

**T.C.
NEVŞEHİR HACI BEKTAŞ VELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**$\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ ($0 \leq x \leq 1$) BİLEŞİKLERİNİN MANYETİK
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

**Tezi Hazırlayan
Kerim BÖYÜKATA**

**Tez Danışmanı
Doç. Dr. Nazmiye KERVAN**

**Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi**

**Eylül 2014
NEVŞEHİR**

**T.C.
NEVŞEHİR HACI BEKTAŞ VELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**$\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ ($0 \leq x \leq 1$) BİLEŞİKLERİNİN MANYETİK
ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ**

**Tezi Hazırlayan
Kerim BÖYÜKATA**

**Tez Danışmanı
Doç. Dr. Nazmiye KERVAN**

**Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi**

**Eylül 2014
NEVŞEHİR**

Doç. Dr. Nazmiye KERVAN danışmanlığında Kerim BÖYÜKATA tarafından hazırlanan “Pr_{1-x}Gd_xCo₄Si (0 ≤ x ≤ 1) Bileşiklerinin Manyetik Özelliklerinin İncelenmesi” başlıklı bu çalışma, jürimiz tarafından Nevşehir Hacı Bektaş Veli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında Yüksek Lisans Tezi olarak kabul edilmiştir.

05/09/2014

JÜRİ

Başkan : Prof. Dr. Selçuk KERVAN

Üye : Doç. Dr. Nazmiye KERVAN

Üye : Yrd. Doç. Dr. Aytekin Esyılmaz

ONAY:

Bu tezin kabulü Enstitü Yönetim Kurulunun...10/09/2014....tarih ve. 2014./33..05 sayılı kararı ile onaylanmıştır.



TEZ BİLDİRİM SAYFASI

Tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada yer alan bütün bilgilerin bilimsel ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu ve bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atf yapıldığını bildiririm.



Kerim BÖYÜKATA

TEŞEKKÜR

“Pr_{1-x}Gd_xCo₄Si (0 ≤ x ≤ 1) Bileşiklerinin Manyetik Özelliklerinin İncelenmesi” konulu tez çalışmamın seçiminde, yürütülmesinde ve sonuçlandırılmasında bana maddi ve manevi yardım ve katkıları esirgemeyen, karşılaştığım problemlerin çözümünde desteğini ve güler yüzünü eksik etmeyen çok değerli danışmanım sayın Doç. Dr. Nazmiye KERVAN’a sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

Tez çalışmam sırasında değerli vaktini ayırıp bilgisini esirgemeyen sayın hocam Prof. Dr. Selçuk KERVAN’a teşekkür ederim.

İngilizce kaynakların çevirilerindeki yardımlarından dolayı Yrd. Doç. Dr. Mevlüt ŞAHİN’e ve diğer katkısı bulunan hoca ve arkadaşlarıma teşekkür ederim.

Ayrıca tüm yaşamım boyunca maddi ve manevi her konuda beni sonuna kadar destekleyen, her zaman içimde sevgilerini hissettiğim ve borçlarımı asla ödeyemeyeceğim sevgili eşim Zeynep BÖYÜKATA’ya, gül yüzlü kızım Saliha’ya ve neşeli oğlum Ahmed Said’e sonsuz teşekkürlerimi sunarım.

**Pr_{1-x}Gd_xCo₄Si (0 ≤ x ≤ 1) BİLEŞİKLERİNİN MANYETİK ÖZELLİKLERİNİN
İNCELENMESİ
(Yüksek Lisans Tezi)**

Kerim BÖYÜKATA

**NEVŞEHİR HACI BEKTAŞ VELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

Eylül 2014

ÖZET

Bu tezde, tek fazlı Pr_{1-x}Gd_xCo₄Si (x=0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 ve 1.0) bileşiklerinin kristal yapısı ve manyetik özellikleri incelenmiştir. X-ışını analizleri, bileşiklerin *P6/mmm* uzay grubu ile hegzagonal CaCu₅ tipi yapıya sahip tek fazlı olarak kristallendiğini göstermektedir. Pr yerine Gd ilavesi birim hücre parametreleri *a* ve *c*'nin ve birim hücre hacmi *V*'nin azalmasına sebebiyet vermiştir. Manyetik ölçümler tüm numunelerin Curie sıcaklığının altında manyetik olarak düzenlendiğini göstermiştir. 4.2 K'de doyum manyetizasyonu *x*=0.6'lık Gd ilavesine kadar azalmakta, daha sonra artmaktadır.

Anahtar kelimeler: Manyetik Malzemeler, X-ışını Toz Kırınımı, Manyetik Özellikler.
Tez Danışman: Doç. Dr. Nazmiye KERVAN
Sayfa Adeti: 68

**INVESTIGATION OF THE MAGNETIC PROPERTIES
OF THE Pr_{1-x}Gd_xCo₄Si COMPOUNDS
(M. Sc. Thesis)**

Kerim BÖYÜKATA

**NEVŞEHİR HACI BEKTAŞ VELİ UNİVERSİTY
GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES**

September 2014

ABSTRACT

The crystal structure and magnetic properties of single phase Pr_{1-x}Gd_xCo₄Si compounds with $x= 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ and 1.0 have been investigated. X-ray analysis reveals that the compounds crystallize as a single phase having the hexagonal CaCu₅-type structure with the space group $P6/mmm$. The substitution of Gd for Pr causes a linear decrease of the unit-cell parameters a and c , and the unit-cell volume V . Magnetic measurements indicate that all samples are ordered magnetically below the Curie temperature. The saturation magnetization at 4.2 K decreases upon the Gd substitution up to $x=0.6$, and then increases.

Keywords: Magnetic Materials, X-Ray Powder Diffraction, Magnetic Properties.

Thesis Supervisor: Assoc. Prof. Dr. Nazmiye KERVAN

Page Number: 68

İÇİNDEKİLER

KABUL VE ONAY	i
TEZ BİLDİRİM SAYFASI	ii
TEŞEKKÜR	iii
ÖZET.....	iv
ABSTRACT	v
İÇİNDEKİLER.....	vi
TABLolar LİSTESİ	viii
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	ix
RESİMLER LİSTESİ.....	xiii
SİMGE VE KISALTMALAR LİSTESİ	xiv
1. BÖLÜM	
GİRİŞ	1
2. BÖLÜM	
MANYETİK ÖZELLİKLER I.....	3
2.1. Diamanyetizma.....	3
3. BÖLÜM	
MANYETİK ÖZELLİKLER II	7
3.1. Paramanyetizma	7
3.1.1. Paramanyetizmanın yarı klasik davranışı.....	8
3.1.2. $J=1/2$ için paramanyetizma.....	10
3.1.3. Brillouin fonksiyonu	15
3.1.4. Van Vleck paramanyetizması.....	19
4. BÖLÜM	
KOLLEKTİF MANYETİZMA.....	20
4.1. Ferromanyetizma.....	20
4.2. Antiferromanyetizma	26
4.2.1. Bir antiferromanyetin Weiss modeli.	27
4.2.2. Manyetik alınganlık.....	28

4.2.3.	Kuvvetli manyetik alanın etkisi.....	33	
4.2.4.	Antiferromanyetik düzenin çeşitleri.....	37	
4.3.	Ferrimanyetizma.....	39	
4.3.1.	Moleküler alan teorisi.....	41	
4.3.1.1.	T_C üzerinde.....	44	
4.3.1.2.	T_C altında.....	47	
5. BÖLÜM			
DENEYSEL YÖNTEMLER.....			52
5.1.	Örneklerin Elde Edilmesi.....	52	
5.2.	X-Işını Toz Kırınımı.....	53	
5.2.1.	X-ışını toz kırınım analizi.....	54	
5.2.2.	X-ışını toz kırınım ölçümleri.....	55	
5.3.	Mıknatıslanma Ölçümleri.....	56	
6. BÖLÜM			
SONUÇ ve TARTIŞMA.....			58
KAYNAKLAR.....			65
ÖZGEÇMİŞ.....			68

TABLULAR LİSTESİ

Tablo 4.1.	Bazı yaygın ferromanyetik malzemelerin özellikleri.....	26
Tablo 4.2.	Sıkça rastlanan bazı antiferromanyetlerin özellikleri.....	31
Tablo 4.3.	Bazı bilinen ferrimanyetlerin özellikleri.....	41
Tablo 6.1.	$\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ bileşikleri için örgü sabitleri a ve c , birim hücre hacmi V , c/a , doyum mıknatıslanması M_S , Co atomunun manyetik momenti M_{Co} , dengeleme sıcaklığı T_{den} ve Curie sıcaklığı T_C	60

ŞEKİLLER LİSTESİ

- Şekil 2.1. Farklı iyonların ölçülmüş diamanyetik molar alınganlıkları χ_m 'in $Z_{etkin} r^2$ 'ye göre grafiği.5
- Şekil 2.2. (a) Naftalin iki tane kaynaşmış benzen halkasından oluşur. (b) Grafit hekzagonal tabaka katmanlarından oluşur. Karbon atomları siyah noktalar olarak gösterilmiştir. 6
- Şekil 3.1. Bir paramanyetik malzemenin ortalama manyetik momentini hesaplamak için, momentin z eksenine göre θ ve $\theta + d\theta$ açıları arasında uzandığı düşünülür. Bu, gölgeli görülen ve birim küre üzerindeki halkanın alanı olan $2\pi \sin\theta d\theta$ ile orantılıdır. 8
- Şekil 3.2. Klasik paramanyetik malzemenin manyetizasyonu $L(y) = \coth y - 1/y$ Langevin fonksiyonu ile tanımlanır. Küçük y için, $L(y) \approx y/3$ alınır, orijin yakınılarında eğriye teğet olan çizgi ile gösterilir. Manyetik alanın büyüklüğü artarken veya sıcaklık azalırken, manyetizasyonun büyüklüğü artar. 9
- Şekil 3.3. Manyetik alanın bir fonksiyonu olarak spin-1/2 manyetik momentinin enerjisi. 11
- Şekil 3.4. Spin-1/2 paramanyetik malzemenin mıknatıslanması $\tanh y$ fonksiyonuna uyar. Küçük y için, $\tanh y \approx y$ alınır ve orijin yakınılarında eğriye teğet olan çizgi ile gösterilir. 12
- Şekil 3.5. $k_B T / \mu_B B$ 'nin fonksiyonu olarak birim hacim başına n tane etkileşmeyen spin-1/2 iyonu içeren paramanyetik malzemenin (a) M mıknatıslanması (doyum mıknatıslanmasına göre normalize edilmiş), (b) E enerjisi (c) C ısı sığası (uygulanan manyetik alan sabit olduğunda) ve (d) S entropisi. 14
- Şekil 3.6. J manyetik moment kuantum sayısına sahip paramanyetik malzemenin mıknatıslanması J 'nin farklı değerleri için burada çizilen $B_J(y)$ Brillouin fonksiyonuna uyar. J 'nin değerleri $1/2, 1, 3/2, 2, 5/2, \dots$ ve $J = \infty$ 'dur 17

- Şekil 3.7. Curie yasası (a)'da görüldüğü gibi $\chi \propto 1/T$ 'yi vurgular. Böylece düz bir doğru grafiği (b)'de görüldüğü gibi T 'ye karşı $1/\chi$ çiziminden elde edilir. (c)'de görüldüğü gibi T 'ye göre χT grafiği sabittir. 18
- Şekil 4.1. Farklı manyetik malzemelerde M manyetizasyonun, χ manyetik alınganlığın veya χ^{-1} alınganlığın tersinin sıcaklığa bağlılığının özeti...23
- Şekil 4.2. Farklı J değerleri için ferromanyetik Brillouin fonksiyonu ile hesaplanmış, indirgenmiş sıcaklığa (T/T_C) karşı indirgenmiş manyetizasyon $(M(T)/M(0))$ eğrisi. Demir (x) ve nikel (0) için deneysel veriler grafikte görülmektedir. 25
- Şekil 4.3. Bir antiferromanyet iki tane iç içe geçmiş alt örgüye ayrılabilir. 27
- Şekil 4.4. $T > \theta$ için $\chi \propto 1/(T - \theta)$ bağıntısı Curie-Weiss yasasını belirtmektedir. Bu, üç durum için (a)'da görülmektedir: $\theta = 0$ (paramanyet), $\theta = \Theta > 0$ (ferromanyet) ve $\theta = -\Theta < 0$ (antiferromanyet). Düz çizgi grafikleri (b)'de görüldüğü gibi T 'ye karşı $1/\chi$ 'nin çizilmesiyle elde edilir ve sıcaklık eksenini üzerindeki kesim noktaları θ 'yı verir. (c)'de görüldüğü gibi, T 'ye karşı χT grafiği sabit olabilir ($\theta = 0$), T azalırken artıyor olabilir ($\theta > 0$) veya T azalırken azalıyor olabilir ($\theta < 0$) 30
- Şekil 4.5. χ_{\perp} 'nin kaynağı. 32
- Şekil 4.6. χ_{\parallel} ve χ_{\perp} üzerinde sıcaklığın etkisi. 33
- Şekil 4.7. Bir manyetik alanın alt örgü mıknatıslanmalarına paralel uygulanması. (a) Küçük alanlar için herhangi bir şey olmaz ve sistem antiferromanyetik fazda kalır. (b) Kritik alanın üzerinde sistem bir spin-flop fazda spin-flop geçişine maruz kalır. 34
- Şekil 4.8. B 'nin fonksiyonu olarak antiferromanyetik fazın ve spin-flop fazın enerjisi. 35
- Şekil 4.9. (a) Bir antiferromanyete paralel bir manyetik alan uygulandığında mıknatıslama. Başlangıçta hiçbir şey olmaz, fakat sonra B_1 'de bir spin-flop faza bir spin-flop geçişi vardır. B_2 alanında doyum elde edilinceye

	kadar manyetik alan momentleri döndürür. (b) Eğer spinler paralel yönde doğrulmayı kuvvetli bir şekilde tercih ediyorsa spin-flop oluşmaz. Bunun yerine B_3 'de bir spin-flip geçişi vardır.	37
Şekil 4.10.	Basit kübik örgüler üzerinde oluşabilen antiferromanyetik düzenin dört çeşidi. İki muhtemel spin durumları + ve - ile işaretlenmiştir.	38
Şekil 4.11.	Hacim-merkezli kübik örgülerde oluşabilen antiferromanyetik düzenin üç çeşidi.	39
Şekil 4.12.	Ters kübik bir feritteki iyonlar arasındaki değiş-tokuş etkileşimleri. ..	43
Şekil 4.13.	Curie noktasının üzerinde bir ferrimanyetik için sıcaklık ile alınganlığın tersinin teorik olarak değişimi.	45
Şekil 4.14.	Bir Mn ferrit için sıcaklığa karşı alınganlığın tersi.	46
Şekil 4.15.	Tipik bir kübik ferrimanyet için A ve B alt örgülerinin kendiliğinden mıknatıslanmaları ve elde edilen doyum mıknatıslanması σ_s (şematik olarak)	48
Şekil 4.16.	Kubit ferrimanyetler için anormal σ_s 'ye karşı T eğrileri.	49
Şekil 4.17.	Bir dengelenme noktasında bir ferrimanyetin davranışı.	50
Şekil 4.18.	Birkaç kübik ferrimanyet için sıcaklığa karşı doyum mıknatıslanması	51
Şekil 5.1.	X-ışınlarının bir kristalin düzlemlerinden kırınımı.	54
Şekil 5.2.	Mıknatıslanma ölçümlerinde kullanılan SQUID gerilimi-örneğin konumu grafiği.	57
Şekil 6.1.	$\text{Pr}_{0.6}\text{Gd}_{0.4}\text{Co}_4\text{Si}$ bileşiğinin XRD sonuçları.	58
Şekil 6.2.	$\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ bileşikleri için oda sıcaklığında örgü sabitleri a ve c , c/a ve birim hücre hacmi V 'nin Gd konsantrasyonu x ile değişimi.	59
Şekil 6.3.	$\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ bileşikleri için 1 T'lık alanda ölçülen manyetizasyonun sıcaklığa bağımlılığı.	61

Şekil 6.4.	4.2 K'de uygulanan manyetik alanın bir fonksiyonu olarak $\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ bileşiklerinin manyetizasyonu.	62
Şekil 6.5.	4.2 K'de x 'e karşı doyum manyetizasyonu M_S ve Co atomlarının manyetik momentleri M_{Co}	63

RESİMLER LİSTESİ

Resim 5.1.	Örneklerin üretilmesinde kullanılan ark fırını.	53
Resim 5.2.	Bruker D8 Advance x-ışını toz difraktometresi.	55
Resim 5.3.	SQUID (Superconducting Quantum Interference Devices) manyetometre.	56

SİMGE VE KISALTMALAR LİSTESİ

A_k	Asimetri fonksiyonu
$B(\mathbf{J}, \mathbf{x})$	Brillouin fonksiyonu
C	Curie-Weiss sabiti
d	Düzlemler arası uzaklık
g	Landé faktörü
H	Magnetik alan
I_k	X-ışını şiddeti
\bar{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
\bar{S}	Spin açısal momentumu
T	Sıcaklık
V	Birim hücre hacmi
y	X-ışını sayımı
θ	Saçılma açısı
θ_p	Paramagnetik Curie sıcaklığı
λ	X-ışınının dalga boyu
λ_m	Moleküler alan sabiti
γ	Moleküler alan katsayısı

y_i	Saçılma açılarından alınan ölçüm sayım değeri
μ_B	Bohr magnetonu
χ	Magnetik alınganlık
μ	Manyetik moment
m_l	Yörünge manyetik moment
μ_0	Boşluğun geçirgenliği
H_0	Uygulanan manyetik alan
Ω	Pik fonksiyonu
L	Tork, Yörüngesel açısal momentumu
m	Manyetik dipolün manyetik momentini
B	Manyetik akı yoğunluğu
B_0	Boşluk içindeki akı yoğunluğu
μ_r	Bağıl geçirgenlik
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 momentini
μ_S	Spin dipol momentini
μ_{top}	Toplam momentum
H_m	Moleküler alan
H_{top}	Toplam alan
T_C	Curie sıcaklığı
T_N	Neel sıcaklığı

F	Helmholtz serbest enerjisi
σ	Gram başına mıknatıslanma
σ_s	Doyum mıknatıslanması
σ_r	Kalıcı mıknatıslanması
N	Manyetik moment sayısı

1. BÖLÜM

GİRİŞ

Bir insana manyetizmanın ne olduğu sorulursa, olasılıkla at nalı mıknatıslar, pusula iğneleri ve kuzey kutbu ile ilgili söylemlerle karşılaşılır. Bunların hiçbiri hareketli yükler ya da akım taşıyan tellerle açıkça bağlantılı değildir. Buna rağmen, manyetik olguların tamamı hareketli yüklerle ilişkilidir, gerçekte bir manyetik malzeme atomik ölçekte incelenirse çok küçük akımlar bulunur: çekirdek etrafında dönen elektronlar ve kendi ekseni etrafında dönen elektronlar. Makroskobik amaçlar bakımından, bu akım ilmekleri çok küçük olduklarından bunlar manyetik dipoller olarak işleme sokulabilir. Genellikle, atomların gelişigüzel yöneliminden dolayı dipoller birbirinin etkisini yok ederler. Fakat bir manyetik alan uygulandığında, bu dipollerin net bir hizalanışı oluşur ve ortam manyetik olarak kutuplanmış ya da mıknatıslanmış hale gelir.

Elektrik polarizasyon daima \vec{E} alanı yönünde olmasına karşın, bazı malzemeler \vec{B} 'ye paralel bir mıknatıslanma (paramanyetler) kazanırken, bazıları da \vec{B} 'ye zıt yönde mıknatıslanma (diamanyetler) kazanırlar. Az sayıda diğer bir grup madde (en yaygın örnek demire atıfla, ferromanyetler) dış alan kaldırdıktan sonra bile mıknatıslanmasını korur, çünkü bu maddelerin mıknatıslanması uygulanan alan tarafından değil, cismin tüm manyetik geçmişi tarafından belirlenir. Kuramsal bakış açısından demir mıknatıslar en karmaşık yapıları oluştursalar bile, demirden yapılmış sürekli mıknatıslar en çok bilinen örneklerdir [1].

Bu tez çalışmasında, tek fazlı $\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ ($x=0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ ve 1.0) bileşiklerinin kristal yapısı ve manyetik özellikleri incelenmiştir. Nadir toprak (R) ve 3d geçiş metali (T) intermetalik bileşiklerin manyetik özellikleri ile ilgili çalışmalar, yeni kalıcı mıknatısların keşfiyle alakalı teknolojik beklenti ve 4f ve 3d elementlerinin karmaşık manyetik davranışının varlığına bağlı olarak bilimsel açıdan malzeme fiziğinde güncel bir konudur [2-6]. Genel formülü RT_5 olan intermetalik bileşikler ve bunların türevleri, yüksek koersivite, kristal alan etkileri, manyetokalorik etki, spin dalgalanması, manyetik anizotropi vb. gibi çeşitli ilginç özellikler gösterirler [7-10]. RCO_5 bileşiklerinde B, Al, C, Ga veya Si atomları gibi dış p-kabuklu manyetik olmayan elementler ile Co'nun kısmen değişimi, ana bileşiklerin kristalografik ve manyetik

özellikleri üzerinde kayda değer etkiler oluşturur [11-13]. RCo_4Si bileşikleri $P6/mmm$ uzay gruplu hegzagonal $CaCu_5$ -tipi yapıda kristalleşirler. Bunlar $CaCu_5$ yapısının her ikinci tabakasında Si ile Co'nun düzenli bir şekilde yer değiştirmesiyle elde edilir [14].

RCo_4Si bileşiklerinin manyetik özellikleri ile ilgili daha önceki araştırmalarda, $GdCo_4Si$ durumunda ferrimanyetik tipi sıralanma görülürken, $PrCo_4Si$ 'un ferromanyetik olarak düzenli olduğu kanıtlanmıştır [14-16]. 4.2 K'de Curie sıcaklığı T_C ve doyum mıknatıslanması sırasıyla $PrCo_4Si$ için 425 K ve $4.61 \mu_B/f.u.$ ve $GdCo_4Si$ için 470 K ve $2.76 \mu_B/f.u.$ 'dur [15]. $GdCo_4Si$ bileşiği aynı zamanda 300 K'de T_{den} dengeleme noktasına sahiptir [14].

Bu bileşiklerde, nadir toprak alt örgüsü Co alt örgüsü ile hafif nadir toprak (Pr) veya ağır nadir toprak (Gd) durumlarında sırasıyla ya ferromanyetik olarak ya da antiferromanyetik olarak çiftlenir. Bu nedenle, $Pr_{1-x}Gd_xCo_4Si$ sisteminin özelliklerinin incelenmesi manyetik etkileşmelere daha derin bir bakış açısı kazandırması açısından ilgi çekicidir.

2. BÖLÜM

MANYETİK ÖZELLİKLER I

2.1. Diamanyetizma

Bütün malzemeler bir dereceye kadar diamanyetizmanın zayıf ve negatif manyetik alınganlık özelliğini gösterirler. Diamanyetik bir madde için, manyetik alan uygulanan manyetik alana göre ters yönde bir manyetik momente sebep olur.

Bu etki klasik bakış açısından sıkça, bir elektronun yörüngesel hareketi üzerinde manyetik alanın etkisi zıt elektromanyetik kuvvete (emk) sebep olur şeklinde açıklanır. Bu emk, Lenz kanunu ile ifade edildiği gibi kendisinin oluşturduğu manyetik alana zıt yöndedir.

