System, *J. Magn. Magn. Mater.*, 281. 27, 1982.
- [8] Szytula A., Bazela W., Radenkovic S., Crystal and Magnetic Structure of the $\text{CoMn}_{1-x}\text{Ti}_x\text{Si}$ System, *J Magn. Magn. Mater.* 99, 38, 1983.
- [9] Fjellvag H., Andresen A. F., On The Crystal Structure and Magnetic Properties of MnNiGe , *J. Magn. Magn. Mater.*, 291, 50, 1985.
- [10] Cam Thanh D.T., Brück E., Tegus O., Klaasse J.C.P., Gortenmulder T.J., Buschow K.H.J., Magnetocaloric Effect in $\text{MnFe}(\text{P}, \text{Si}, \text{Ge})$ Compounds, *J. Appl. Phys.*, 107, 99, 2006.
- [11] Lin S., Tegus O., Brück E., Dagula W., Gortenmulder T. J., Buschow K. H. J., Influence of Si and Ge on the Magnetic Phase Transition and Magnetocaloric Properties of $\text{MnFe}(\text{P}, \text{Si}, \text{Ge})$, *IEEE Trans. Magn.*, 3776, 42, 2006.
- [12] Cam Thanh D. T., Brück E., Tegus O., Klaasse J.C.P., Buschow K.H.J., Magnetic Properties and Magnetic Entropy Change of $\text{MnFeP}_{0.5}\text{As}_{0.5-x}\text{Si}_x(x=0-0.3)$ compounds, *J. Magn. Magn. Mater.*, 1012, 310, 2007.

- [13] Kokalj A., XCrySDen a new program for displaying crystalline structures and electron densities, *J. Mol. Graphics Modelling*, 176, 17, 1999.
- [14] Getzlaff M., *Fundamental of Magnetism*, Springer, 2008
- [15] Gignoux D., Schlenker M., *Magnetism. Vol. 1 Fundamentals*, 2005.
- [16] Smit H.H.A., Theil R.C., Buschow K.H.J. J., *Phys. F: Met. Phys.*, 18, 295, 1988.
- [17] Kervan S., $R_{1-x}R_xMn_2Ge_2$ İntermetalik Bileşiklerin Kristal Yapı ve Manyetik Özelliklerinin İncelenmesi, Doktora Tezi, Ankara Üniversitesi, Ankara, 2001.
- [18] Honda K., *Magnetic Properties Of Matter*, Syokwabo and Company, Tokyo, 1928.
- [19] Hosford W.F., *Materials Science*, Cambridge University Press, 2007.
- [20] Teachnet Home
<http://resources.teachnet.ie/dkeenahan/page21.html>, Ağustos, 2011.
- [21] Rodriguez-Carvajal J., Recent Developments of the Program FULLPROF, in *Commission on Powder Diffraction (IUCr), Physica B* 192, 55, 1993.

ÖZGEÇMİŞ

Fatma GÜÇLÜ 1983 yılında Karaman'da doğdu. İlk ve orta öğrenimini Karaman'da tamamladı. 2002 yılında Afyon Kocatepe Üniversitesi Fizik Bölümünü kazandı. 2009 yılında Nevşehir Üniversitesin Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisansa başladı. Aynı yıl Nevşehir Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümünde araştırma görevlisi olarak göreve başladı ve halen görevine devam etmektedir.

Adres: Nevşehir Üniversitesi Fen Edebiyat Fakültesi Fizik Bölümü

e-posta: fatma.guclu@nevsehir.edu.tr