Kuantum mekaniksel yaklaşım kullanılarak bu etki basit bir şekilde tanımlanabilir. Hiç biri doldurulmamış elektronik kabuklara sahip bir atom durumu düşünölsün. Bu durumda

$$\vec{H} = \vec{H}_0 + \mu_B (\vec{L} + g\vec{S}) \cdot \vec{B} + \frac{e^2}{8m_e} \sum_i (\vec{B} \times \vec{r}_i)^2 \quad (2.1)$$

şeklinde yazılan Hamiltonyenin paramanyetik terimi olan ikinci terim ihmal edilebilir.

Eğer \vec{B} manyetik alanı z eksenine paralel ise o zaman $\vec{B} \times \vec{r}_i = B (-y_i, x_i, 0)$ ve

$$(\vec{B} \times \vec{r}_i)^2 = B^2 (x_i^2 + y_i^2) \quad (2.2)$$

olur ve böylece denklem 2.1. ile verilen Hamiltonyenin diamanyetik terimi olan üçüncü terimden dolayı taban durum enerjisindeki birinci dereceden katkı

$$\Delta E_o = \frac{e^2 B^2}{8m_e} \sum_{i=1}^Z \langle 0 | (x_i^2 + y_i^2) | 0 \rangle \quad (2.3)$$

şeklinde olur. Burada $|0\rangle$ taban durum dalga fonksiyonudur. Küresel simetrik bir atom varsayılırsa, $\langle x_i^2 \rangle = \langle y_i^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle r_i^2 \rangle$ alınır ve

$$\Delta E_0 = \frac{e^2 B^2}{12m_e} \sum_{i=1}^Z \langle 0 | r_i^2 | 0 \rangle \quad (2.4)$$

bulunur. V hacminde tüm kabukları dolu olan N tane iyondan oluşan (her biri m kütleli Z elektrona sahip) bir katı düşünülün. $T=0$ 'da manyetizasyon

$$M = -\frac{\partial F}{\partial B} = -\frac{N}{V} \frac{\partial \Delta E_0}{\partial B} = -\frac{Ne^2 B}{6m_e} \sum_{i=1}^Z \langle r_i^2 \rangle \quad (2.5)$$

şeklinde elde edilir. Burada F Helmholtz fonksiyonudur. Böylece diamanyetik alınganlık $\chi = M / H \approx \mu_0 M / B$ ($\chi \ll 1$ olduğu varsayılırsa) ifadesinden çıkartılabilir. Bu yöntem izlenerek

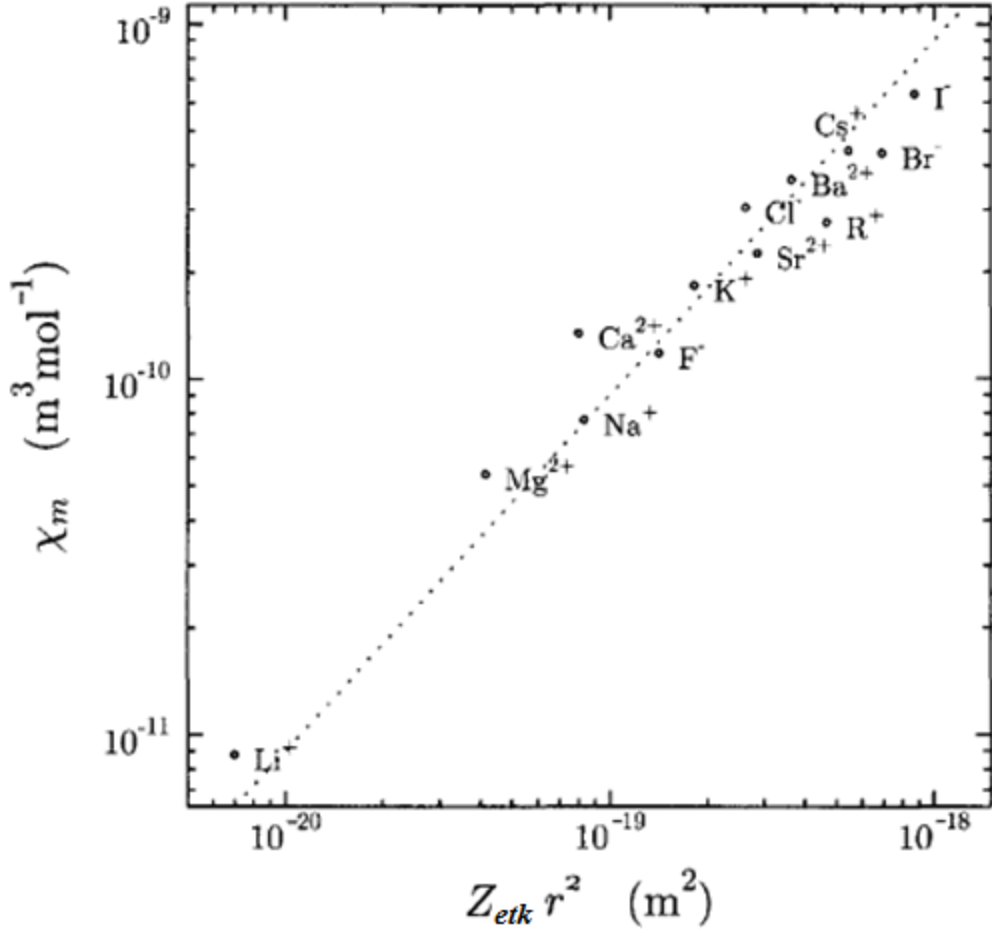
$$\chi = -\frac{N}{V} \frac{e^2 \mu_0}{6m_e} \sum_{i=1}^Z \langle r_i^2 \rangle \quad (2.6)$$

sonucu bulunur. Bu ifade birinci dereceden pertürbasyon teorisi olarak varsayılır. Sıcaklık sıfırın üzerinde arttırılırsa, taban durumun üzerindeki durumlar diamanyetik alınganlığı belirlemede gitgide daha önemli hale gelir. Fakat bu düşük değerli bir etkidir. Diamanyetik alınganlıklar genellikle büyük ölçüde sıcaklıktan bağımsızdır.

Bu ilişki çeşitli iyonlar için deneysel olarak belirlenen diamanyetik molar alınganlıkların $Z_{etkin} r^2$ 'ye göre grafiği çizilerek oldukça kaba bir şekilde test edilebilir. Burada Z_{etkin} bir iyonun en dış kabuğundaki elektronların sayısıdır ve r de ölçülen iyonik yarıçaptır. İyonun en dış kabuğundaki tüm elektronların kabaca aynı $\langle r_i \rangle^2$ değerine sahip olduğu varsayılırsa

$$\sum_{i=1}^{Z_{etkin}} \langle r_i^2 \rangle \approx Z_{etkin} r^2 \quad (2.7)$$

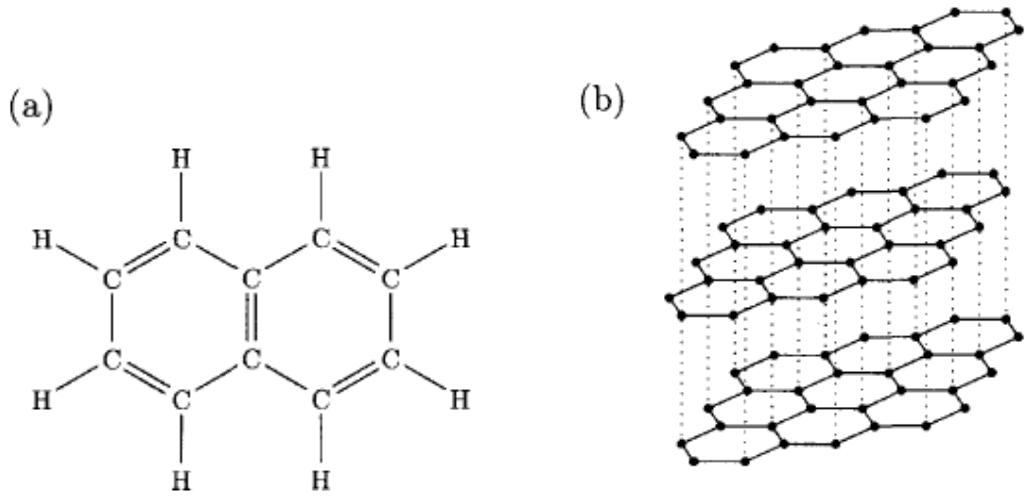
olur. Şekil 2.1’de çok sayıda iyonun diamanyetik alınganlığı göstermiştir. Deneysel değerler, NaF, NaCl, NaBr, KCl, KBr gibi iyonik tuzların bir grubu ölçülen diamanyetik alınganlıklar ile karşılaştırılarak saptanır. Bu yaklaşım, bir iyonlardaki tüm elektronlar aynı ortalama yarıçap karesine sahip olmadığı için hatalıdır, fakat bu kabul buna rağmen oldukça etkileyicidir. İyonlar seçilir, çünkü örneğin Na ve Cl atomları eşleşmemiş elektrona sahiptir. Fakat Na^+ ve Cl^- iyonlarının her ikisinin de kabuk yapıları Ne ve Ar’dakine benzer şekilde kapalıdır. Böylece atomların manyetik etkilerinin baskın olduğu paramanyetik etkiler iyonlarda göz ardı edilebilir [17].



Şekil 2.1. Farklı iyonların ölçülmüş diamanyetik molar alınganlıkları χ_m 'in $Z_{etkin} r^2$ 'ye göre grafiği [17].

Nispeten büyük ve anizotropik diamanyetik alınganlıklar konumlandırılmış π elektronlu örneğin naftalin ve grafit gibi moleküllerde gözlenir. Naftalin bir kenarından

birleşmiş iki benzen molekülünden oluşur (Şekil 2.2(a)). π elektronları çok hareketlidir ve indüklenmiş akımlar halkanın kenarları etrafında akabilir. Eğer halka düzlemine dik manyetik alan uygulanırsa, en büyük değerine ulaşan büyük diamanyetik alınganlığa sebep olurlar. Etkin halka çapı atomik çaptan çok daha büyüktür ve bundan dolayı etki de büyüktür. Bu, gevşek bir şekilde bağlı hekzagonal tabakalardan oluşan grafit için de doğrudur (Şekil 2.2(b)). Diamanyetik alınganlık, manyetik alanın tabakalara dik uygulandığı durumda paralel yönde uygulanandan daha büyük olur.



Şekil 2.2. (a) Naftalin iki tane kaynaşmış benzen halkasından oluşur. (b) Grafit hekzagonal tabaka katmanlarından oluşur. Karbon atomları siyah noktalar olarak gösterilmiştir [17].

Diamanyetizma bütün malzemelerde bulunur, fakat ya ihmal edilebilen veya daha büyük bir etki için küçük bir düzeltme olan zayıf bir etkidir [17].

3. BÖLÜM

MANYETİK ÖZELLİKLER II

3.1. Paramanyetizma

Paramanyetizma, uygulanan manyetik alanın sebep olduğu ve kendisiyle paralel hizalanan bir mıknatıslamaya yol açtığından dolayı pozitif alınganlığa karşılık gelmektedir. Burada, çiflenmemiş elektronlardan dolayı sıfırdan farklı manyetik momente sahip atomlarla ilgilenilecek. Bir manyetik alan uygulanmadığında, bu manyetik momentler rastgele yönlerde yönelirler. Çünkü komşu atomlar üzerindeki manyetik momentler birbirleri ile oldukça zayıf etkileşirler ve bunların bağımsız oldukları varsayılabilir. Manyetik alanın uygulanması onları hizaya sokar ki hizalanma derecesi (ve bu nedenle indüklenmiş mıknatıslanma) uygulanan manyetik alanın kuvvetine bağlıdır.

Bir atomun manyetik momenti, yörünge açısai momentumu \vec{L} ve spin açısai momentumu \vec{S} 'nin

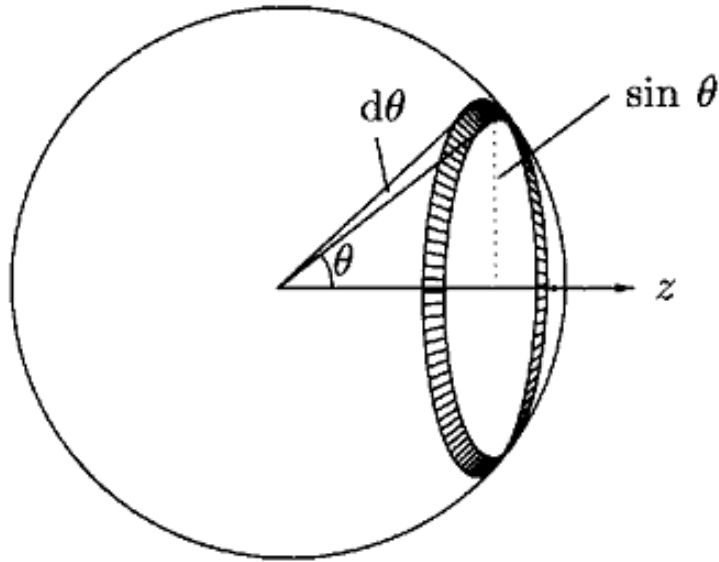
$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} \quad (3.1)$$

şeklinde toplamı olan toplam açısai momentum \vec{J} ile ilişkilidir. Burada bu nicelikler \hbar birimi cinsinden ölçeklendirilmiştir ve her atomun μ büyüklüğünde manyetik momente sahip olduğu farz edilecektir.

Manyetik alanın artışı spinlerin hizalanmasına katkı sağlamasına rağmen, sıcaklığın artışı onları düzensizleştirecektir. Bu yüzden paramanyetik maddelerin mıknatıslanmasının B/T oranına bağlı olacağı beklenmektedir. Diamanyetizma daima zayıf negatif bir katkı olarak var olmasına karşın, paramanyetik etki genellikle diamanyetik etkiden daha güçlüdür.

3.1.1. Paramanyetizmanın yarı klasik davranışı

Manyetik momentlerin, kuantizasyondan dolayı yalnız belirli yönlerde doğrulabileceği gerçeğini görmezden gelerek burada paramanyetizmanın yarı klasik davranışıyla (aşağıda $J = \infty$ 'a uygun olduğu görülecek) başlanılacak. z yönü boyunca uygulanan \vec{B} alanı için manyetik momentlerin θ ve $\theta + d\theta$ arasındaki açılarda uzandığı düşünülün. Bunlar $-\mu B \cos\theta$ enerjisine sahiptir ve \vec{B} boyunca $\mu \cos\theta$ 'ya eşit net manyetik momente sahiptir. Eğer manyetik momentler rastgele doğrulamak için herhangi bir yön seçebilseydi, θ ve $\theta + d\theta$ arasında açığa sahip olacak olan kesit alan, Şekil 3.1'de görülen halkanın alanıyla orantılı olurdu ki, bu birim yarıçaplı küre için $2\pi \sin\theta d\theta$ 'dir. Birim kürenin toplam yüzey alanı 4π 'dir, bu nedende kesit alan $1/2 \sin\theta d\theta$ 'dir. θ ve $\theta + d\theta$ arasında açığa sahip olmanın olasılığı T sıcaklığında, bu istatistiksel faktör, $1/2 \sin\theta d\theta$ ve k_B Boltzmann sabiti olmak üzere Boltzmann faktörü $\exp(\mu B \cos\theta / k_B T)$ 'nin çarpımıyla basitçe orantılı olur. \vec{B} boyunca ortalama moment; o zaman



Şekil 3.1. Bir paramanyetik malzemenin ortalama manyetik momentini hesaplamak için, momentin z eksenine göre θ ve $\theta + d\theta$ açıları arasında uzandığı düşünülür. Bu, gölgeli görülen ve birim küre üzerindeki halkanın alanı olan $2\pi \sin\theta d\theta$ ile orantılıdır [17].

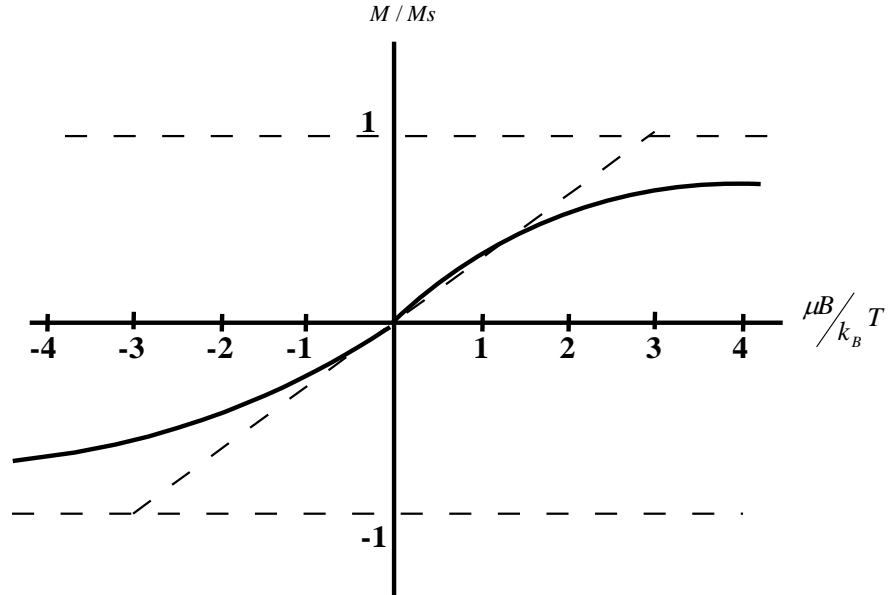
$$\langle \mu_z \rangle = \frac{\int_0^\pi \mu \cos \theta \exp(\mu B \cos \theta / k_B T) \frac{1}{2} \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi \exp(\mu B \cos \theta / k_B T) \frac{1}{2} \sin \theta d\theta} \quad (3.2)$$

$$= \mu \frac{\int_{-1}^1 x e^{yx} dx}{\int_{-1}^1 e^{yx} dx}, \quad (3.3)$$

olur, burada $y = \mu B / k_B T$ ve $x = \cos \theta$ olarak tanımlanmıştır. Bu,

$$\frac{\langle \mu_z \rangle}{\mu} = \coth y - \frac{1}{y} \equiv L(y) \quad (3.4)$$

halini alır. Burada $L(y) = \coth y - 1/y$ Langevin fonksiyonudur. Bu fonksiyon şekil 3.2'de gösterilmiştir.



Şekil 3.2. Klasik paramanyetik malzemenin manyetizasyonu $L(y) = \coth y - 1/y$ Langevin fonksiyonu ile tanımlanır. Küçük y için, $L(y) \approx y/3$ alınır, orijin yakınlarında eğriye teğet olan çizgi ile gösterilir. Manyetik alanın büyüklüğü artarken veya sıcaklık azalırken, manyetizasyonun büyüklüğü artar.

Küçük y için;

$$\coth(y) = \frac{1}{y} + \frac{y}{3} + O(y^3) \quad (3.5)$$

açılımı kullanılırsa

$$L(y) = \frac{y}{3} + O(y^3) \quad (3.6)$$

elde edilir. Birim hacim başına manyetik momentlerin sayısı n ile gösterilir. Doyum manyetizasyonu M_s maksimum manyetizasyondur ve bütün manyetik momentler hizalandığı zaman elde edilebilir, böylece $M_s = n\mu$ olur. Aslında elde edilen manyetizasyon $M = n \langle \mu_z \rangle$ 'dir ve manyetizasyonun doyum manyetizasyonuna oranı yararlı bir büyüklüktür. Böylece;

$$\frac{M}{M_s} = \frac{\langle \mu_z \rangle}{\mu} \approx \frac{y}{3} = \frac{\mu B}{3k_B T} \quad (3.7)$$

olur ve küçük alanlarda ($\chi \ll 1$, böylece $B \approx \mu_0 H$) geçerli olan $\chi = M / H \approx \mu_0 M / B$ ifadesi kullanılırsa,

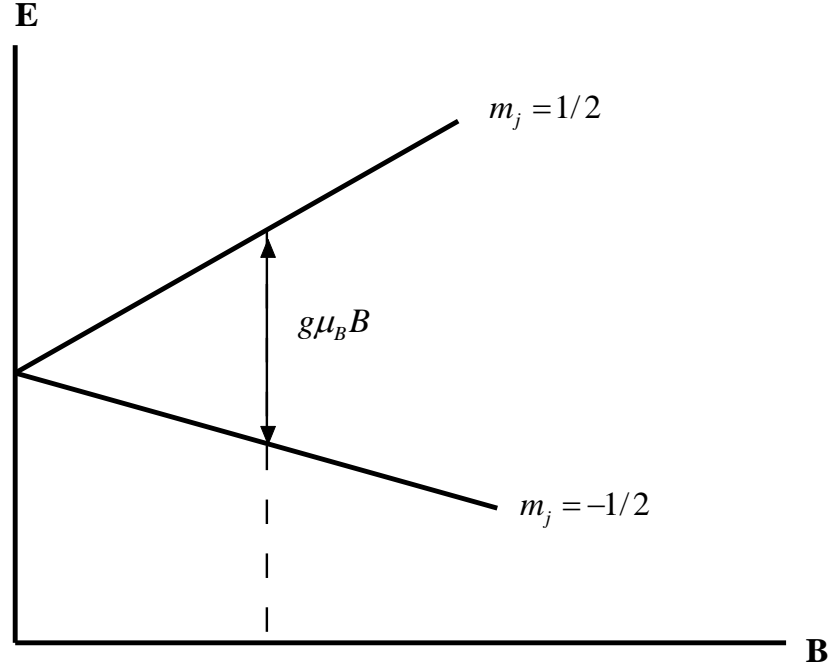
$$\chi = \frac{n\mu_0 \mu^2}{3k_B T} \quad (3.8)$$

elde edilir. Bu, manyetik alınganlığın sıcaklıkla ters orantılı olduğunu gösterir ve Curie yasası olarak bilinir.

3.1.2. $J=1/2$ için paramanyetizma

Yukarıdaki işlemler bu kez kuantum mekaniksel bir sistem için tekrar edilecek. Klasik momentlerin yerini $J=1/2$ ile kuantum spinleri alacak. Manyetik momentlerin z bileşeninin şimdi yalnız iki mümkün değeri olacaktır: $m_j = \pm 1/2$. Bunlar ya B 'ye paralel ya da antiparalel doğrultuda olabilir. Böylece manyetik momentler $\mu_B B$ veya

$-\mu_B B$ enerjilerine uygun olarak ya $-\mu_B$ ya da μ_B ($g = 2$ farz ederek) olacaktır. Bu iki çözüm Şekil 3.3’de kabaca çizilmiştir.



Şekil 3.3. Manyetik alanın bir fonksiyonu olarak spin-1/2 manyetik momentinin enerjisi.

Böylece,

$$\langle g\mu_B m_J \rangle = \frac{-\mu_B e^{\mu_B B / k_B T} + \mu_B e^{-\mu_B B / k_B T}}{e^{\mu_B B / k_B T} + e^{-\mu_B B / k_B T}} \quad (3.9)$$

$$= \mu_B \tanh\left(\frac{\mu_B B}{k_B T}\right) \quad (3.10)$$

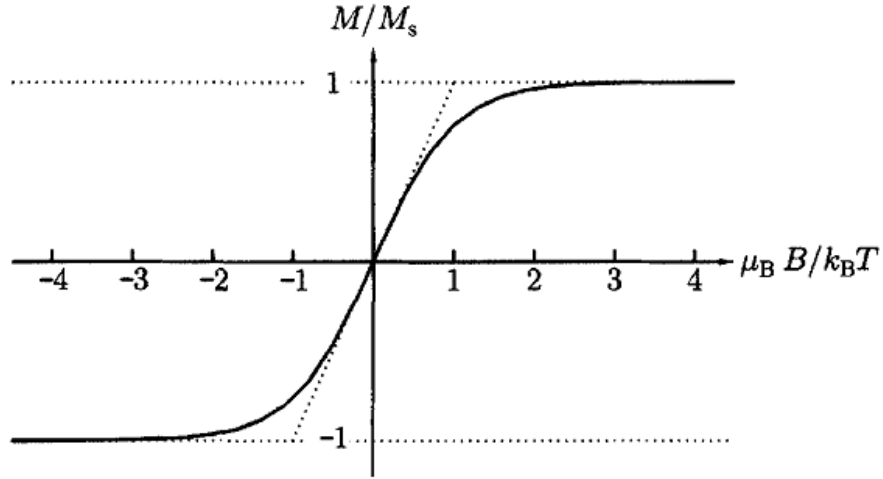
bulunur ve $y = \mu_B B / k_B T = g\mu_B J B / k_B T$ (burada $J = 1/2$ ve $g = 2$) yazılarak

$$\frac{M}{M_s} = \frac{\langle m_J \rangle}{J} = \tanh y \quad (3.11)$$

elde edilir. Bu fonksiyon Langevin fonksiyonundan farklıdır, fakat aslında ona oldukça benzer görülmektedir (Şekil 3.4). Küçük alanlar uygulandığında,

$$\tanh(\mu_B/k_B T) \approx \mu_B/k_B T \text{ ve } \chi = \frac{n\mu_0\mu_B^2}{k_B T} \quad (3.12)$$

bulunur.



Şekil 3.4. Spin-1/2 paramanyetik malzemenin mıknatıslanması tanh y fonksiyonuna uyar. Küçük y için, $\tanh y \approx y$ alınır ve orijin yakınlarda eğriye teğet olan çizgi ile gösterilir.

Denklem 3.11. ile verilen ifade alternatif bir yöntem çok daha etkili bir şekilde kullanarak da elde edilebilir. Z bölüşüm fonksiyonu herhangi bir dejenereliğe göre ağırlıklı Boltzmann olasılıklarının toplamıdır. Bir spin için bölüşüm fonksiyonu,

$$Z = e^{\mu_B B/k_B T} + e^{-\mu_B B/k_B T} = 2 \cosh\left(\frac{\mu_B B}{k_B T}\right) \quad (3.13)$$

şeklinde yazılır ve Helmholtz serbest enerjisi $F = -k_B T \ln Z$ ifadesi kullanılarak elde edilebilir. Buradan birim hacimdeki n spin için Helmholtz serbest enerjisi,

$$F = nk_B T \ln \left[2 \cosh\left(\frac{\mu_B B}{k_B T}\right) \right] \quad (3.14)$$

olarak bulunur. $M = -(\partial F / \partial B)_T$ olarak verilen mıknatıslanmadan tekrar denklem 3.11. ile uyumlu olarak,

$$\frac{M}{M_s} = \tanh\left(\frac{\mu_B B}{k_B T}\right) \quad (3.15)$$

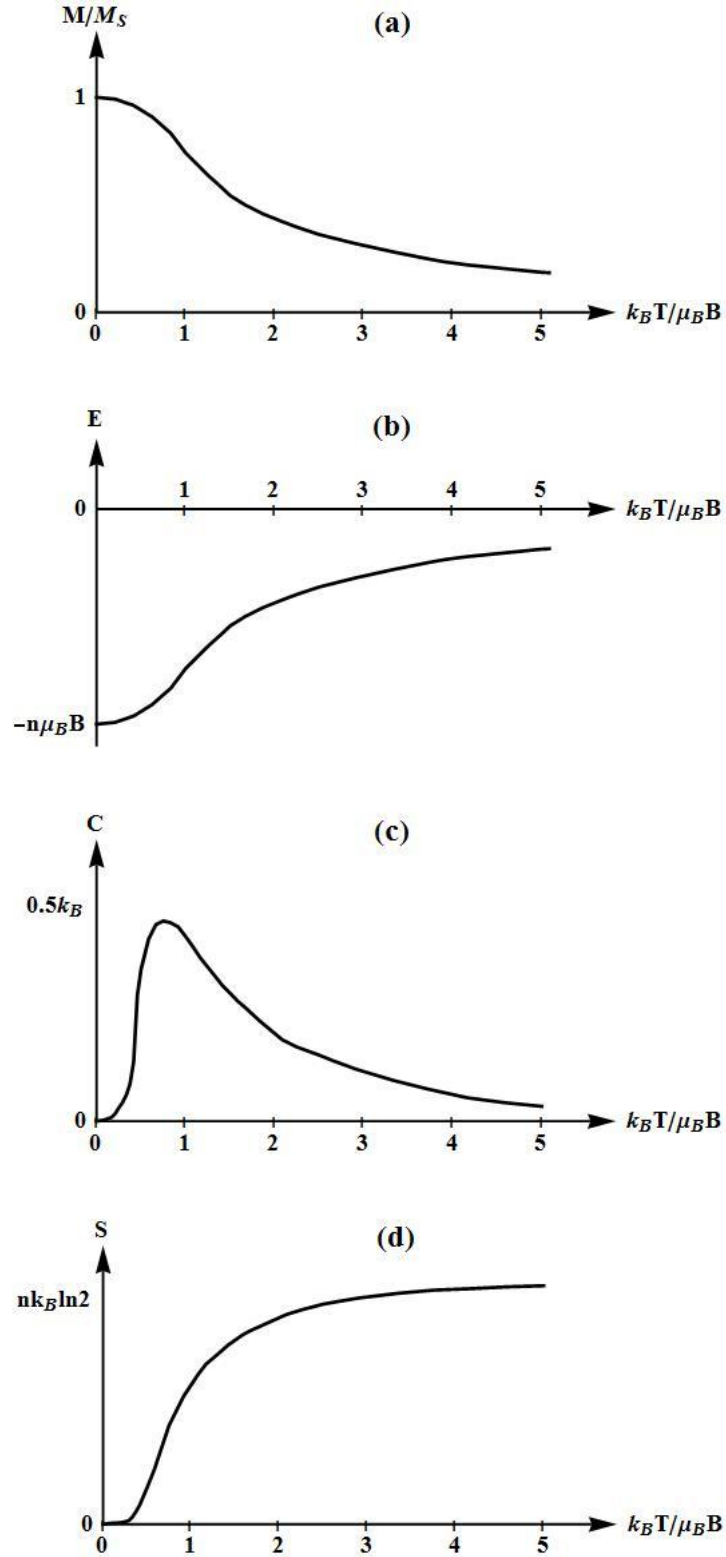
bulunur.

Bu yaklaşım aynı zamanda bu model için diğer termodinamik büyüklüklerin elde edilmesi için de kullanılabilir. Bunun sonuçları Şekil 3.4'de $k_B T / \mu_B B$ 'nin fonksiyonu olarak çizilmiştir.

Şekil 3.5(a)'da Şekil 3.4'de verilen bilginin aynısı görülmektedir, fakat yatay eksen ters çevrilmiştir. Bunun sebebi sabit manyetik alanda sıcaklık artışının etkisindeki ilgilenilen bir malzemenin termal özelliklerini anlamak içindir. Numune ısıtıldıkça momentler rastgele dağıldığı için mıknatıslanma azalır. Fakat bu, $E = -M_s B$ enerji yoğunluğunda bir artış sağlar (Şekil 3.5(b)). $T \rightarrow \infty$ olduğunda, uygulanan manyetik alana bağlı olarak enerji kazanımlarının enerji kayıplarını götürmesiyle momentler tamamen rastgele olduğu için enerji sıfır olur. Numunenin soğutulması enerjinin azalmasına neden olur.

$C = (\partial E / \partial T)_B$ ısı sığası, $k_B T \sim \mu_B B$ yakınlarında maksimum genişliğe sahiptir (Şekil 3.5(c)). Bu Schottky aykırılığı olarak bilinir. Bu durum ortaya çıkar, çünkü bu sıcaklıkta sistemin iki durumu arasında ısıl olarak geçişleri uyararak mümkün olur. Çok düşük sıcaklıkta, sistemin enerjisini değiştirmek zordur. Çünkü taban durumdan geçişleri uyararak için yeterli enerji yoktur ve bu nedenle spinlerin hepsi manyetik alanla hizaya sokulmuştur. Çok yüksek sıcaklıkta, her iki durum eşit olarak işgal edildiği için sistemin enerjisini değiştirmek zordur. Aralarında bir maksimum vardır. Bu nedenle ısı sığasındaki tepe noktaları, oluşabilecek ilginç sonucun yararlı bir göstergesi olabilir. Bununla birlikte bilinmelidir ki Schottky aykırılığı faz geçişi ile ilişkilendirilebileceği gibi çok keskin, sivri bir pik değildir, fakat düz geniş bir maksimumdur.

$S = (\partial F / \partial T)_B$ entropi, beklendiği gibi spinlerin düzensizliğini yansıttığı için, sıcaklık artarken artar (Şekil 3.5(d)). Diğer taraftan, soğutma düzenlenmeye karşılık gelir ve entropide bir azalma demektir. Bu gerçek, manyetik soğutma tekniklerinde çok kullanışlıdır.



Şekil 3.5. $k_B T / \mu_B B$ 'nin fonksiyonu olarak birim hacim başına n tane etkileşmeyen spin-1/2 iyonu içeren paramanyetik malzemenin (a) M mıknatıslanması (doyum mıknatıslanmasına göre normalize edilmiş), (b) E enerjisi (c) C ısı sığası (uygulanmış manyetik alan sabit olduğunda) ve (d) S entropisi.

3.1.3. Brillouin fonksiyonu

Bu kesimde şimdi J 'nin herhangi bir tam sayı veya yarım tam sayı değeri alabildiği genel durum elde edilecek. Önceki durumların ($J = 1/2$ ve $J = \infty$) genel özelliklerinin birçoğu bu genel durumda da bulunur. Örneğin, sıcaklıktaki artış momentleri düzensiz hale sokarken, manyetik alandaki artış momentlerin hizalanması sağlayacaktır.

Bölüşüm fonksiyonu,

$$Z = \sum_{m_J=-J}^J \exp(m_J g_J \mu_B B / k_B T) \quad (3.16)$$

şeklinde verilir. $x = g_J \mu_B B / k_B T$ yazarak,

$$\langle m_J \rangle = \frac{\sum_{m_J=-J}^J m_J e^{m_J x}}{\sum_{m_J=-J}^J e^{m_J x}} = \frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial x} \quad (3.17)$$

bulunur. Buradan,

$$M = n g_J \mu_B \langle m_J \rangle = \frac{n g_J \mu_B}{Z} \frac{\partial Z}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial x} = n k_B T \frac{\partial \ln Z}{\partial B} \quad (3.18)$$

halini alır. Şimdi Z bölüşüm fonksiyonu, ilk terim $a = e^{-Jx}$ ile $r = e^x$ teriminin kuvvetlerine göre bir geometrik dizidir. Böylece bu ifade çok iyi bilinen seri açılımı kullanılarak

$$a + ar + ar^2 + \dots + ar^{M-1} = \sum_{j=1}^M ar^{j-1} = \frac{a(1-r^M)}{1-r} \quad (3.19)$$

şeklinde toplam olarak yazılabilir. Burada M serideki terim sayısıdır ve bu durumda $M = 2J + 1$ 'dir. Gerekli işlemler yapıldığında, Z bölüşüm fonksiyonu

$$Z = \frac{\sinh\left[(2J+1)\frac{x}{2}\right]}{\sinh\left[\frac{x}{2}\right]} \quad (3.20)$$

halini alır. Buradan

$$y = xJ = g_J \mu_B J B / k_B T \quad (3.21)$$

ifadesi yerine konulur ve

$$M = M_S B_J(y) \quad (3.22)$$

elde edilir. Burada M_S doyum mıknatıslanması

$$M_S = n g_J \mu_B J \quad (3.23)$$

şeklindedir ve $B_J(y)$ Brillouin fonksiyonu

$$B_J(y) = \frac{2J+1}{2J} \coth\left(\frac{2J+1}{2J} y\right) - \frac{1}{2J} \coth\frac{y}{2J} \quad (3.24)$$

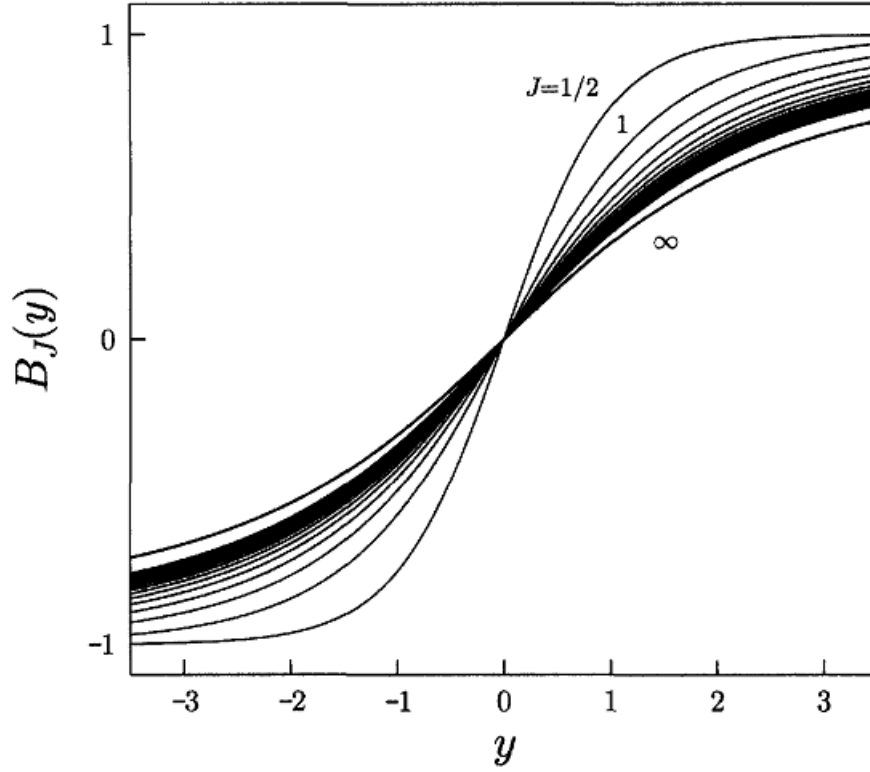
şeklinde verilir. Bu fonksiyon Şekil 3.6'da farklı J değerleri için çizilmiştir. Brillouin fonksiyonu uygun limit değerlere sahiptir. Örneğin $J = \infty$ olduğu zaman Langevin fonksiyonuna indirgenir:

$$B_\infty(y) = L(y) \quad (3.25)$$

ve $J = 1/2$ olduğu zaman bir tanh fonksiyonuna indirgenir:

$$B_{1/2}(y) = \tanh(y) . \quad (3.26)$$

Böylece önceki kesimde anlatılan durumlar elde edilmiş olur.



Şekil 3.6. J manyetik moment kuantum sayısına sahip paramanyetik malzemenin mıknatıslanması J 'nin farklı değerleri için burada çizilen $B_J(y)$ Brillouin fonksiyonuna uyar. J 'nin değerleri $1/2, 1, 3/2, 2, 5/2, \dots$ ve $J = \infty$ 'dur [17].

y 'nin karakteristik bir değeri şöyle tahmin edilebilir: $J = 1/2$, $g_J = 2$ ve $B = 1$ T ise oda sıcaklığında $y \sim 2 \times 10^{-3}$ olur. Böylece çok düşük sıcaklıklar dışında ve/veya aşırı büyük manyetik alanlar dışında, deneysel durum $y \ll 1$ 'e (ve böylece $\chi \ll 1$) karşılık gelecektir. y 'nin küçük değerleri için, $\coth y$ fonksiyonunun Maclaurin açılımı kullanılır ve

$$B_J(y) = \frac{(J+1)y}{3J} + O(y^3) \quad (3.27)$$

sonucu elde edilebilir. Böylece düşük manyetik alanlar için alınganlık

$$\chi = \frac{M}{H} \approx \frac{\mu_0 M}{B} = \frac{n \mu_0 \mu_{etkin}^2}{3k_B T} \quad (3.28)$$

olarak verilir ve bu bağıntı klasik Curie yasasına benzer. Bu yüzden χ 'nin ölçümü etkin moment değeri μ_{etkin} 'e izin verir:

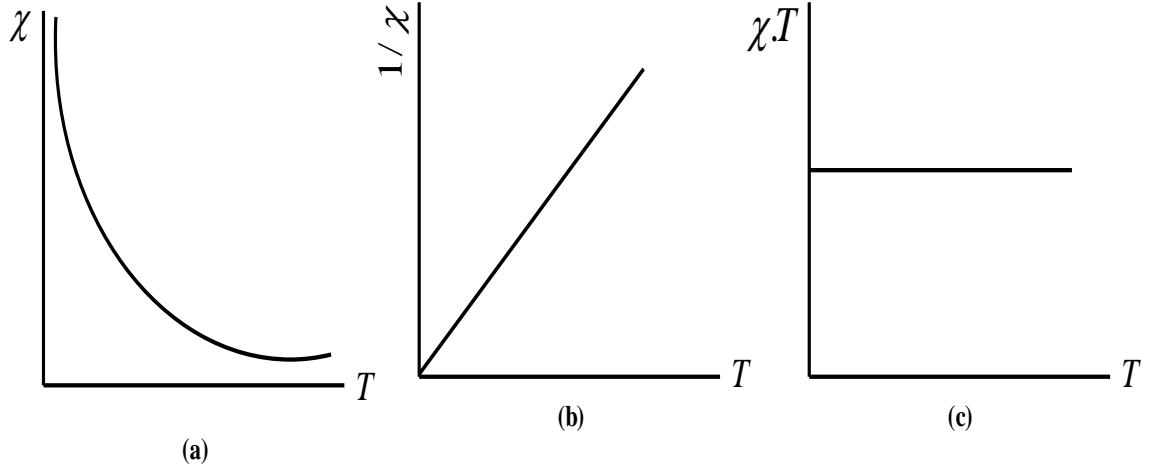
$$\mu_{etkin} = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)} \quad (3.29)$$

ve burada

$$g_J = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (3.30)$$

Şeklinde dir. g_J sabiti Lande g-değeri olarak bilinir.

Alinganlığa bağlı olan Curie kanunu $\chi \propto 1/T$ 'ye yol açar, bu yüzden T'ye karşı $1/\chi$ grafiği düz bir doğrudur ve χT grafiği T'ye göre sabittir (Şekil 3.7.).



Şekil 3.7. Curie yasası (a)'da görüldüğü gibi $\chi \propto 1/T$ 'yi vurgular. Böylece düz bir doğru grafiği (b)'de görüldüğü gibi T 'ye karşı $1/\chi$ çiziminden elde edilir. (c)'de görüldüğü gibi T 'ye göre χT grafiği sabittir.

Alinganlığın, uygulanan manyetik alanın yok olduğu limite değerlendirildiğine ve o zaman $\mu_{etkin} = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)}$ olmak üzere denklem 3.28. ile verildiğine dikkat etmek önemlidir. Fakat uygulanan manyetik alan yüksek olduğunda, denklem 2.23'ün kullanıldığı M_S doyum manyetizasyonu iyon başına $g_J \mu_B J$ momentine denk olur.

$\mu_{etkin} = g_J \mu_B \sqrt{J(J+1)}$ ve $M_S / n = g_J \mu_B J$ değerleri $J \rightarrow \infty$ (klasik limit) durumu hariç eşit değildir.

3.1.4. Van Vleck paramanyetizması

$|0\rangle$ taban durumunda $J=0$ ise o zaman hiç paramanyetik etki yoktur, çünkü bu durumda

$$\langle 0 | \hat{\mu} | 0 \rangle = g_J \mu_B \langle 0 | \hat{J} | 0 \rangle = 0 \quad (3.31)$$

olur. Bu, sistemin taban durum enerjisinin manyetik alan uygulandığında değişmeyeceğini ve böylece hiç paramanyetik alınganlığın olmayacağını ifade eder. Bununla birlikte, bu sonuç sadece birinci mertebeden pertürbasyon teorisi için geçerlidir. Buna rağmen ikinci mertebeden pertürbasyon teorisi, $J \neq 0$ olan uyarılmış durumların karışımını dikkate aldığı için, E_0 taban durum enerjisinde bir değişim meydana getirir. $J=0$ olan bir iyon için E_0 taban durum enerjisindeki değişim,

$$\Delta E_0 = \sum_n \frac{|\langle 0 | (\vec{L} + g\vec{S}) \cdot \vec{B} | n \rangle|^2}{E_0 - E_n} - \frac{e^2}{8m_e} \sum_{i=1}^Z (\vec{B} \times \vec{r}_i)^2 \quad (3.32)$$

ile verilir. İkinci terim diamanyetizma terimidir ve birinci terimdeki toplam sistemin tüm uyarılmış durumları üzerinden alınır. Manyetik alınganlık o zaman,

$$\chi = \frac{N}{V} \left(2\mu_B^2 \sum_n \frac{|\langle 0 | (L_z + gS_z) | n \rangle|^2}{E_n - E_0} - \frac{e^2 \mu_0}{6m_e} \sum_{i=1}^Z \langle r_i^2 \rangle \right) \quad (3.33)$$

ile verilir. İlk terim pozitifdir (çünkü $E_n > E_0$) ve Van Vleck paramanyetizması olarak adlandırılır. İkinci terim negatiftir ve ikinci bölümde görüldüğü gibi diamanyetik alınganlıktır (denklem 2.6.). Van Vleck paramanyetizması, diamanyetizmaya benzer şekilde, hem küçüktür hem de sıcaklıktan bağımsızdır [17].

4. BÖLÜM

KOLLEKTİF MANYETİZMA

4.1. Ferromanyetizma

Bir ferromanyet uygulanan alan yokluğunda bile kalıcı manyetizasyona sahiptir. Tüm manyetik momentler tek bir doğrultu boyunca sıralanmıştır. Bu etki çoğunlukla değiş-tokuş etkileşmesinden kaynaklanmaktadır.

Manyetik momentlerin maruz kaldığı toplam alan, uygulanan alan H ve moleküler alan veya Weiss alanı H_m 'nin oluşturduğu,

$$\vec{H}_{top} = \vec{H} + \vec{H}_m = \vec{H} + N_w \vec{M} \quad (4.1)$$

eşitliği ile verilir. Önce Curie sıcaklığı T_C 'nin üzerinde, Weiss alanı $N_w \vec{M}$ 'nin ferromanyetik malzemenin manyetik davranışına etkisi incelenecek. Bu durumda, manyetik momentler artık ferromanyetik olarak düzenli değildir ve sistem paramanyetiktir. Bu yüzden, yüksek sıcaklık yaklaşımı

$$M = \frac{C}{T} H \quad (4.2)$$

kullanılır. T_C üzerinde bir ferromanyet için H 'nin yerine H_{top} yazılmalıdır. Bu durumda denklem 4.2'nin

$$M = \frac{C}{T} (H + N_w M) \quad (4.3)$$

formunda yazılması gerekir. $\chi = M / H$ ile verilen manyetik alınganlık ifadesinde denklem 4.3. yerine konursa

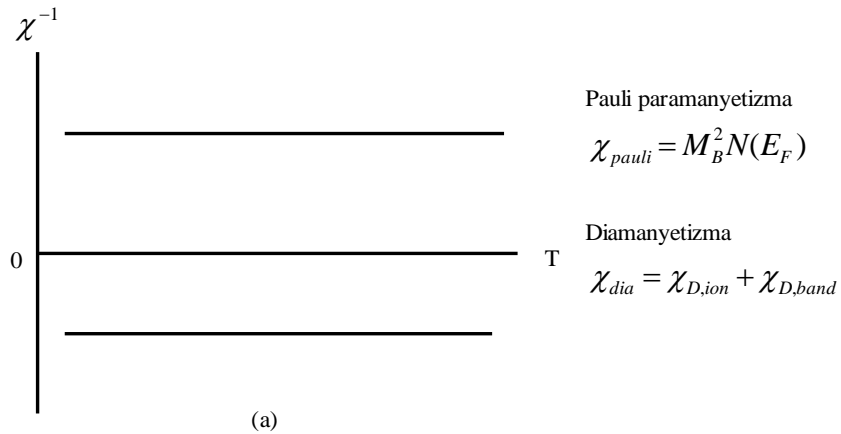
$$\chi = \frac{C}{T - N_w C} = \frac{C}{T - \theta_p} \quad (4.4)$$

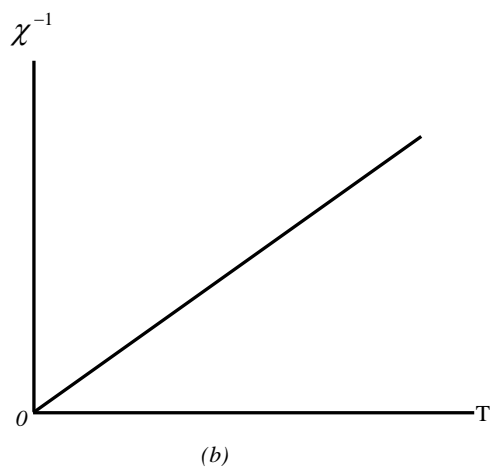
elde edilir. Burada θ_p asimptotik veya ferromanyetik Curie sıcaklığıdır. Denklem 4.4. bağıntısı Curie-Weiss yasası olarak bilinir ve T_C 'nin üzerindeki sıcaklıklar için manyetik alınganlığın sıcaklığa bağılılığını tanımlar. Alınganlığın tersinin sıcaklık ile değişim grafiği düz bir doğrudur. Bununla beraber, bu doğru orijinden (Curie yasasında olduğu gibi) geçmez, fakat sıcaklık eksenini $T = \theta_p$ 'de keser. İdeal bir paramanyet ($\chi = C/T$) ve T_C 'nin üzerindeki ferromanyetik bir malzeme ($\chi = C/(T - \theta_p)$) için T 'ye göre χ^{-1} grafiklerinin karşılaştırılması Şekil 4.1'de verilmiştir.

$T = \theta_p$ olduğunda alınganlığın ıraksadığına dikkat etmelidir ki bu, sıfır uygulanan alanda sıfırdan farklı manyetizasyonun olabileceği anlamına gelmektedir. Bu tam olarak, kendiliğinden manyetizasyon için bir üst limit olan Curie sıcaklığının tanımına uygundur. Bu nedenle, bir ferromanyet için,

$$\theta_p = T_C = N_w C = \frac{N_w N \mu_0 g^2 J(J+1) \mu_B^2}{3k_B} \quad (4.5)$$

yazılabilir. Bu bağıntı, sıcaklığa göre kendiliğinden manyetizasyonun çizilmesiyle veya sıcaklığa göre alınganlığın tersinin çizilmesiyle elde edilen T_C veya θ_p 'nin deneysel değerlerinden Weiss sabiti N_w 'nin büyüklüğünü belirleme olanağı sağlar (Şekil 4.1(c)).

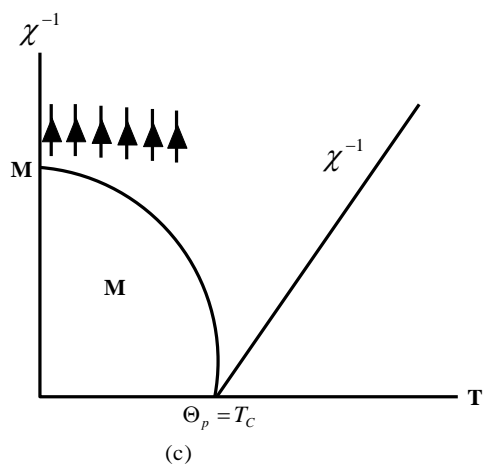




Ideal paramanyetizma

$$\chi = \frac{C}{T}; M_s = 0$$

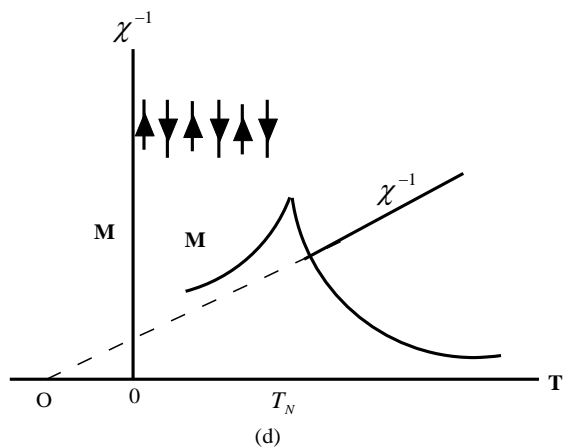
$$C = \frac{N\mu_B^2 g_J^2 J(J+1)}{3k_B}$$



Ferromanyetizma

$$\chi = \frac{C}{T - \Theta_p}; \Theta_p = T_c > 0$$

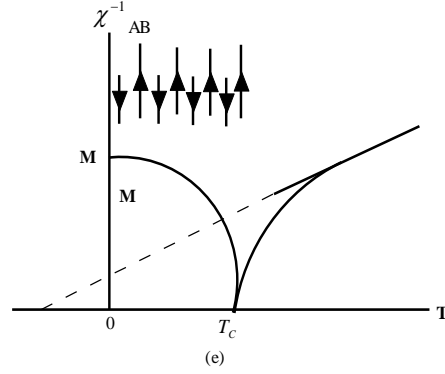
$$M_s = Ng_J J \mu_B (T \rightarrow 0)$$



Antiferromanyetizma

$$\chi = \frac{C}{T - \Theta_p}; \Theta_p < 0$$

$$M_s = 0$$



Ferrimanyetizma

$$\chi^{-1} = \frac{T}{C} - \chi_0^{-1} (T \gg T_c)$$

$$M_s = |(Ng_J J)_A - (Ng_J J)_B| \mu_B (T \rightarrow 0)$$

$$\chi_0^{-1} = \frac{1}{C^2} (C_A^2 N_{AA} + C_B^2 N_{BB} + 2C_A C_B N_{AB})$$

Şekil 4.1. Farklı manyetik malzemelerde M manyetizasyonun, χ manyetik alınganlığın veya χ^{-1} alınganlığın tersinin sıcaklığa bağılılığının özeti.

Şimdi ferromanyetik bir malzemenin kendi Curie sıcaklığının altında manyetizasyonunun nasıl tanımlanacağı sorusuyla ilgilenilecek. Sıcaklık sıfır Kelvin'e yaklaştığında, sadece $2J + 1$ -manifoldunun en düşük seviyesi doldurulacaktır ve bu durumda

$$M(T = 0) = M_s = Ng\mu_B J \quad (4.6)$$

eşitliği yazılır. $T = 0$ ve $T = T_c$ arasında manyetizasyonu bulmak için,

$$M(T) = Ng\mu_B JB_J(y) = M(0)B_J(y) \quad (4.7)$$

bağıntısı kullanılır ve bu ifadede

$$y = \frac{gJ\mu_B\mu_0 H_{top}}{k_B T} \quad (4.8)$$

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

Bir ferromanyette atomik momentlerin maruz kaldığı toplam manyetik alan $H_{top} = H + H_m$ 'dir ve kendiliğinden manyetizasyonla ($H = 0$ 'da) ilgilenildiği için, $H_{top} = H_m = N_w M$ veya daha ziyade $H_{top}(T) = N_w M(T)$ eşitlikleri kullanılmalıdır. Dolayısıyla denklem 4.8'deki y şimdi,

$$y = \frac{gJ\mu_B\mu_0 H_m}{k_B T} = \frac{gJ\mu_B\mu_0 N_w M(T)}{k_B T} \quad (4.9)$$

ile verilir. Denklem 4.7. ve denklem 4.9'dan,

$$M(T) = Ng\mu_B JB_J \left(\frac{gJ\mu_B\mu_0 N_w M(T)}{k_B T} \right) \quad (4.10)$$

elde edilir. $N_w = T_C / C$ ve $M(0) = Ng\mu_B J$ bağıntıları denklem 4.10'da kullanılırsa

$$\frac{M(T)}{M(0)} = B_J \left(\frac{3J}{J+1} \cdot \frac{T_C}{T} \cdot \frac{M(T)}{M(0)} \right) \quad (4.11)$$

elde edilir. Bu oldukça ilginç bir sonuçtur, çünkü verilen bir J için indirgenmiş manyetizasyon $M(T)/M(0)$ 'ın indirgenmiş sıcaklık T/T_C ile değişiminin sadece Brillouin fonksiyonu B_J 'nin biçimine bağlı olduğunu gösterir. Bu bağıntı, malzemeden malzemeye değişen atomik moment gJ , manyetik atom sayısı N ve'nin gerçek değeri gibi parametrelerden bağımsızdır. Gerçekte, indirgenmiş manyetizasyonun indirgenmiş sıcaklık ile değişimi, tüm ferromanyetik malzemelerin uyması gereken durumlara uygun bir yasa olarak kabul edilebilir. Bu, ferromanyetizmanın Weiss teorisinin büyük bir başarısıdır, her ne kadar Weiss, Brillouin fonksiyonunu kullanmak yerine $M(T)$ 'yi hesaplamak için klasik Langevin fonksiyonunu kullanarak bu önemli sonucu elde etmiştir:

$$M(T) = M(0)L(x) \quad (4.12)$$

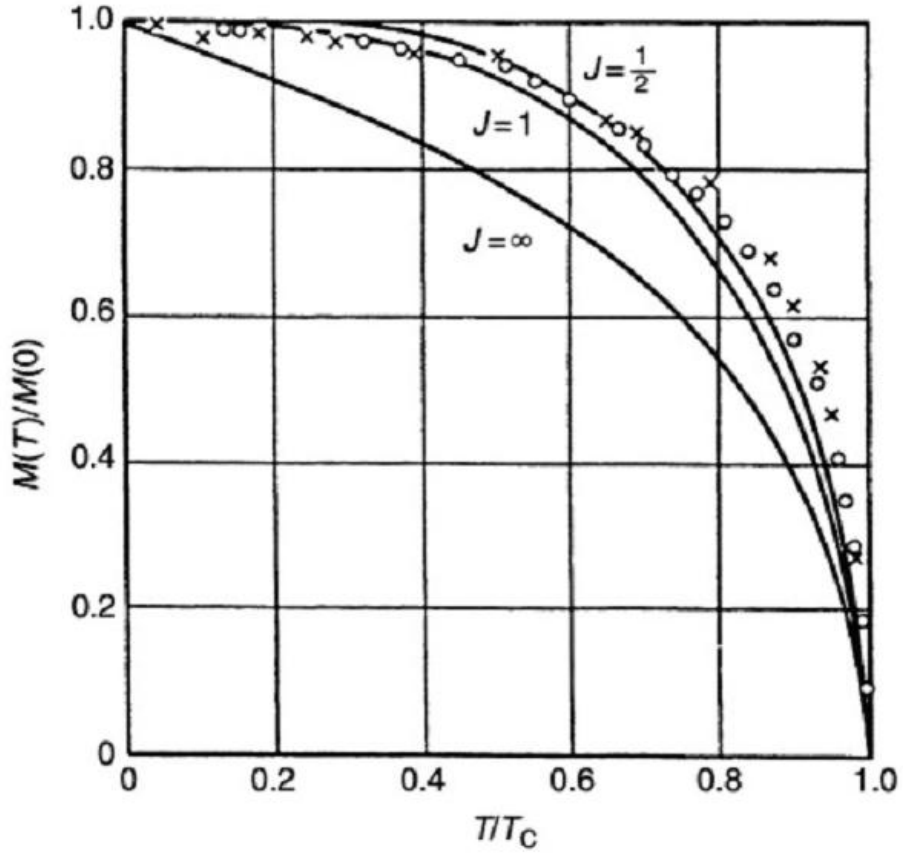
bu ifadede

$$L(x) = \coth x - \frac{1}{x} \text{ ve } x = \frac{m_0\mu_0 H}{k_B T} \quad (4.13)$$

şeklinindedir. Burada m_0 klasik atomik momentini göstermektedir ki klasik tanımlamada, H alanına (yön ile ilgili kuantizasyon olmadığında) göre herhangi bir yönü seçmede izinlidir. Klasik Langevin fonksiyonu, alan yönündeki m_0 momentinin istatistiksel

ortalaması $\langle m_0 \cos\theta \rangle$ 'nın hesaplanması ile elde edilir. Langevin fonksiyonunun türetilmesi burada verilmemiştir.

$J = 1/2$, 1 ve ∞ ile ferromanyetik Brillouin fonksiyonları (denklem 4.11.) için hesaplanan indirgenmiş sıcaklığa karşı indirgenmiş manyetizasyonun eğrileri Şekil 4.2'de görülmektedir. Bu sonuçlar Curie sıcaklıkları çok farklı iki malzemenin deneysel sonuçlarıyla (demir için $T_C = 1044$ K ve nikel için $T_C = 627$ K) karşılaştırılabilir [18].



Şekil 4.2. Farklı J değerleri için ferromanyetik Brillouin fonksiyonu ile hesaplanmış, indirgenmiş sıcaklığa (T/T_C) karşı indirgenmiş manyetizasyon ($M(T)/M(0)$) eğrisi. Demir (x) ve Nikel (o) için deneysel veriler grafikte görülmektedir [18].

Eğrilerin şekli her durumda çok az farklı olmasına rağmen, bazı genel özellikler mevcut olmaya devam eder. Manyetizasyon $T \geq T_C$ sıcaklıkları için sıfırdır ve $T < T_C$ için

sıfırdan farklıdır. Manyetizasyon $T = T_C$ 'de süreklidir, fakat gradyenti olmaz. Bu, manyetik olmayan ve ferromanyetik fazlar arasındaki faz geçişini bu moleküler alan modelinde ikinci dereceden faz geçişi olarak sınıflandırır. Bir faz geçişinin derecesi, geçişte süreksizlik gösteren serbest enerjinin en düşük türevinin derecesidir. Birinci derece faz geçişi serbest enerjinin birinci türevinde süreksiz bir sıçrama yapar, örneğin ısı kapasitesi gibi niceliklerde. Bu durumda, süreksizlik manyetizasyonun gradyentindedir, yani serbest enerjinin ikinci türevindedir. Bu yüzden geçiş ikinci derecedendir. Bazı yaygın ferromanyetik malzemelerin özellikleri Tablo 4.1'de verilmiştir [17].

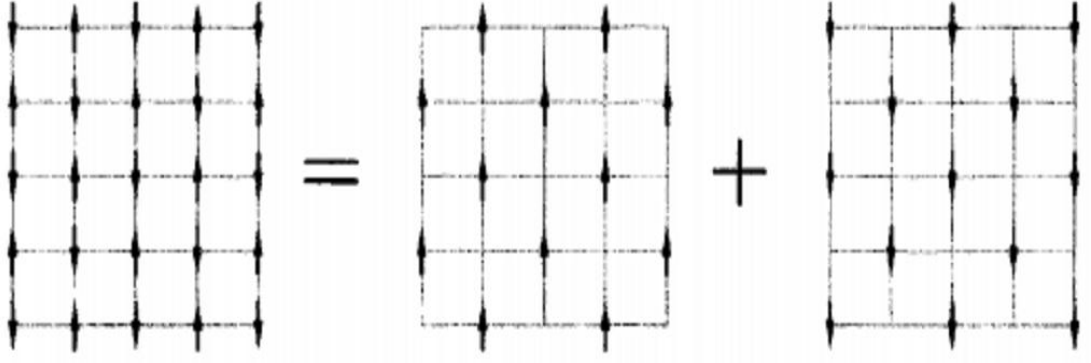
Tablo 4.1. Bazı yaygın ferromanyetik malzemelerin özellikleri [17].

Malzeme	T_C (K)	Manyetik moment ($\mu_B / f.u.$)
Fe	1043	2.22
Co	1394	1.715
Ni	631	0.605
Gd	289	7.5
MnSb	587	3.5
EuO	70	6.9
EuS	16.5	6.9

4.2. Antiferromanyetizma

Eğer değiş-tokuş etkileşmesi negatif ise, moleküler alan en yakın komşu manyetik momentlerin birbirlerine göre antiparalel olarak uzanmalarına uygun olacak şekilde yönlendirilir. Bu antiferromanyetizmadır. Bu etki genellikle, manyetik momentlerin birinde yukarı doğru olduğu ve diğerinde aşağı doğru olduğu iki tane iç içe geçmiş alt örgüler olarak kabul edilebilen sistemlerde meydana gelir (Şekil 4.3.). Her manyetik momentin en yakın komşuları Şekil 4.3'de o zaman tamamen diğer alt örgü üzerinde

olacaktır. Bu nedenle başlangıçta, bir alt örgü üzerindeki moleküler alanın diğer alt örgünün mıknatıslanması ile orantılı olduğu kabul edilecektir. Aynı zamanda uygulanan manyetik alanın olmadığı düşünülecektir.



Şekil 4.3. Bir antiferromanyet iki tane iç içe geçmiş alt örgüye ayrılabilir [17].

4.2.1. Bir antiferromanyetin Weiss modeli

Eğer “yukarı” alt örgü + ve “aşağı” alt örgü - olarak etiketlenirse, o zaman her alt örgü üzerindeki moleküler alan

$$\begin{aligned} B_+ &= -|\lambda_m| M_- \\ B_- &= -|\lambda_m| M_+ \end{aligned} \quad (4.14)$$

şeklindedir. Burada λ_m moleküler alan sabitidir ve burada negatiftir. Her alt örgü üzerindeki moleküler alan o zaman

$$M_{\pm} = M_s B_{\pm} \left(-\frac{g_J \mu_B J |\lambda_m| M_{\mp}}{k_B T} \right) \quad (4.15)$$

şeklinde verilir. İki alt örgünün momentlerinin yönü dışında her şeyi eşdeğerdir, böylece

$$|M_+| = |M_-| \equiv M \quad (4.16)$$

olur ve dolayısıyla,

$$M = M_s B_J \left(\frac{g_J \mu_B J |\lambda_m| M}{k_B T} \right) \quad (4.17)$$

yazılır. Bu bağıntı ferromanyetizma için verilen eşitlikle neredeyse özdeştir ve böylece her alt örgü üzerindeki moleküler alan tam olarak Şekil 4.2’de görülen şekli takip edecektir ve

$$T_N = \frac{g_J \mu_B (J+1) |\lambda_m| M_s}{3k_B} = \frac{n |\lambda_m| \mu_{etkin}^2}{3k_B} \quad (4.18)$$

ile verilen T_N Néel sıcaklığı olarak bilinen geçiş sıcaklığı üzerindeki sıcaklıklar için yok olacaktır. Her alt örgü üzerindeki mıknatıslanma Şekil 4.2’de görülen şekli takip edecek olmasına rağmen, iki mıknatıslanma zıt yönde olacak böylece antiferromanyetin net mıknatıslanması $M_+ + M_-$ sıfır olacaktır. Her alt örgü üzerindeki mıknatıslanmanın farkı olan $M_+ - M_-$ ifadesi kaydırılmış mıknatıslanma olarak bilinen bir nicelik ile tanımlanabilir; bu T_N altındaki sıcaklıklar için o zaman sıfırdan farklıdır ve dolayısıyla antiferromanyetler için bir mertebe parametresi olarak kullanılabilir.

4.2.2. Manyetik alınganlık

T_N üzerindeki sıcaklıklar için küçük uygulanan manyetik alanın etkisi, Brillouin fonksiyonunun $B_J(y) = (J+1)y/3J + O(y^3)$ şeklinde açılmasıyla hesaplanabilir ve

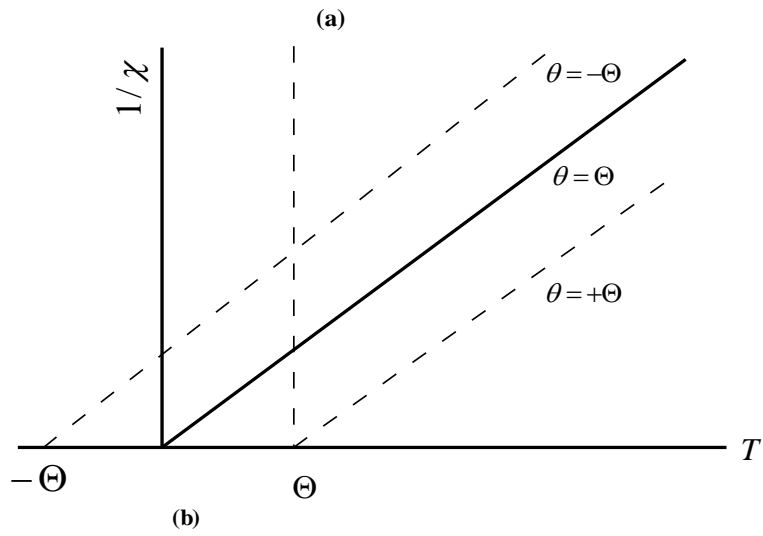
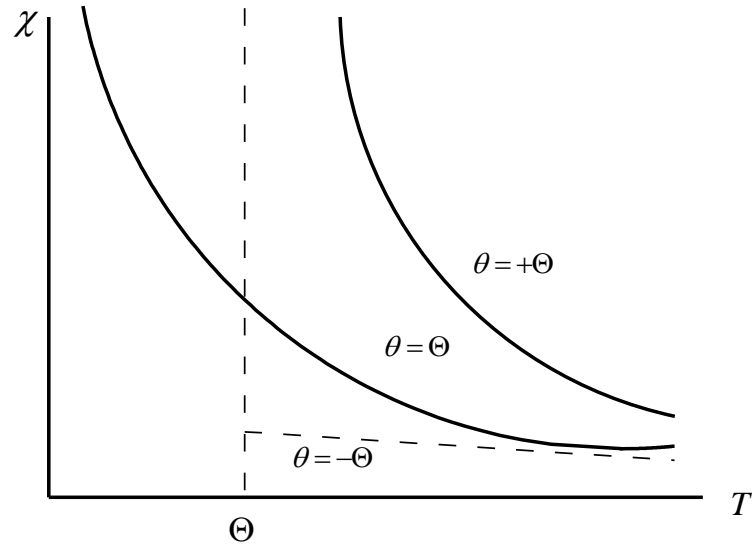
$$\chi = \lim_{B \rightarrow 0} \frac{\mu_0 M}{B} \propto \frac{1}{T + T_N} \quad (4.19)$$

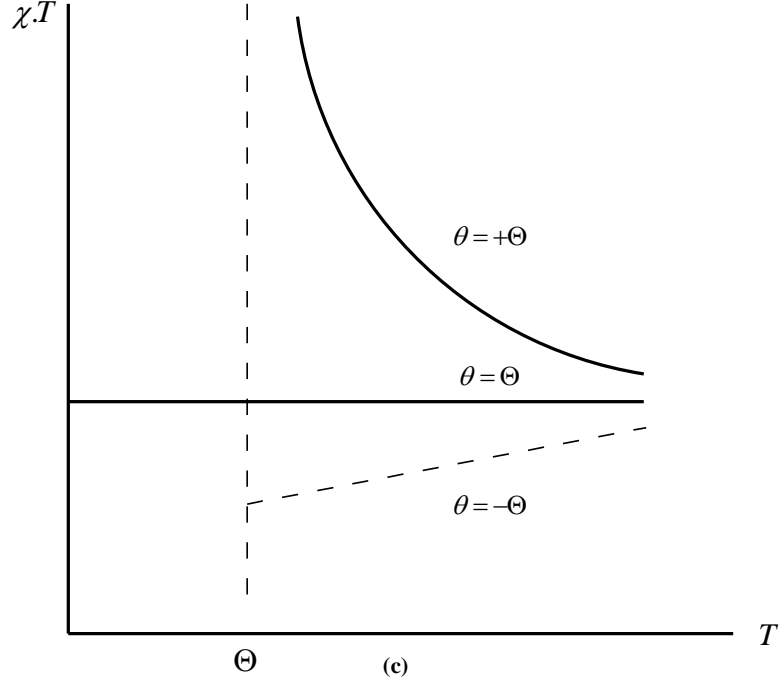
şeklinde verildiği gibi χ manyetik alınganlık ile sonuçlanır. Denklem 4.19. ifadesi yine Curie Weiss yasasıdır, fakat $-T_C$ terimi $+T_N$ ile yer değişmiştir.

Bu sonuç paramanyetik durumdaki alınganlık verilerinin yorumlanmasına aracılık eder (örneğin manyetik düzene geçiş üzerindeki sıcaklıklar için). Manyetik alınganlık

$$\chi \propto \frac{1}{T - \theta} \quad (4.20)$$

şeklinde bir Curie-Weiss bağıntısına fit edilebilir, burada θ Weiss sıcaklığıdır. Eğer $\theta = 0$ ise malzeme paramanyettir. Eğer $\theta > 0$ ise malzeme ferromanyettir ve $\theta = T_C$ olması beklenir (denklem 4.4'de görüldüğü gibi). Eğer $\theta < 0$ ise malzeme antiferromanyettir ve $\theta = -T_N$ olması beklenir (denklem 4.19'da görüldüğü gibi). Bu olasılıklar Şekil 4.4'de görülmektedir.





Şekil 4.4. $T > \theta$ için $\chi \propto 1/(T - \theta)$ bağıntısı Curie-Weiss yasasını belirtmektedir. Bu, üç durum için (a)'da görülmektedir: $\theta = 0$ (paramanyet), $\theta = \Theta > 0$ (ferromanyet) ve $\theta = -\Theta < 0$ (antiferromanyet). Düz çizgi grafikleri (b)'de görüldüğü gibi T 'ye karşı $1/\chi$ 'nin çizilmesiyle elde edilir ve sıcaklık eksenini üzerindeki kesim noktaları θ 'yı verir. (c)'de görüldüğü gibi, T 'ye karşı χT grafiği sabit olabilir ($\theta = 0$), T azalırken artıyor olabilir ($\theta > 0$) veya T azalırken azalıyor olabilir ($\theta < 0$).

Antiferromanyetlerde deneysel olarak belirlenen Weiss sıcaklıkları genellikle $-T_N$ 'den çok uzaktır (sıkça rastlanan bazı antiferromanyetler için veriler Tablo 4.2'de görülmektedir). Bu tutarsızlık çoğunlukla, bir alt örgü üzerindeki moleküler alanın sadece diğer alt örgünün manyetizasyonuna bağlı olduğu varsayımının yapılmasından kaynaklanmaktadır.

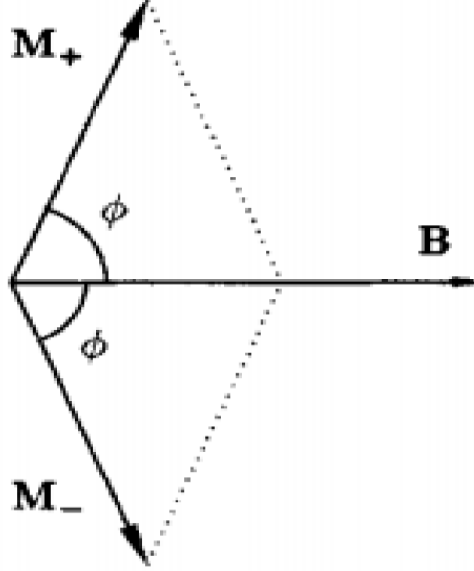
Tablo 4.2. Sıkça rastlanan bazı antiferromanyetlerin özellikleri.

Malzeme	T_N (K)	θ (K)	J
MnF ₂	67	-80	5/2
MnO	116	-510	5/2
CoO	292	-330	3/2
FeO	116	-610	2
Cr ₂ O ₃	307	-485	3/2
α -Fe ₂ O ₃	950	-2000	5/2

T_N altındaki sıcaklıklarda antiferromanyete manyetik alan uygulanması T_C 'nin altındaki bir ferromanyetin durumundan daha karmaşıktır, çünkü manyetik alanın hangi yönde uygulandığı çok önemlidir. Eğer iki alt örgü üzerindeki mıknatıslama eşit ve zıt yönde ise, bir alt örgü üzerinde biriken herhangi enerji diğer alt örgüye karşı enerji maliyeti ile iptal edileceğinden dolayı, momentlerin alan boyunca sıralanmaları için enerji avantajı artık yoktur.

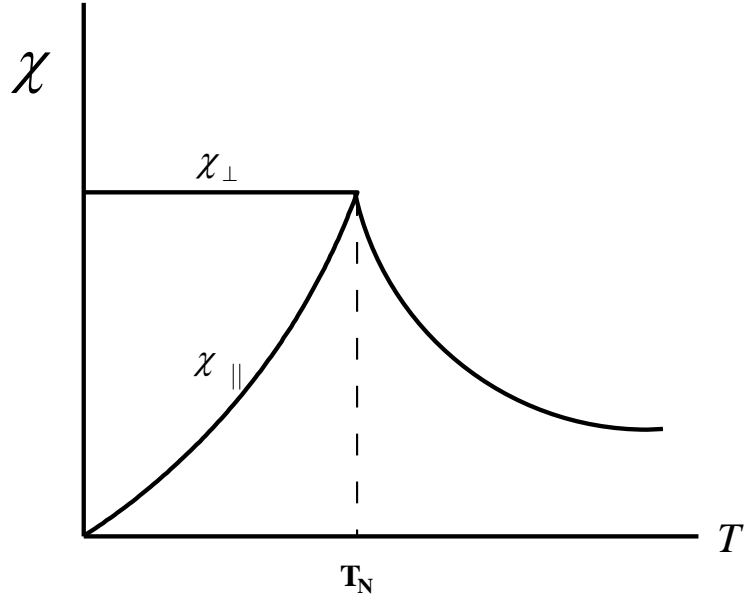
İlk önce mutlak sıfır ($T = 0$) durumu düşünüldüğünde, termal çalkalanma etkileri göz ardı edilebilir. $|M_+|$ ve $|M_-|$ 'nin her ikisi de M_S 'ye eşittir. Eğer küçük bir manyetik alan alt örgülerden birinin mıknatıslanma yönüne paralel uygulanırsa (böylece diğer alt örgünün mıknatıslama yönüne antiparalel), bir küçük terim her alt örgünün yerel alanına eklenir veya çıkartılır. Her iki alt örgü halen doyumda olduğu için bunun hiçbir etkisi yoktur ve malzemede indüklenen net mıknatıslanma sıfırdır ve bu yüzden $\chi_{||} = 0$ olur. Bunun yerine az miktarda manyetik alan alt örgülerden birinin mıknatıslanma yönüne dik doğrultuda uygulanırsa, bu her iki alt örgünün mıknatıslanmasının hafifçe

eğilmesine neden olur ve böylece mıknatıslanmanın bir bileşeni uygulanan manyetik alan boyunca meydana gelir (Şekil 4.5.). Dolayısıyla $\chi_{\perp} \neq 0$ olur.



Şekil 4.5. χ_{\perp} 'nin kaynağı [17].

Eğer şimdi sıcaklık arttırılırsa, fakat hala T_N 'nin altında tutulursa, termal dalgalanmalar her alt örgüde moleküler alanı azaltır. Bu büyük ölçüde, alt örgülerden birinin manyetizasyon yönüne küçük bir manyetik alanın paralel uygulanması durumunu etkiler, çünkü bu alan bir alt örgünün mıknatıslanmasını artırır ve diğeri üzerinde olanı da azaltır. Dik durumda, M_+ ve M_- aynı miktarda azalacağı için ve aynı zamanda küçük manyetik alan ile simetrik olarak etkileneceği için sıcaklığın artması biraz etki eder. χ_{\perp} sıcaklıktan bağımsızdır, oysa $T \rightarrow T_N$ iken, χ_{\parallel} sıfırdan χ_{\perp} 'e yükselir. Bu karakteristikler Şekil 4.6'da görülmektedir.



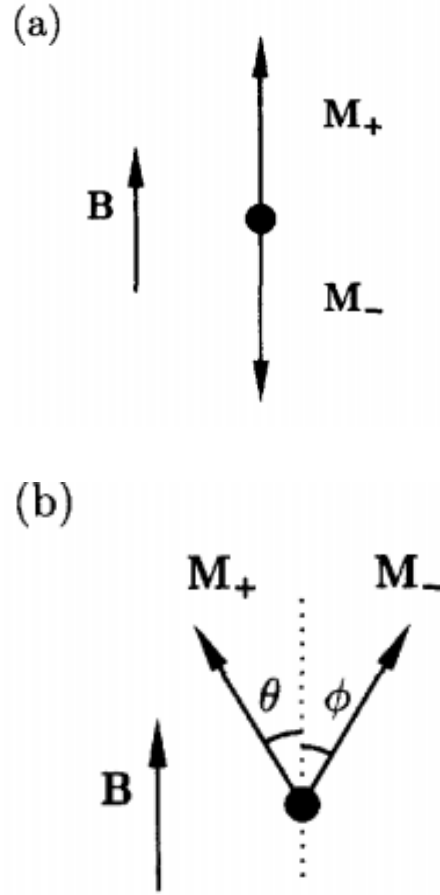
Şekil 4.6. χ_{\parallel} ve χ_{\perp} üzerinde sıcaklığın etkisi.

4.2.3. Kuvvetli manyetik alanın etkisi

İlk önce termal dalgalanmalardan oluşabilecek komplikasyonları önlemek için $T=0$ sıcaklığında antiferromanyet üzerindeki kuvvetli manyetik alanın etkisini ele alalım. Manyetik alan yeterince büyükse, bu er ya da geç herhangi bir iç moleküler alan üzerinde baskın olmalı ve bütün manyetik momentleri birbirine paralel olmaya zorlamalıdır. Fakat alan artarken, nihai sonuç açık olmasına rağmen, hedef yönü alt örgü mıknatıslanmasının başlangıç yönü ile ilgili olan uygulanan alanın yönüne kuvvetli bir şekilde bağlıdır.

Eğer uygulanan manyetik alan alt örgü mıknatıslanmasına dik olursa, alan artarken momentler uygulanan manyetik alanla sıraya girinceye kadar, manyetik momentler etrafında daha da bükülür (Şekil 4.5'de görüldüğü gibi, ϕ gittikçe küçülür).

Eğer uygulanan manyetik alan alt örgü mıknatıslanmasına paralel ise, durum daha da ilginç olur. Küçük manyetik alanlarda momentler etrafında dönmez fakat düz olarak kalır (Şekil 4.7(a)). Ancak kritik bir alanda sistem aniden farklı bir düzene geçiş yapar (Şekil 4.7(b)); bu spin-flop geçişi olarak isimlendirilir. Manyetik alan daha fazla arttırıldığında, manyetik momentler sonunda uygulanan manyetik alanla sıraya girinceye kadar, θ açısı gittikçe küçülür.



Şekil 4.7. Bir manyetik alanın alt örgü mıknatıslanmalarına paralel uygulanması. (a) Küçük alanlar için herhangi bir şey olmaz ve sistem antiferromanyetik fazda kalır. (b) Kritik alanın üzerinde sistem bir spin-flop fazda spin-flop geçişine maruz kalır [17].

Bu etkiler nicel olarak hesaplanabilir. M_+ manyetik alana göre bir θ açısında (saat yönünün tersine doğru ölçülen) uzansın ve M_- de manyetik alana göre bir ϕ açısında (saat yönüne doğru ölçülen) uzansın. Manyetik alan kristalografik z eksenini boyunca uygulanır. Antiferromanyetik faz $\theta=0$ ve $\phi=\pi$ açılara karşılık gelir (Şekil 4.7(a)'da görüldüğü gibi) ve spin-flop faz $\theta=\phi$ açısına karşılık gelir. Bu hangi fazın daha düşük enerjiye sahip olduğunu belirlemek için gereklidir.

Toplam E enerjisinin, bireysel alt örgülerin Zeeman enerjilerinin ve iki alt örgünün momentleri arasındaki bağıl yönelime bağlı olan değiş-tokuş çiftlenimini temsil eden terimin toplamından kaynaklandığı varsayılır. Bu

$$E = -MB \cos \theta - MB \cos \phi + AM^2 \cos(\theta + \phi) \quad (4.21)$$

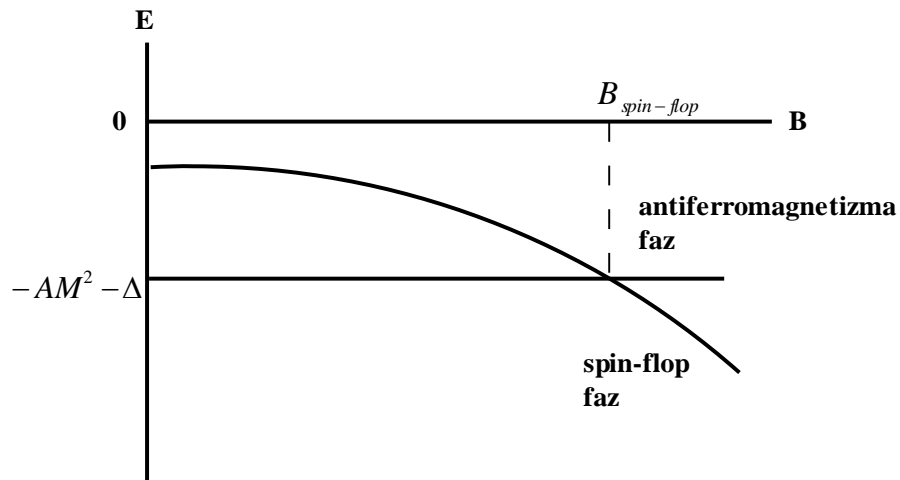
bağıntısına yol açar ve burada A değiş tokuş çiftlenimiyle bağlantılı bir sabittir. Manyetik anizotropi modeli için, Δ küçük bir sabit olmak üzere

$$-\frac{1}{2} \Delta (\cos^2 \theta + \cos^2 \phi) \quad (4.22)$$

şeklinde bir terimi eklemek gerekir. Bu bağıntı, mıknatıslanmaların aslında belirli kristalografik bir eksen boyunca (bu durumda z eksen) yönelmeyi yani θ ve ϕ açıları 0 veya π açılarının tercih edildiği fakat bunların arasında bir değer olmayacağı durumları tercih etmesi gerçeğinden kaynaklanır. Antiferromanyetik durumda ($\theta=0$, $\phi=\pi$), alandan bağımsız olan $E = -AM^2 - \Delta$ bağıntısı geçerlidir. Spin-flop durumunda ($\theta = \phi$),

$$E = -2MB \cos \theta + AM^2 \cos 2\theta - \Delta \cos^2 \theta. \quad (4.23)$$

ifadesi yazılır. $\partial E / \partial \theta = 0$ şartı, anizotropi terimi önemsenmediğinde $\theta = \cos^{-1}[B/2AM]$ olduğunda bir minimum enerjinin varlığını gösterir. Bu tekrar E ifadesinde yerine koyulduğunda ve sonuçlar çizildiğinde şekil 4.8'de görülen grafik elde edilir. Kritik alan $B_{spin-flop}$ 'un altında antiferromanyetik durum en düşük enerjiye sahiptir.

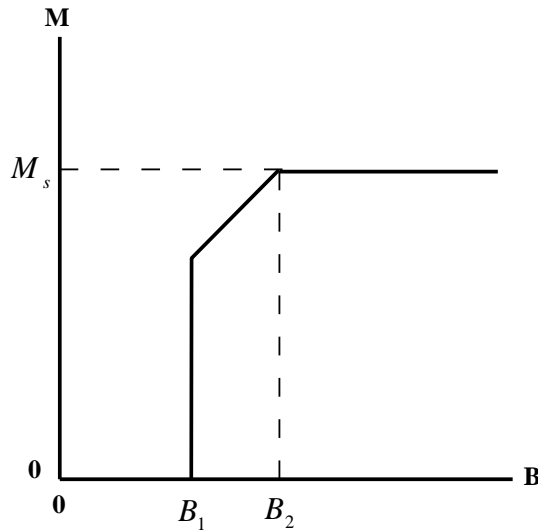


Şekil 4.8. B 'nin fonksiyonu olarak antiferromanyetik fazın ve spin-flop fazın enerjisi.

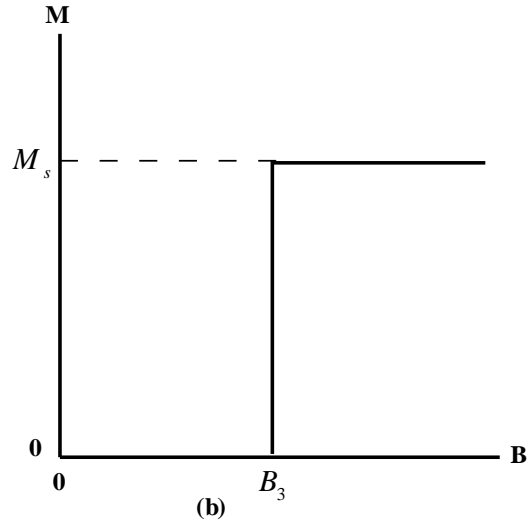
Kritik alan $B_{spin-flop}$ 'da sistem bir durumdan diğere geçer ve bir spin-flop geçişi vardır. Bu alanın üzerinde spin-flop fazı en düşük enerjiye sahiptir.

Büyük paralel bir manyetik alanda antiferromanyet için mıknatıslanma şekil 4.9(a)'da görülmektedir. Spin-flop geçişine kadar hiçbir etki yoktur, üzerinde ise doyuma ulaşmaya kadar mıknatıslanma kararlı bir şekilde artar.

Eğer anizotropi etkisi çok güçlü ise (Δ büyük), başka bir etki oluşabilir. Bu durumda, eğer dış alan z eksenini boyunca ise herhangi bir spin-flop oluşmaz. Bunun yerine bir spin-flip geçişi elde edilir, örneğin B kritik bir değere ulaştığında bir alt örgütün mıknatıslanması aniden tersine döner ve sistem tek adımda ferromanyetik duruma geçiş yapar. Bu şekil 4.9(b)'de gösterilmiştir. Her iki şekil mutlak sıfır için beklenen eğrileri göstermektedir. Sonlu sıcaklık keskin köşeleri yuvarlak hale getirecektir. Bu aynı zamanda bir metamanyetik geçiş olarak bilinir.



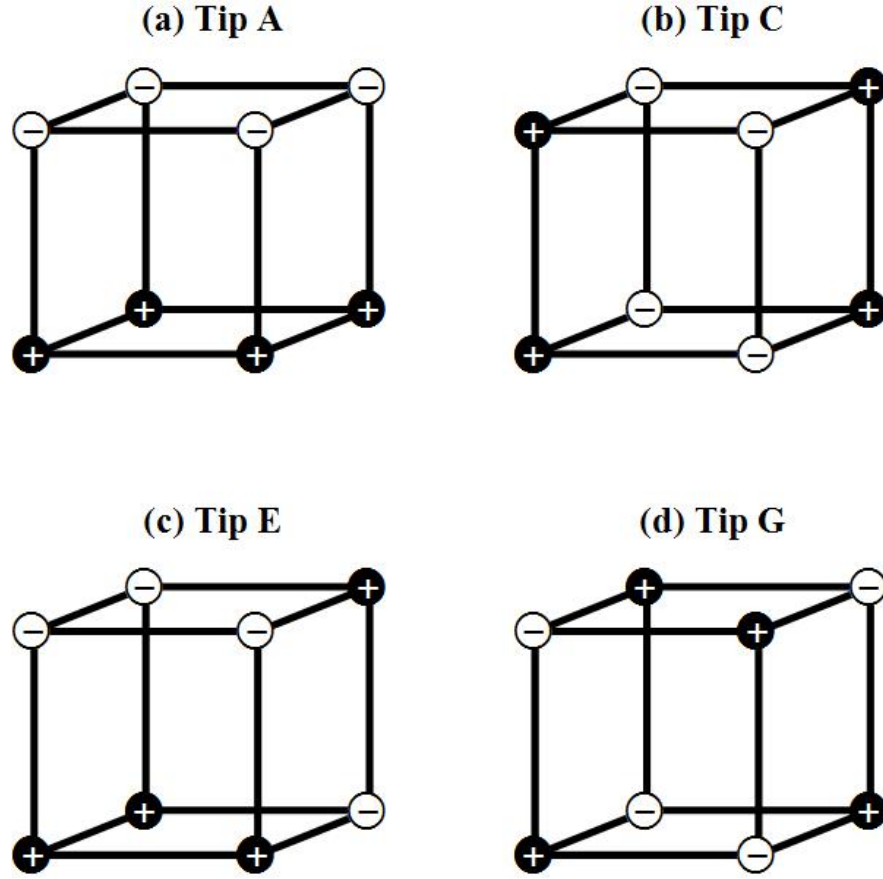
(a)



Şekil 4.9. (a) Bir antiferromanyete paralel bir manyetik alan uygulandığında mıknatıslama. Başlangıçta hiçbir şey olmaz, fakat sonra B_1 'de bir spin-flop faza bir spin-flop geçişi vardır. B_2 alanında doyum elde edilinceye kadar manyetik alan momentleri döndürür. (b) Eğer spinler paralel yönde doğrulmayı kuvvetli bir şekilde tercih ediyorsa spin-flop oluşmaz. Bunun yerine B_3 'de bir spin-flip geçişi vardır.

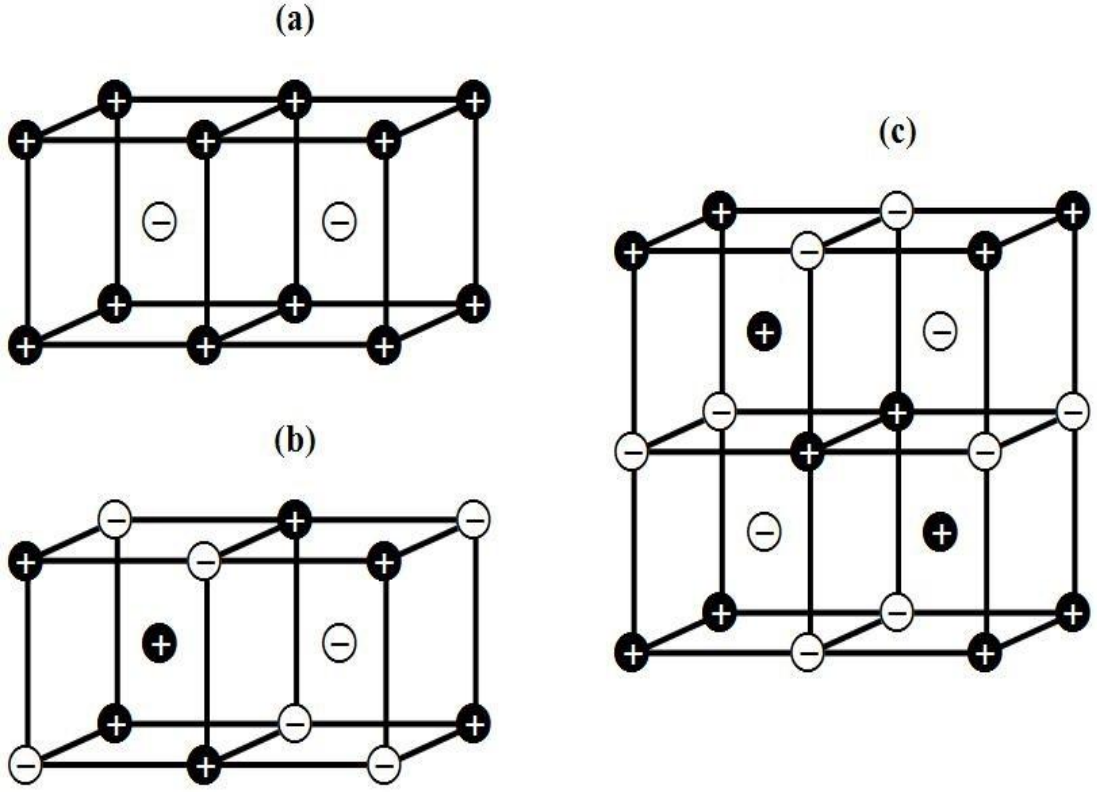
4.2.4. Antiferromanyetik düzenin çeşitleri

Bir örgüde yukarı ve aşağı yönde eşit sayıda spin hazırlamanın çok sayıda yolunun olması antiferromanyetizma ile ilgili diğer güçlüktür. Farklı muhtemel düzenlenmeler de, spinlerin yerleşmiş olduğu kristal örgünün çeşidine bağlıdır. Muhtemel düzenlenmelerin bir seçimi şekil 4.10. ve şekil 4.11 'de görülmektedir.



Şekil 4.10. Basit kübik örgüler üzerinde oluşabilen antiferromanyetik düzenin dört çeşidi. İki muhtemel spin durumları + ve - ile işaretlenmiştir.

Basit kübik örgüde düzenlenmiş manyetik atomlara sahip kübik perovskitlerde, G-tipi düzenlenme çok yaygındır (Şekil 4.10(d)), çünkü oksijen atomları arasında olan süper değiş-tokuş etkileşmeleri tüm en yakın komşu manyetik atomlarını antiferromanyetik olarak hizalanmaya zorlar. Bu G-tipi düzenlenme için bir durumdur ve örnek olarak LaFeO_3 ve LaCrO_3 bileşiklerinde bulunur. Aynı zamanda LaMnO_3 de bir kübik perovskittir, fakat ferromanyetik (100) düzlemlerinde sırayla hizalanmış A-tipi düzenlenme gösterir (Şekil 4.10(a)). Bu, (100) düzlemlerinde diğer uzun ve kısa Mn-O bağlarına sebep olan Mn^{3+} iyonlarının Jahn-Teller bozulmasından dolayı oluşur. Komşu Mn^{3+} iyonları üzerindeki orbitaller başka şekilde yönlendirilir ve süper değiş-tokuş etkileşmesi bir atomda dolu bir orbital ile komşusu üzerindeki boş orbital arasında etkileşmeye neden olur. Süper değiş-tokuş etkileşmesinin geleneksel etkisinden dolayı düzlem dışı etkileşme antiferromanyetik iken düzlem içi etkileşme böylece ferromanyetik olur [17].



Şekil 4.11. Hacim-merkezli kübik örgülerde oluşabilen antiferromanyetik düzenin üç çeşidi [17].

4.3. Ferrimanyetizma

Bir önceki kesimde, antiferromanyetizmadan bahsederken iki alt örgünün eşdeğer olduğu kabul edilmişti. Fakat bazı kristalografik sebeplerden dolayı bu iki alt örgü ya eşdeğer değilse? Bu durumda iki alt örgünün mıknatıslanması eşit veya zıt olmayabilir ve bu sebepten dolayı dengelenme olmayacaktır. O zaman malzeme net bir mıknatıslanmaya sahip olacaktır. Bu durum ferrimanyetizma olarak bilinir. Her bir alt örgünün moleküler alanı farklı olduğu için, alt örgülerin kendiliğinden oluşan mıknatıslanmaları genellikle oldukça farklı sıcaklık bağımlılıklarına sahip olur. Bu yüzden net mıknatıslanma kendi kendine karmaşık bir sıcaklık bağımlılığına sahip olabilir. Bazen bir alt örgüde düşük sıcaklıkta mıknatıslanma baskın olabilir, fakat diğerinde daha yüksek sıcaklıklarda baskın olur. Bu durumda net mıknatıslanma dengelenme sıcaklığı olarak bilinen bir sıcaklıkta sıfıra düşebilir ve işareti değişebilir. Bu sebepten dolayı ferrimanyetlerin manyetik alınganlıkları Curie-Weiss yasasına uymaz.

Ferritler ferrimanyetlerin bir ailesidir. Kimyasal formülü $MO \cdot Fe_2O_3$ olan bileşiklerin bir grubudur. Burada M; Zn^{2+} , Co^{2+} , Fe^{2+} , Ni^{2+} , Cu^{2+} veya Mn^{2+} gibi iki değerlikli bir katyondur. Kristal yapısı, tetrahedral konumlar (dört oksijen komşulu, bunlar A konumları olarak bilinir) ve oktahedral konumlar (altı oksijen konumlu, B konumları olarak bilinir) olmak üzere iki çeşit örgü konumu içeren bir spinel yapısıdır. Orada iki kez A konumu kadar birçok B konumu da vardır. İki alt örgü eşit değildir, çünkü iki çeşit kristalografik konum vardır ve bunlar iki çeşit farklı iyon içermektedir. Normal spinellerde, M^{2+} kanyonları A konumlarına yerleşirler ve Fe^{3+} kanyonları da ($^6S_{5/2}$ ve bu nedenle momenti $5 \mu_B$ 'dir) B konumlarına yerleşirler. Ters spinellerde M^{2+} kanyonları B konumlarının yarısını işgal ederken, Fe^{3+} kanyonları da A konumlarının tamamını ve B konumlarının da diğer yarısını işgal ederler. Ters spinellerde, A ve B konumlarındaki Fe^{3+} kanyonlarının momentleri antiparaleldir. Dolayısıyla numunenin toplam momenti sadece M^{2+} iyonlarından kaynaklanmaktadır.

Bir diğer ferrimanyet ailesi de kimyasal formülü $R_3Fe_5O_{12}$ olan garnetlerdir. Burada, R üç değerlikli nadir toprak atomudur. Kristal yapısı kübiktir, fakat birim hücresi oldukça karmaşıktır. Fe^{3+} iyonlarının üçü tetrahedral konumlarda, iki tanesi oktahedral konumlarda ve R^{3+} iyonları da dodekahedral simetrik konumlarda bulunmaktadır. Yitrium demir garnetde (YIG), $Y_3Fe_5O_{12}$, Y^{3+} manyetik momente sahip değildir ($4d^0$) ve tetrahedral konumlarda Fe^{3+} iyonlarının momentleri oktahedral konumlardakilere antiparaleldir, dolayısıyla net moment $5 \mu_B$ 'dir.

Baryum ferrit ($BaFe_{12}O_{19} = BaO \cdot 6Fe_2O_3$) hekzagonal bir yapıya sahiptir. Fe^{3+} iyonlarının sekiz tanesi diğer dördüne antiparaleldir, bu yüzden net moment dört Fe^{3+} iyonunkine eşdeğerdir, yani $20 \mu_B$ 'dir. Toz halinde, yüksek koersiviteye sahip olduğundan manyetik kayıtlarda kullanılmaktadır. Bazı bilinen ferrimanyetlerin özellikleri tablo 4.3'de verilmiştir.

Tablo 4.3. Bazı bilinen ferrimanyetlerin özellikleri.

Malzeme	T_C (K)	Manyetik moment (μ_B /f.u.)	Dengeleme sıcaklığı (K)
Fe_3O_4	858	4.1	-
$CoFe_2O_4$	793	3.7	-
$NiFe_2O_4$	858	2.3	-
$CuFe_2O_4$	728	1.3	-
$Y_3Fe_5O_{12}$	560	5.0	-
$Gd_3Fe_5O_{12}$	564	16.0	290
$Dy_3Fe_5O_{12}$	563	18.2	220
$Ho_3Fe_5O_{12}$	567	15.2	137

Çoğu ferrimanyet elektriksel olarak yalıtkandır. Bu özelliklerinden dolayı çok fazla pratik uygulamaları vardır. Ferromanyetler çoğunlukla metaliktir ve bu yüzden titreşimli manyetik alandaki uygulamalarda uygun değildir. Hızlı değişen manyetik alan gerilim indükler ve bu da iletkenlerde akımın (girdap akımları olarak bilinen) akmasına sebep olur. Bu akımlar metalde direnç ısınmasına neden olur (girdap akımı kayıpları). Kendiliğinden oluşan mıknatıslanmaya sahip bir malzemeyi yüksek frekanslarda kullanmak gerektiğinde, indüklenmiş gerilim yalıtkanda herhangi kayda değer bir girdap akımının akmasına neden olmayacağı için, birçok ferrimanyet o yüzden kullanılabilir. Katı ferrit çekirdekler, mikrodalga bileşenlerindeki uygulamalarla birlikte, yüksek geçirgenlik ve düşük enerji kaybı gerektiren transformatörlerde ve antenlerde çok sayıda yüksek frekanslı uygulamalarda kullanılır. Ayrıca çoğu ferrimanyet, oksitlendiği için paslanmaya karşı metalik ferromanyetlerden daha dirençlidir [17].

4.3.1. Moleküler alan teorisi

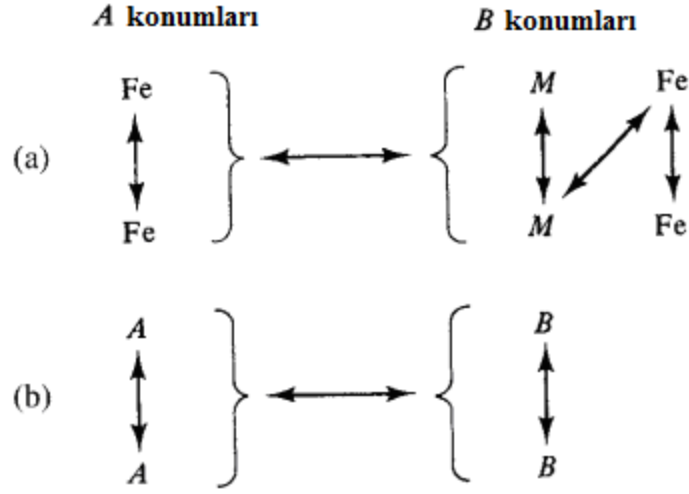
Düşük elektriksel iletkenliğe sahip çoğu ferrimanyetiklerin manyetik momentlerinin belirli iyonlarda tamamen yerleşmiş olduğu kabul edilir. Bu yüzden moleküler alan (yerleşmiş moment) teorisinin geçerli olacağı beklenir. Aynı zamanda bir

ferrimanyetikte metal iyonları arasındaki değiş-tokuş kuvvetlerinin, antiferromanyetiklerdeki gibi dolaylı değiş-tokuş (süper değiş-tokuş) mekanizmaları aracılığı ile oksijen iyonları boyunca etki edeceği beklenir.

Bununla beraber, bir ferrimanyetik için moleküler alan teorisi doğal olarak antiferromanyetikdekinden daha karmaşıktır. Çünkü A ve B konumları kristalografik olarak bir ferrimanyetik için farklıdır, fakat antiferromanyetik için özdeştir. Bu da, bir ferrimanyetikteki AA etkileşmesinin, etraflarındaki iyonlar özdeş olsa bile BB etkileşmesinden farklı olacağı anlamına gelmektedir. Bunun başlıca sebebi A konumundaki bir iyonun B konumundaki aynı iyondan farklı sayıda ve farklı dizilişte komşuya sahip olmasındandır.

Şekil 4.12(a)'da MO·Fe₂O₃ ters ferritin sert davranışında dikkat edilmesi gereken etkileşmeler görülmektedir. Bu etkileşmeler oklarla gösterilmiştir, hepsinde beş tane vardır ve antiferromanyetikte ikisi (AB ve AA=BB) karşılaştırılmıştır. Problemi basitleştirmek için Néel, gerçek ferrimanyetikleri A ve B alt örgüleri arasında düzensiz olarak ayrılan özdeş manyetik iyonlardan oluşan bir modelle değiştirmiştir. Bu hala, Şekil 4.12(b)'de görüldüğü gibi dikkat edilmesi gereken üç farklı etkileşmeye ayrılır. Néel teorisi ana hatlarıyla aşağıda verilmiştir.

A konumunda yerleşmiş λ kesrine sahip ve B konumunda $\nu (=1-\lambda)$ kesrine sahip, birim hacimde n tane özdeş manyetik iyonların olduğu varsayalım. μ_A , T sıcaklığında alan doğrultusundaki bir A iyonunun ortalama momenti olsun (A ve B iyonları özdeş olsa bile $\mu_A \neq \mu_B$ 'dir. Çünkü farklı konumlarda bulunan bu iyonlar farklı moleküler alanlara maruz kalır.). Bu yüzden A alt örgüsünün mıknatıslanması $M_A = \lambda n \mu_A$ 'dir.



Şekil 4.12. Ters kübik bir feritteki iyonlar arasındaki değiş-tokuş etkileşmeleri [19].

$n\mu_A = M_a$ yazılır. O zaman $M_A = \lambda M_a$ ve $M_B = \nu M_b$ olur. Toplam mıknatıslanma,

$$M = M_A + M_B = \lambda M_a + \nu M_b \quad (4.24)$$

olarak yazılır. A alt örgüsüne etkileyen moleküler alan,

$$H_{mA} = -\gamma_{AB}M_B + \gamma_{AA}M_A \quad (4.25)$$

şeklinde yazılır ve burada moleküler alan katsayısı γ pozitif nicelik olarak kabul edilir. İşaretler, A ve B iyonları arasındaki negatif (paralel olmayan) etkileşmenin ve A iyonları arasındaki pozitif (paralel olan) etkileşmenin varsayımına karşılık gelir. Benzer şekilde,

$$H_{mB} = -\gamma_{AB}M_A + \gamma_{BB}M_B \quad (4.26)$$

olur. γ_{AA} ve γ_{BB} katsayıları burada eşit değildir ve bunlar γ_{AB} 'nin bir kesri olarak

$$\alpha = \frac{\gamma_{AA}}{\gamma_{AB}} \quad \beta = \frac{\gamma_{BB}}{\gamma_{AB}}$$

şeklinde yazılır. Bu durumda moleküler alanlar,

$$H_{mA} = \gamma_{AB}(\alpha\lambda M_a - \nu M_b) \quad (4.27)$$

$$H_{mB} = \gamma_{AB}(\beta\nu M_b - \lambda M_a) \quad (4.28)$$

olur. Bu eşitlikler hem Curie sıcaklığının altında ve hem de üstünde geçerlidir.

4.3.1.1. T_C üzerinde

Paramanyetik bölgede, antiferromanyetikler için yapıldığı gibi Curie yasasının davranışının her alt örgü için,

$$MT = \rho CH_t \quad (4.29)$$

şeklinde olduğu varsayılarak ilerlenmişti. Burada ρ yoğunluk ve H_t toplam alandır yani uygulanan manyetik alan H ile moleküler alanın toplamıdır. Bu durumda iki alt örgü için,

$$M_a T = \rho C(H + H_{mA}) \quad (4.30)$$

$$M_b T = \rho C(H + H_{mB}) \quad (4.31)$$

ifadeleri yazılır. Burada C , manyetik iyonların gram başına Curie sabitidir. Denklem 4.24. ve (4.27)-(4.31) denklemlerinden M_a , M_b , H_{mA} ve H_{mB} yok edilerek gerekli cebirsel işlemlerden sonra kütle alınganlığı χ için:

$$\chi = \frac{M}{\rho H} = \frac{CT - \gamma_{AB} \rho C^2 \lambda \nu (2 + \alpha + \beta)}{T^2 - \gamma_{AB} \rho C T (\alpha \lambda + \beta \nu) + \gamma_{AB}^2 \rho^2 C^2 \lambda \nu (\alpha \beta - 1)} \quad (4.32)$$

şeklindeki açılım elde edilir. Bu denklem,

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T}{C} + \frac{1}{\chi_0} - \frac{b}{T - \theta} \quad (4.33)$$

$$\frac{1}{\chi} = \frac{T + (C/\chi_0)}{C} - \frac{b}{T - \theta} \quad (4.34)$$

şeklinde yazılır. Burada,

$$\frac{1}{\chi_0} = \gamma_{AB} \rho (2\gamma\nu - \alpha\gamma^2 - \beta\nu^2),$$

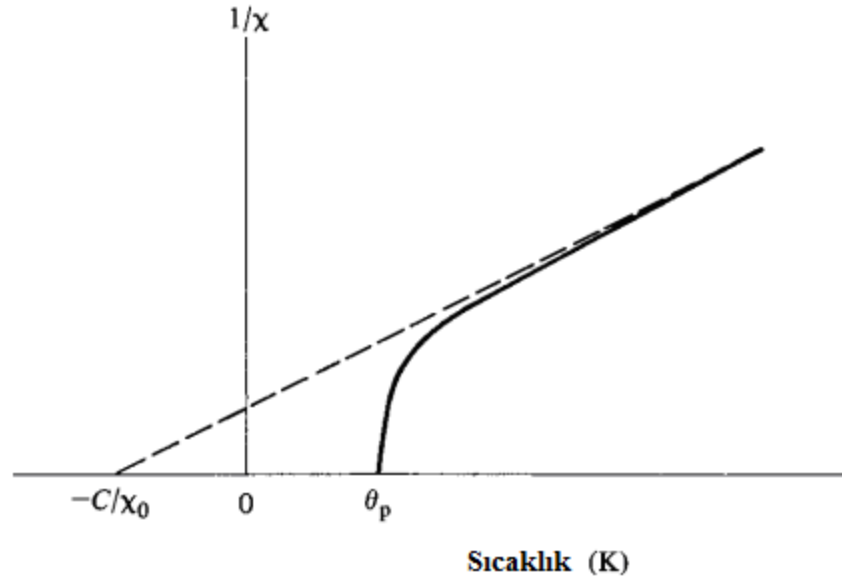
$$b = \gamma_{AB}^2 \rho^2 C \gamma \nu [\gamma(1 + \alpha) - \nu(1 - \beta)]^2$$

$$\theta = \gamma_{AB} \rho C \gamma \nu (2 + \alpha + \beta).$$

ile verilir. Denklem 4.34. bir hiperbolü temsil eder ve bunun fiziksel anlam ifade eden kısmı şekil 4.13'de çizilmiştir. Sıcaklık eksenini paramanyetik Curie noktası olarak adlandırılan θ_p 'de keser. Yüksek sıcaklıklarda denklem 4.34'ün son terimi ihmal edilir ve eşitlik Curie-Weiss yasasına dönüşür:

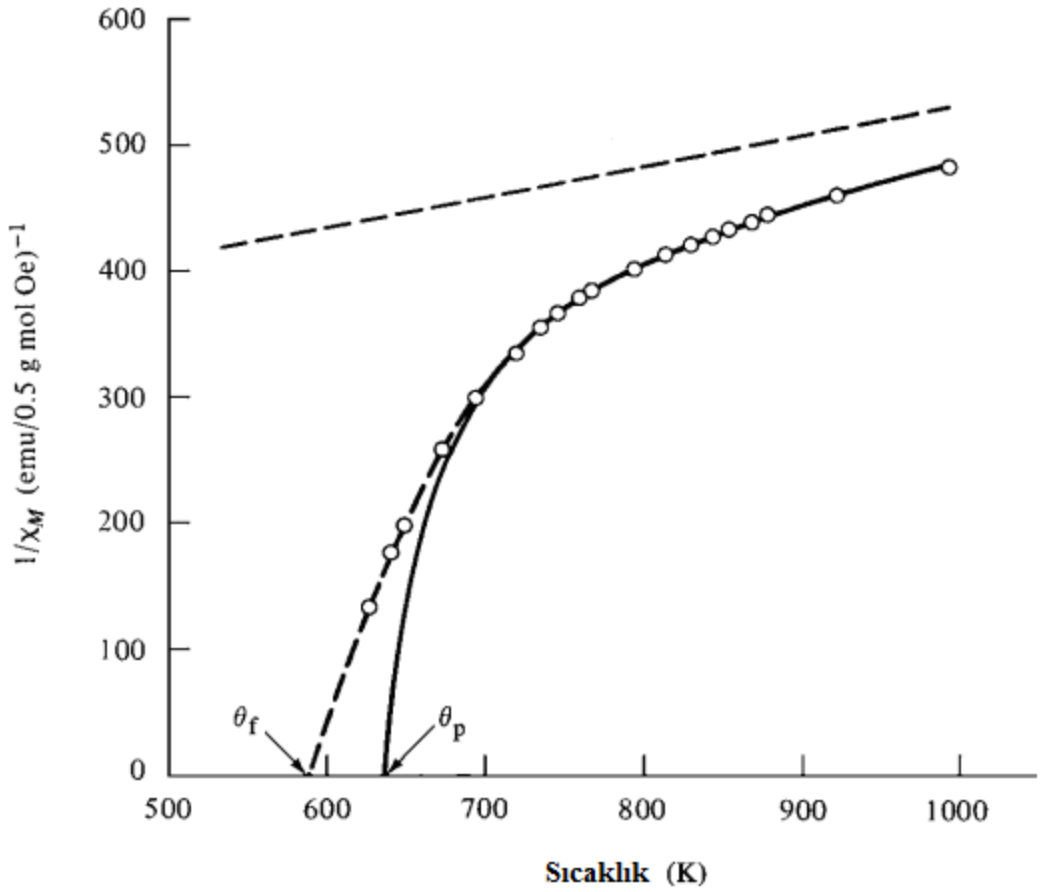
$$\chi = \frac{C}{T + (C/\chi_0)}.$$

Bu eşitlik Şekil 4.13'de görülen kesikli düz çizginin denklemidir ve yüksek sıcaklıklarda $1/\chi_0 - T$ eğrisi asimptotik olur.



Şekil 4.13. Curie noktasının üzerinde bir ferrimanyetik için sıcaklık ile alınganlığın tersinin teorik olarak değişimi [19].

Denklem 4.34. Curie noktası civarı hariç deney ile iyi uyumludur. Şekil 4.14. Mn ferrit için verileri göstermektedir. Alınganlığın sonsuz olduğu ve kendiliğinden mıknatıslanmanın olduğu θ_f (veya T_C) ferrimanyetik Curie noktasıdır. Örnekte görüldüğü gibi bu nokta ferrimanyetik bölgede alınan ölçümlerden belirlenmiştir. Curie noktası bölgesinde teori ve deney arasındaki uyumsuzluk ferromanyetikteki benzer uyumsuzluğu hatırlatır ve tahminen aynı sebepten kaynaklanmaktadır: θ_f üzerindeki sıcaklıklarda kısa bölge spin düzeni (spin demetleri).



Şekil 4.14. Bir Mn ferrit için sıcaklığa karşı alınganlığın tersi [19].

θ_f 'nin üzerindeki sıcaklıklarda denklem 4.34. deneysel noktalara fit edilerek χ_0 , b ve θ sabitleri belirlenebilir. Şekil 4.14'deki eğri için, örneğin, sadece manyetik iyonun bulunduğu varsayılan Fe^{3+} iyonu için C sabiti 4.38'e eşit olmak üzere $1/\chi_0 = 296.7$, $b = 14.700$ ve $\theta = 601.8$ değerlerine sahip olur. Bu durumda, 0 K'de doyum

mıknatıslanmasının bilinmesi şartıyla, Néel tarafından verilen bir metod ile, γ_{AB} , α , β ve λ 'nın değerleri χ_0 , b ve θ 'dan hesaplanabilir. Néel bu yolla pek çok ferrit için verileri analiz etmiştir ve beklendiği gibi γ_{AB} 'yi büyük ve pozitif olarak bulmuştur. Fakat α ve β küçük ve negatiftir yani γ_{AA} ve γ_{BB} de küçük ve negatiftir. Denklem 4.25. ve denklem 4.26'nın işaretlerinin arkasındaki varsayımlar hatırlanarak, AA ve BB etkileşmelerinin zayıfça anti paralel olduğu sonucuna varılır [19].

4.3.1.2. T_C altında

Ferrimanyetik bölgede her alt örgü, üzerine etki eden moleküler alan tarafından kendiliğinden mıknatıslanır, fakat iki alt örgünün mıknatıslanmaları birbirine zıt yöndedir. Bu durumda, net (gözlemlenebilir) mıknatıslanma

$$|M| = |M_A| - |M_B| \quad (4.35)$$

olur. Her alt örgünün mıknatıslanması ferromanyetiktekine benzer bağıntı ile ifade edilir. Gram başına mıknatıslanma $\sigma (= M / \rho)$ cinsinden, bir A alt örgüsünün kesirsel özgül mıknatıslanması,

$$\frac{\sigma_A}{\sigma_{0A}} = B(J, a') = B\left(J, \frac{\mu_H H}{kT}\right) \quad (4.36)$$

ile verilir, burada B Brillouin fonksiyonudur. H alanı burada A örgüsü üzerine etki eden H_{mA} moleküler alanına eşitlenir, çünkü uygulanan alanın yokluğunda kendiliğinden mıknatıslanma hesaplanıyor. M 'den ziyade σ cinsinden, denklem 4.27.

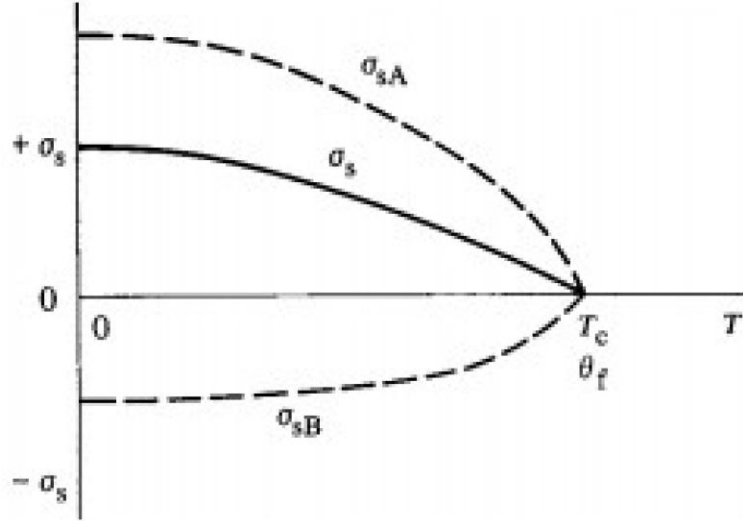
$$H_{mA} = -\gamma_{AB} \rho (\alpha \lambda \sigma_a - \nu \sigma_b) \quad (4.37)$$

olur. Bu durumda iki alt örgünün kesirsel kendiliğinden mıknatıslanmaları,

$$\frac{\sigma_{sA}}{\sigma_{0A}} = B\left(J, \frac{\mu_H \gamma_{AB} \rho (\alpha \lambda \sigma_a - \nu \sigma_b)}{kT}\right) \quad (4.38)$$

$$\frac{\sigma_{sB}}{\sigma_{0B}} = B \left(J, \frac{\mu_H \gamma_{AB} \rho (\beta \nu \sigma_b - \nu \sigma_a)}{kT} \right) \quad (4.39)$$

ile verilir. Bu iki eşitlik, basit grafiksel yöntem ile ayrı ayrı çözülemez, çünkü bunlar bağımsız değildir. Mıknatıslı olan A örgüsünün ölçüsü mıknatıslı olan B örgüsünün ölçüsüne bağlıdır ve tam tersi de geçerlidir. Bunun yerine, eşitlikler eşzamanlı olarak çözülmelidir. Karakteristik bir durumda çözümler şekil 4.15'deki gibi görülmektedir, burada kesikli çizgiler alt örgü mıknatıslanmalarını gösterir ve diğer eğri de elde edilendir. İki alt örgünün aynı Curie noktasına sahip olması gerektiğine dikkat etmelidir. Eğer değilse, o zaman, iki Curie noktası arasındaki bazı sıcaklıklarda, bir örgü sıfır momente sahip olurdu ve bu yüzden diğer örgüdeki momentler hizalanamazdı.

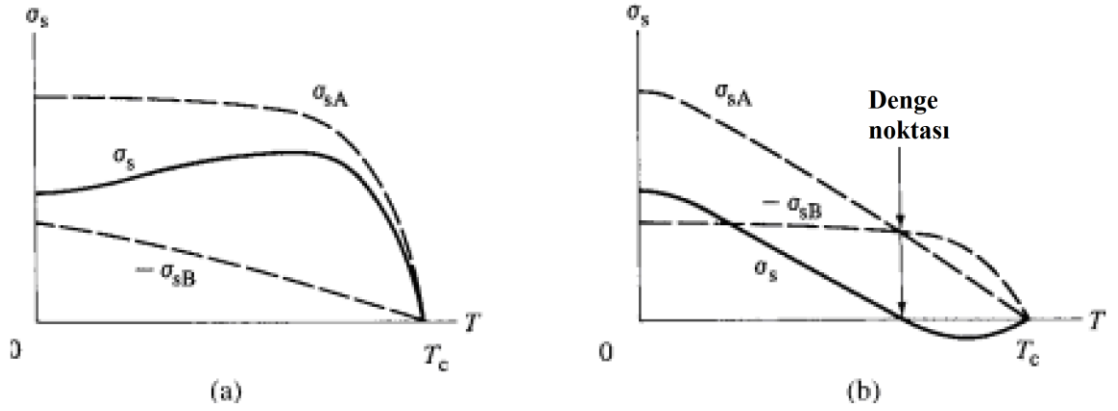


Şekil 4.15. Tipik bir kübik ferrimanyet için A ve B alt örgülerinin kendiliğinden mıknatıslanmaları ve elde edilen doyum mıknatıslanması σ_s (şematik olarak) [19].

Eğer γ_{AB} , α , β ve λ sabitlerinin değerleri paramanyetik davranışlarının analizinden özel bir madde için hesaplanabilirse, bu durumda σ_s , T_c altında bu maddenin T eğrisinden hesaplanabilir ve sonuç deney ile oldukça uyumlu olur. Bununla birlikte, oldukça keyfi bir işlemi takip etmek gereklidir. Ters ferrit $MO \cdot Fe_2O_3$ 'de, B bölgeleri

gerçekte farklı momentlere sahip M^{2+} ve Fe^{3+} iyonları tarafından işgal edilmiştir. Hesaplama, moleküler alan teorisinin varsayımları ile uyum sağlanması için, B bölgelerindeki iki çeşit iyonun M^{2+} ve Fe^{3+} iyonları arasında bir momente sahip olan tek hayali iyon çeşidi ile yer değiştirmesi gerekir.

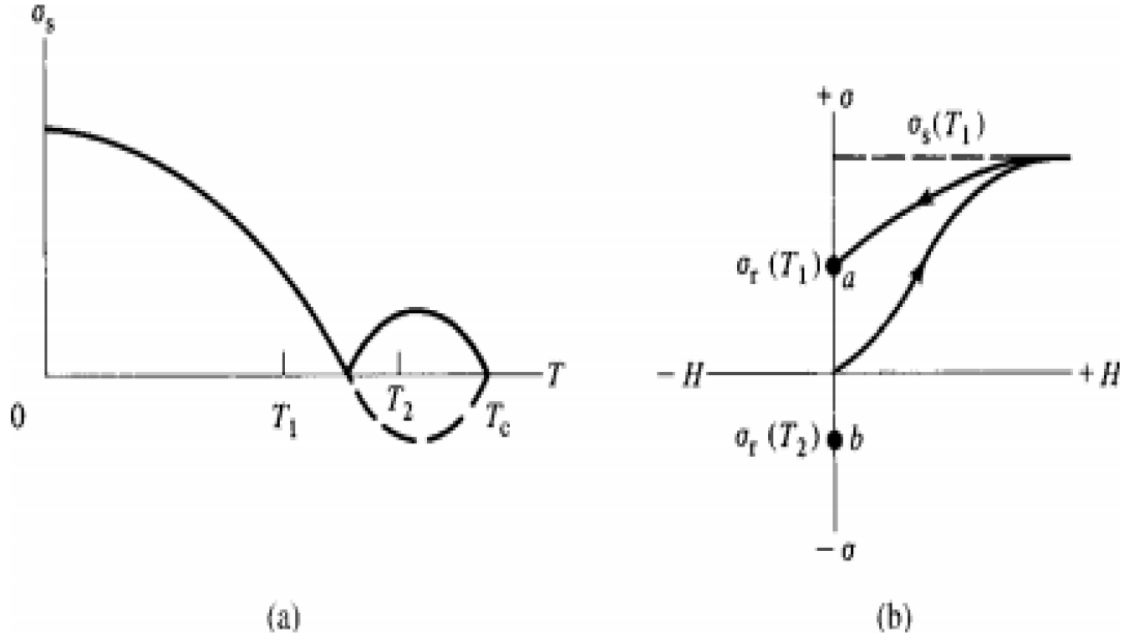
Denklem 4.38. ve denklem 4.39. ile verilen alt örgü mıknatıslanmaları γ_{AB} , α ve β moleküler alan sabitlerine ve λ manyetik iyon dağılım parametresine bağlıdır. Böylece alt örgünün σ_s , T_C eğrilerinin şekilleri bu sabitlerin değerlerine bağlı olur ve A örgüsü için eğrinin şekli genellikle B örgüsününkinden farklı olacaktır. Bu ikisi arasındaki fark olan sonuç eğrisi gözlenen olduğu için, alt örgü eğrilerinin şekillerindeki küçük değişikliklerin tamamen anormal şekilli sonuç eğrilerini verebileceğini gösterir. Néel γ_{AB} , α , β ve λ 'nın bir fonksiyonu olarak, sonuç eğrisi varsayılabilen değişik şekilleri belirlemiştir. Şekil 4.16'da görülen, beklenmedik iki şekli de tahmin edilmiştir ve ikisi o zamandan beri gözlenmektedir.



Şekil 4.16. Kubit ferrimanyetler için anormal σ_s 'ye karşı T eğrileri [19].

Şekil 4.16'da, alt örgü mıknatıslanma eğrilerinin her ikisi de sıcaklık ekseninin pozitif tarafında çizilmiştir. Şekil 4.16(a)'da, meydana gelen mıknatıslanma sıcaklık ile artar ve sonunda sıfıra düşmeden önce bir maksimuma doğru gider, çünkü $|\sigma_{sA}|$ sıcaklığın artmasıyla $|\sigma_{sB}|$ 'den daha az hızlı olarak azalır. Spinel yapıya sahip kromit $NiO \cdot Cr_2O_3$, bunun gibi davranır. Şekil 4.16(b)'de tam tersi bir davranış görünür: ortaya çıkan mıknatıslanma T_C 'nin altında sıfıra düşer ve sonra negatif olur. Sonuç eğrisinin sıfır olduğu sıcaklık, karşıt alt örgü mıknatıslanmalarının tam olarak dengede olduğu değerdir

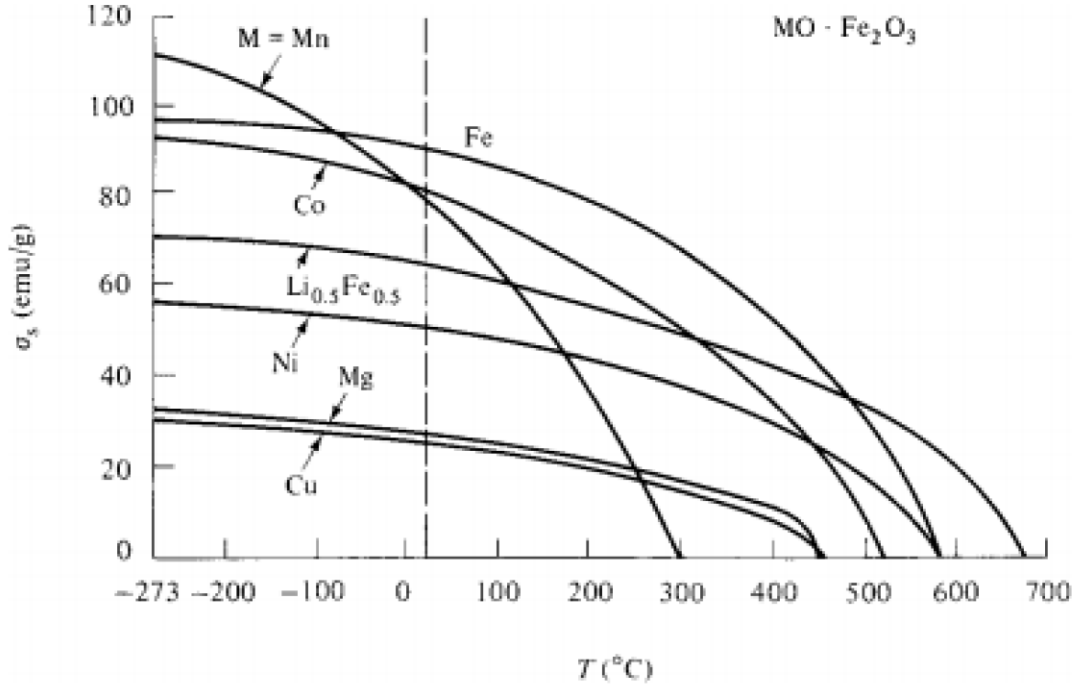
ve bu dengelenme noktası olarak adlandırılır. Ayrıca, spinel yapıya sahip olan $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{1.25}\text{Cr}_{1.25}\text{O}_4$ de bu davranışı gösterir.



Şekil 4.17. Bir dengelenme noktasında bir ferrimanyetin davranışı [19].

σ_s 'nin dengelenme noktasının üzerinde negatif olacağını söylemek doğru değildir, çünkü bu durum diamanyetizmayı ima etmiş olacaktır. Eğer bir çubuk malzeme doyum alanına soldan sağa doğru paralel olarak yerleştirilirse, bu durumda T_c altındaki herhangi bir sıcaklıkta, σ_s mıknatıslanması soldan sağa doğru yönelecektir. Bu nedenle, σ_s , T eğrisi şekil 4.16(b)'dekinden ziyade, şekil 4.17(a)'da ki gibi çizilecektir. Sıcaklıktaki değişim ile işaret değiştiren σ_r kalıcı mıknatıslanmadır. Çubuk T_1 sıcaklığında doymuş olsun ve alan o zaman kaldırılsın; bu sıcaklıkta onun kalıcı mıknatıslanması $\sigma_r(T_1)$ bu durumda şekil 4.17(b)'deki a noktası ile temsil edilir. Çubuğun demanyetize (manyetikliğin giderilmesi) alanının etkisi bu örnekte ihmal edilmiştir. Şimdi çubuk T_1 'den T_2 'ye hala sıfır alanda ısıtılırsa, onun kalıcı mıknatıslanması azalacak, sıfır olacak ve sonra yönü tersine dönerek, diyagramda b noktasında bitecektir. Fazla mıknatıslanmanın bu işaretinin tersine çevrilmesi ikna edici bir şekilde gösterilebilir. T_1 'de kalıcı durumda, bir torsiyonsuz süspansiyon ile asılı çubuk zayıf bir alanda serbest bir şekilde yatay bir düzlemde dönebilir. Alan, çubuğun manyetik durumunu kayda değer biçimde değiştirmek için çok zayıf kalacaktır, fakat hizalamak için yeterince

güçlüdür. Çubuk daha sonra dengeleme noktasına kadar ısıldığında, 180° 'ye doğru dönecektir. Sadece bu kendine özgü ferrimanyetik tür bu şekilde davranacaktır; bu yüzden bu deney, bir anlamda, ferrimanyetizma teorisinin önemli bir denemesidir.



Şekil 4.18. Birkaç kübik ferrimanyet için sıcaklığa karşı doyum mıknatıslanması [19].

Bahsedilen bu iki örnek sıra dışıdır. Çoğu ferrimanyetiklerin doyum mıknatıslanması sürekli olarak azalır, fakat T_c 'de sıfır olduğu için bir ferromanyetikten daha hızlı azalır. Şekil 4.18'de tipik örnekler gösterilmiştir [19].

5. BÖLÜM

DENEYSEL YÖNTEMLER

Bu tez çalışmasında, polikristal $\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ ($x=0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ ve 1.0) bileşikleri su soğutmalı bakır potada uygun miktarlardaki Pr, Gd, Co ve Si kullanılarak argon atmosferi altında elektrik ark yöntemi ile hazırlanmıştır. İyi homojenlik elde etmek için, polikristal külçeler ters çevrilmiştir ve birkaç kere eritilmiştir. X-ışını difraksiyon çalışmaları $\text{CuK}\alpha$ radyasyonu ile Brucker D8 Advance difraktometresi kullanılarak gerçekleştirilmiştir. $\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ bileşiklerinin manyetik özellikleri 5 T'ya kadar manyetik alanda 4-400 K sıcaklık aralığında SQUID (Quantum Design) manyetometre ile yapılmıştır. Manyetik ölçümler numune tutucusuna yerleştirilmiş toz numuneler ile yapılmıştır. Doğru akım (DC) mıknatıslanmasının sıcaklığa bağımlılığı 1 T'lik manyetik alanda sıfır alan soğutmalı (ZFC) yöntemde ölçülmüştür. Curie sıcaklık değeri (T_C), manyetizasyonun sıcaklığa göre türevine (dM/dT) karşı sıcaklık eğrisinin minimumundan belirlenmiştir. Dengelenme sıcaklığı (T_{den}) $M-T$ eğrisinde görünen minimum değerden bulunur [20].

5. 1. Örneklerin Elde Edilmesi

Bu çalışmada kullanılan örnekleri hazırlamak için resim 5.1'de görülen 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 eritme işlemi yapılır. 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 hem de bakırın eriyerek üretilen malzemeye bulaşması engellemek için bakır potanın içinden su geçirilir.



Resim 5.1. Örneklerin üretilmesinde kullanılan ark fırını [21].

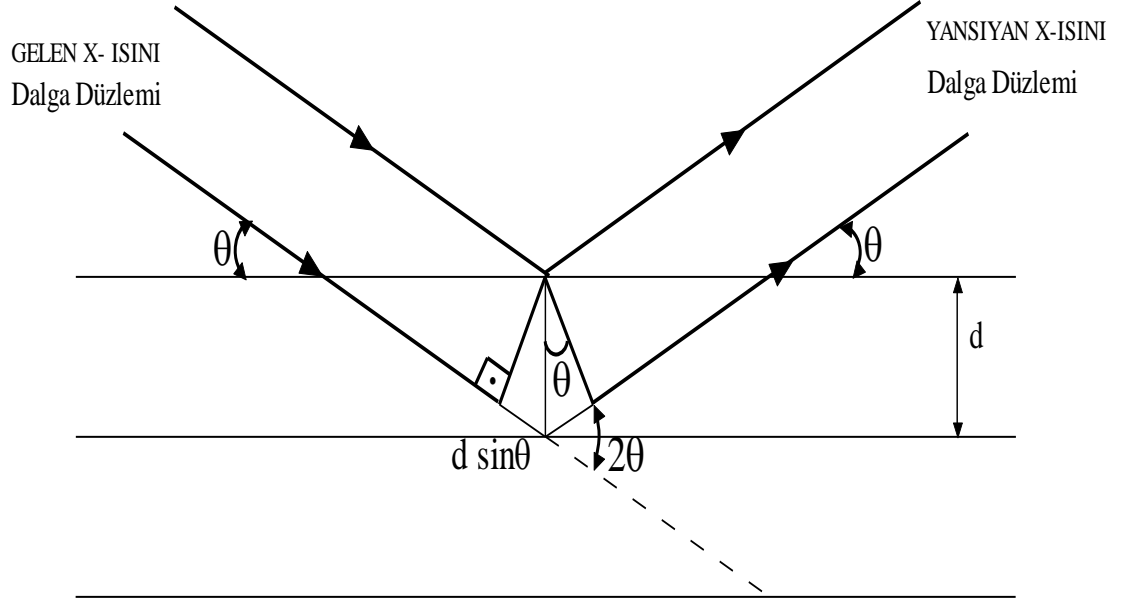
5.2. X-Işını Toz Kırınımı

Kristal yapı analizinde kullanılan yöntemlerden biri de x-ışını kırınım yöntemidir. Çok dar yarıklardan görünür ışık kırınımı meydana getirilebilir. X-ışınlarının dalga boyu görünür ışıktan kısadır. Max Von Laue (1912), x-ışınlarının dalga boyunun görünüşte kristallerdeki atomların düzlemleri arasındaki mesafeye eş olduğunu ve kristallerin x-ışını için bir kırınım ağı olarak görev yapabileceğini kabul etmiştir. W. L. Bragg (1913), kristale yönlendirilen x-ışınlarından oluşan kırınımları yorumlamıştır. Atomlar kristalde paralel düzlem grupları olarak düşünülebilir. Bu düzlemler Bragg düzlemleri olarak adlandırılır. Bragg, kristallerden saçılan ışınların yapıcı girişim oluşturmaları için koşullar geliştirmiştir (Şekil 5.1.):

- Birinci koşul, görünür ışığın aynadan yansıma yasasına benzemesidir.
- İkinci koşulda ise,

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (5.1)$$

ifadesidir. Denklem 5.1'e Bragg yasası denir. Bragg düzlemleri arasındaki uzaklık d ve x-ışınının dalga boyu λ 'dır. X-ışını demeti ile atom düzlemleri arasındaki açı θ ve n görüntü sırasındır. $\lambda \leq 2d$ olduğu durumlarda Bragg yasası sağlanır.



Şekil 5.1. X-ışınlarının bir kristalin düzlemlerinden kırınımı.

5.2.1. X-ışını toz kırınım analizi

X-ışını toz kırınım deseni x-ışını toz kırınım analizinde kullanılır. ($2\theta_i$) saçılma açıları ve (y_i^d) saçılma açılarından alınan ölçüm sayım değeri bu deseni oluşturur. ($2\theta_b$) başlangıç noktasından başlayan $2\theta_i$ değerleri,

$$2\theta_i = 2\theta_b + (i - 1) \quad (5.2)$$

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

$$y_i^h = y_{bi} + s \sum_k I_k \Omega(x_{i,k}) \quad (5.3)$$

$$x_{i,k} = 2\theta_i - 2\theta_k \quad (5.4)$$

$$I_k = L_k A_k P_k |F_k|^2 \quad (5.5)$$

şeklinde verilir. Burada y_{bi} taban sayısı, 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.

5.2.2. X-ışını toz kırınım ölçümleri

Külçe şeklindeki örnekler agat havanda öğütülüp toz haline getirildikten sonra x-ışını toz difraktometresinde (Bruker D8 Advance x-ışını toz difraktometresi) $20^\circ \leq 2\theta \leq 70^\circ$ aralığındaki açı değerlerinde incelenmiştir (Resim 5.2.). Verilerin x-ışını toz kırınım analizleri ise FULLPROF programıyla yapılmıştır.



Resim 5.2. Bruker D8 Advance x-ışını toz difraktometresi [21].

5.3. Mıknatıslanma Ölçümleri

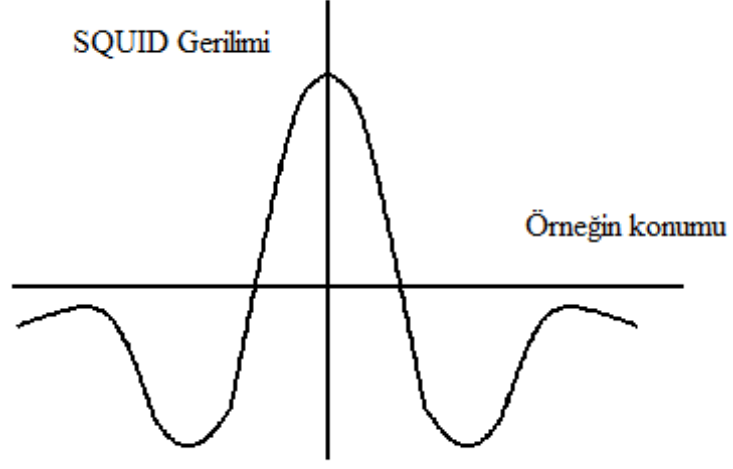
Mıknatıslanma ölçümleri için kullanılan manyetometre 5 Tesla üstün iletken manyete sahip SQUID (Superconducting Quantum Interference Devices)'tir (Resim 5.3.).



Resim 5.3. SQUID (Superconducting Quantum Interference Devices) manyetometre [21].

SQUID sisteminde üstün iletken durumunda algılama kanalı sıvı Helyum ($He_{(s)}$) içindedir.

SQUID, algılama kanalı içinde sabit hızla hareket eden örneğin bulunduğu konuma göre gerilim değerlerini ölçer. Ölçülen bu gerilim değerleri ile şekil 5.2'deki gibi bir eğri elde edilir. Mıknatıslanması bilinen bir örnek kullanılarak sistemin kalibrasyonu yapılır. Bu örneğin gerilim değeri, istenilen sıcaklık ve manyetik alan değerinde eğrinin tepe noktasından bulunur. 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.



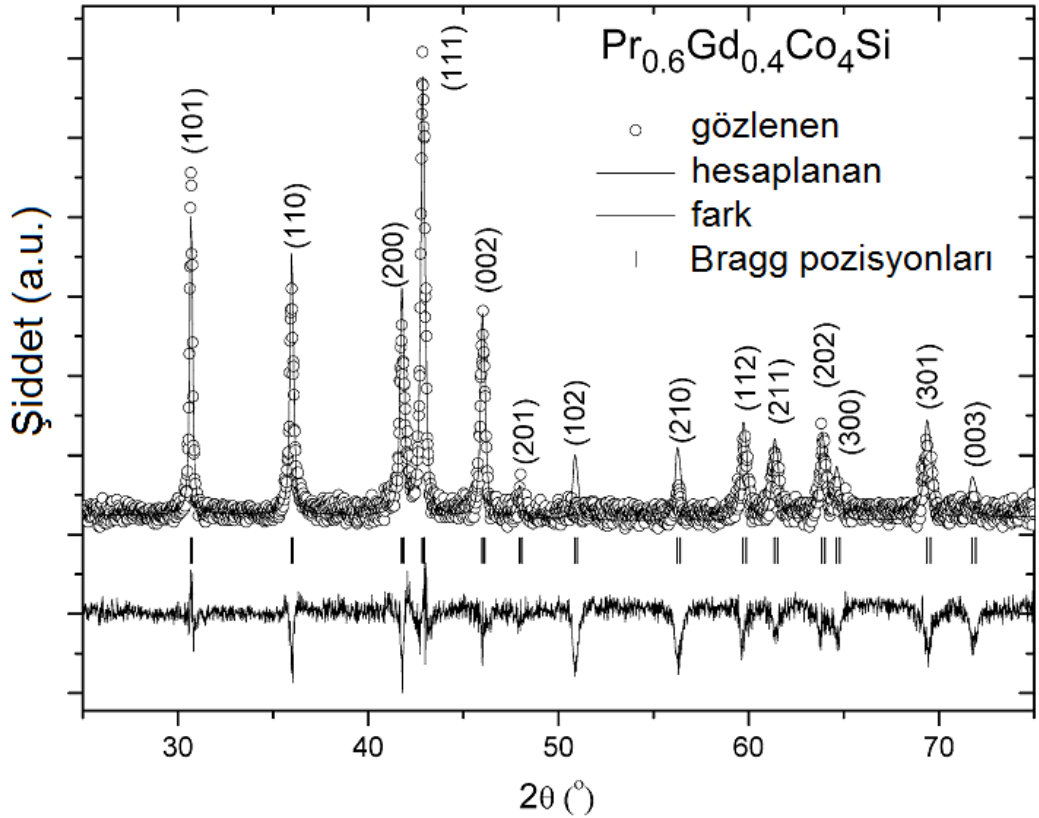
Şekil 5.2. Miknatslanma ölçümlerinde kullanılan SQUID gerilimi-örneğin konumu grafiği [21].

SQUID'in duyarlılığı 10^{-8} emu'dur. Merkezleme işleminin hassas bir şekilde yapılması ile ölçüm doğru yapılabilir [21].

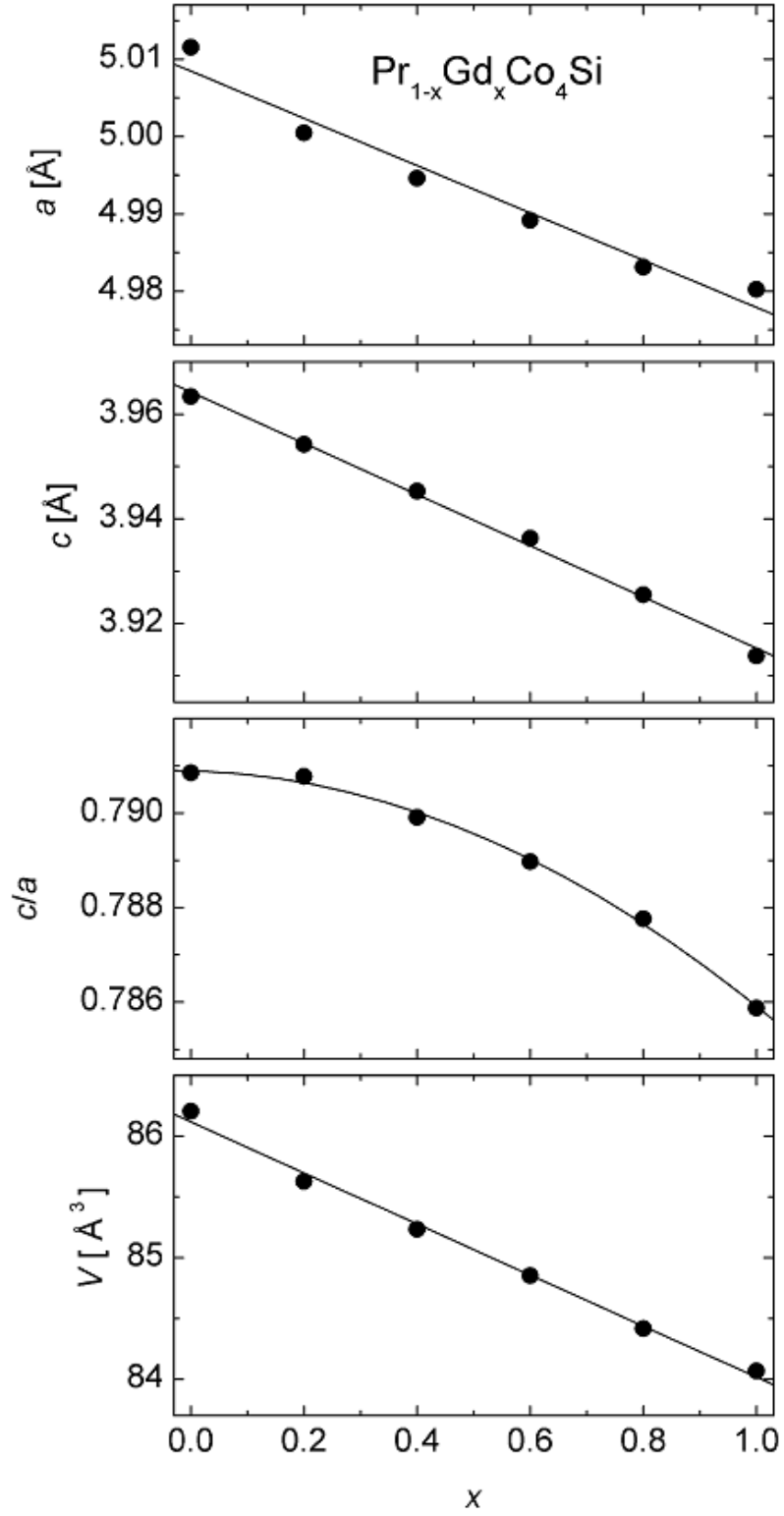
6. BÖLÜM

SONUÇ ve TARTIŞMA

Oda sıcaklığındaki x-ışını difraksiyon desenlerinden, $\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ bileşiklerinin tek fazlı oldukları ve $P6/mmm$ uzay grublu hegzagonal CaCu_5 yapısında kristalleştiği görülmüştür. a ve c örgü parametreleri FULLPROF programının standart desen eşleştirme yöntemi ile belirlenmiştir [22]. Şekil 6.1. $\text{Pr}_{0.6}\text{Gd}_{0.4}\text{Co}_4\text{Si}$ bileşiğinin x-ışını ölçüm sonuçlarını (XRD) göstermektedir. $\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ bileşikleri için örgü parametreleri a ve c , c/a ve birim hücre hacmi V 'nin oda sıcaklığında Gd konsantrasyonu x 'e bağımlılığı şekil 6.2'de verilmiştir. Ayrıca elde edilen birim hücre parametreleri a ve c , birim hücre hacmi V ve c/a Tablo 6.1'de verilmiştir. Pr yerine Gd ilavesinin örgü sabitleri a ve c ile birim hücre hacmi V 'de lineer bir azalmaya sebebiyet verdiği görülmektedir.



Şekil 6.1. $\text{Pr}_{0.6}\text{Gd}_{0.4}\text{Co}_4\text{Si}$ bileşiğinin XRD sonuçları.



Şekil 6.2. $\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ bileşikleri için oda sıcaklığında örgü sabitleri a ve c , c/a ve birim hücre hacmi V 'nin Gd konsantrasyonu x ile değişimi.

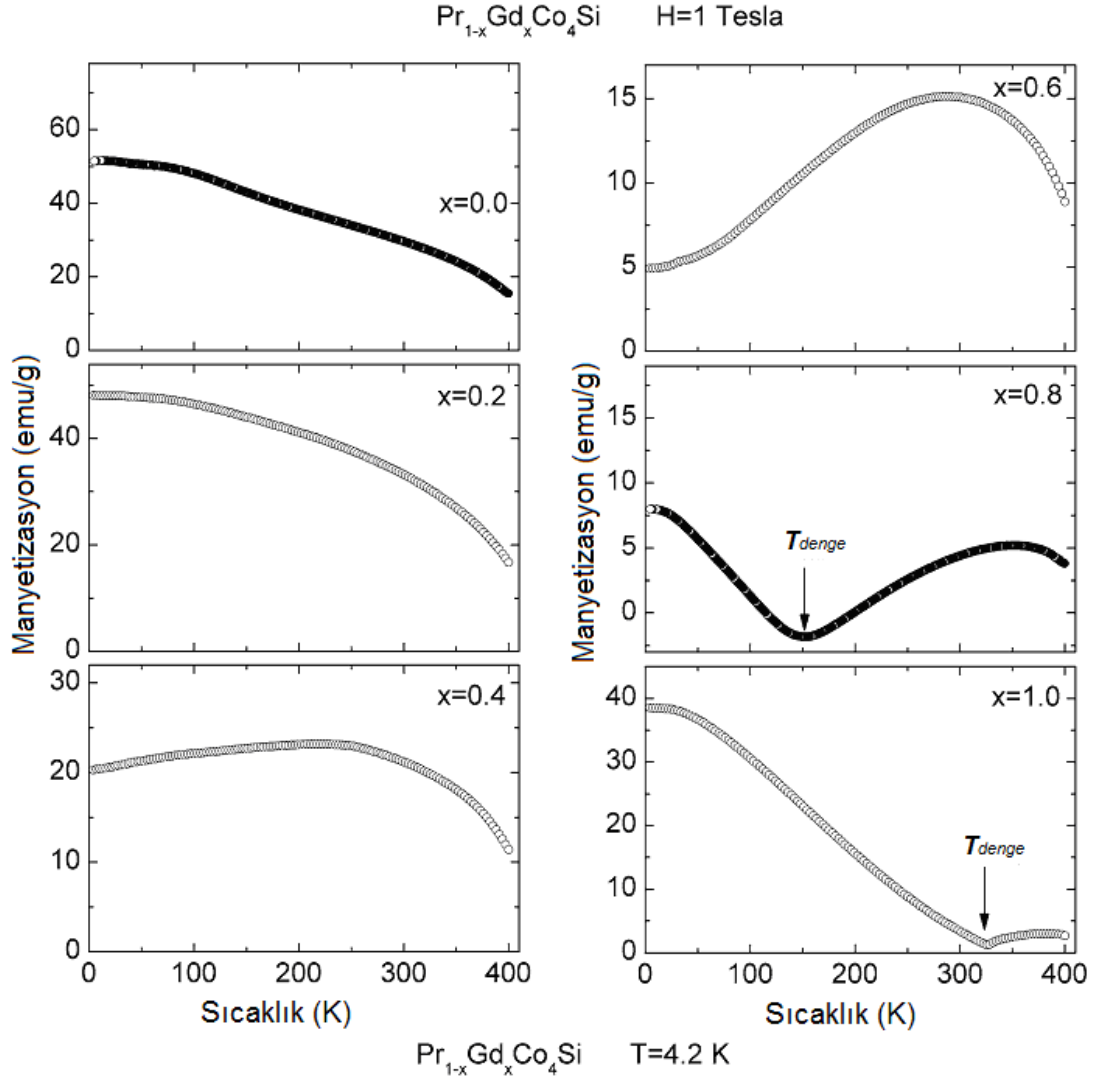
$x=0$ ve $x=1$ için elde edilen örgü parametre değerleri literatürde daha önce rapor edilen değerler ile iyi uyum göstermektedir [14-16]. Birim hücre sabitleri ve birim hücre hacmindeki azalma Gd atomlarının Pr'ye kıyasla daha küçük atomik yarıçapa sahip olmasından kaynaklanmaktadır. Aynı zamanda $\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ numunelerinin birim hücre hacmi, oda sıcaklığında Nd atomunun atomik yarıçapının Pr'ye kıyasla daha küçük olmasından dolayı $\text{Nd}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ numunelerinin hacminden biraz daha büyüktür [23].

Tablo 6.1. $\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ bileşikleri için örgü sabitleri a ve c , birim hücre hacmi V , c/a , doyum mıknatıslanması M_s , Co atomunun manyetik momenti M_{Co} , dengelenme sıcaklığı T_{den} ve Curie sıcaklığı T_C .

x	a (Å)	c (Å)	V (Å ³)	c/a	M_s (μ_B /f.u.)	M_{Co} (μ_B /Coatom)	T_{den} (K)	T_C (K)
0.0	5.0115	3.9634	86.20	0.7908	4.91	0.43		425[15]
0.2	5.0004	3.9542	85.63	0.7908	3.50	0.58		
0.4	4.9946	3.9453	85.23	0.7899	1.53	0.60		
0.6	4.9891	3.9363	84.85	0.7890	0.36	0.82		
0.8	4.9831	3.9255	84.42	0.7878	0.93	1.01	152	
1.0	4.9802	3.9138	84.07	0.7859	2.83	1.04	326	470[15]

4-400 K sıcaklık aralığında 1 T uygulanan manyetik alanda $\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ bileşiklerinin manyetizasyonunun sıcaklığa bağımlılığı şekil 6.3'de görülmektedir. Tüm numunelerin manyetik olarak düzenli olduğu ve oda sıcaklığının altında hiçbir manyetik faz geçişinin olmadığı görülmektedir (Tablo 6.1). Sıcaklığın bir fonksiyonu olarak manyetizasyon, x 'in farklı değerleri için farklı davranış sergiler. Manyetizasyon, sıcaklığın artması ile $x=0.0$ ve $x=0.2$ için azalmakta ve $x=0.4$ ve $x=0.6$ için artmaktadır. Bu davranış, alt örgü manyetizasyonları ve alt örgü manyetizasyonlarının farklı sıcaklık bağımlılıkları arasındaki karmaşık bileşimden kaynaklanıyor olabilir. $x=0.4$ ve $x=0.6$ ilaveli numuneler için, nadir toprak alt örgülerinin manyetik momentleri, Co alt örgüsünün

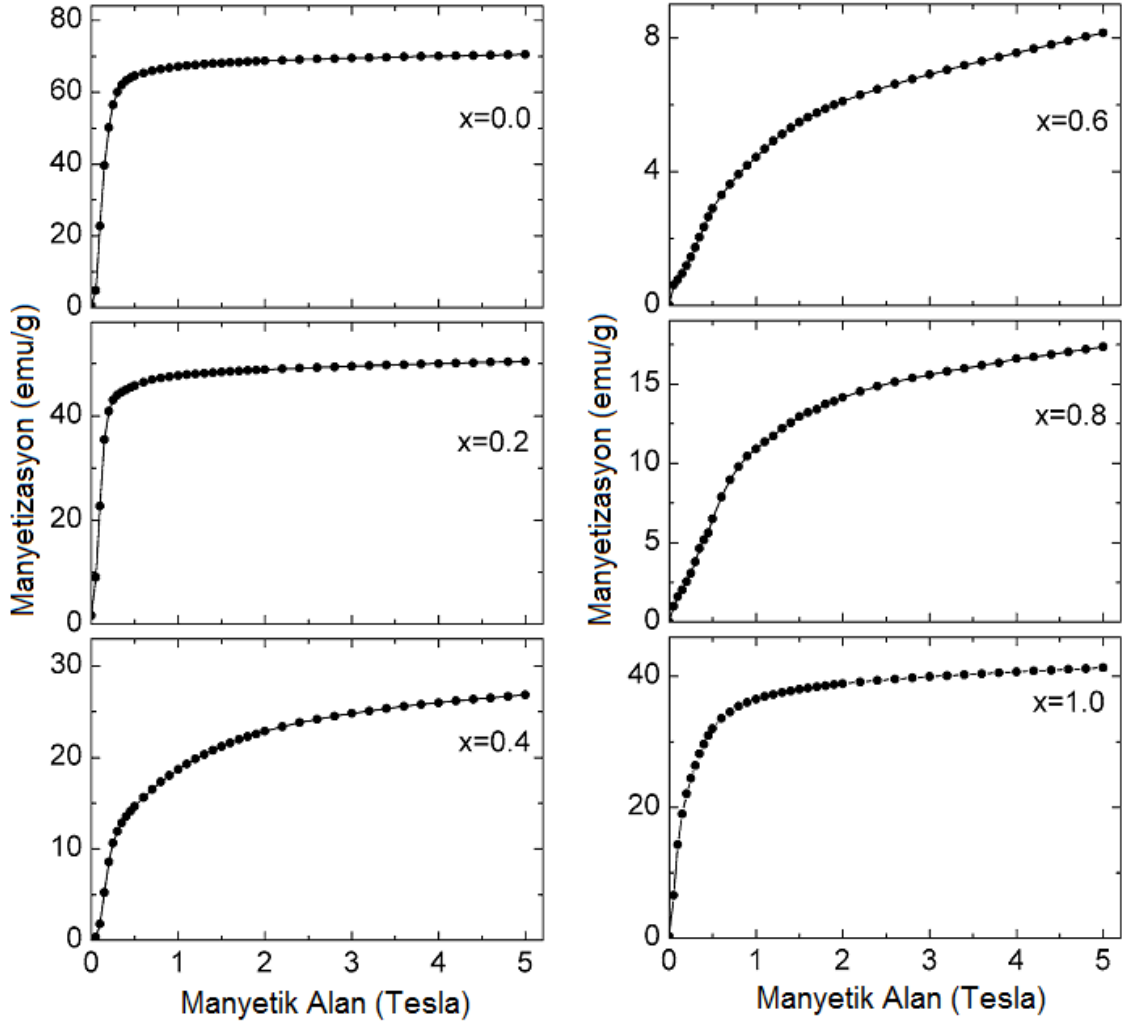
manyetik momentinden daha azdır ve artan sıcaklıkla birlikte Co alt örgüsünün manyetik momentine kıyasla daha hızlı azalır.



Şekil 6.3. $\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ bileşikleri için 1 T'lık alanda ölçülen manyetizasyonun sıcaklığa bağımlılığı.

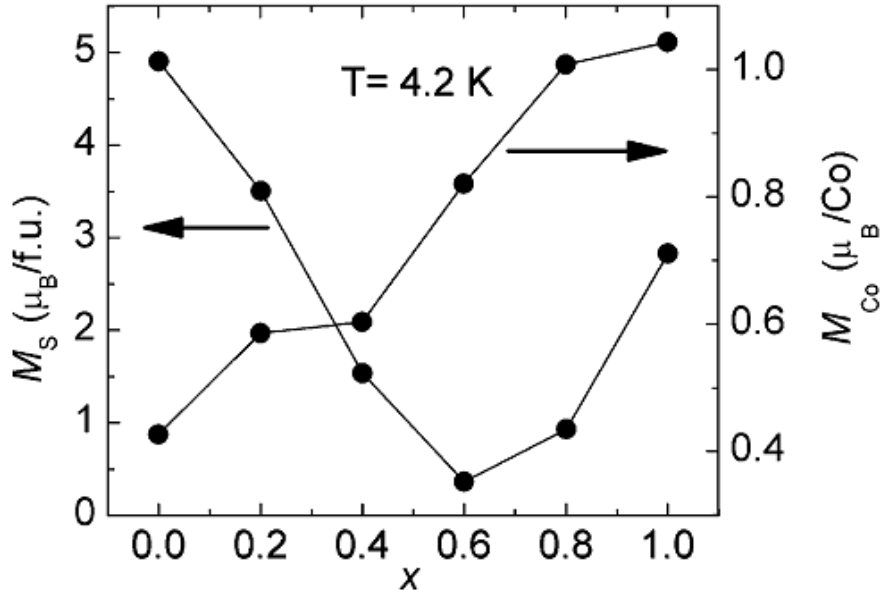
Böylece manyetizasyon düşük sıcaklıklarda sıcaklığın artmasıyla artmaktadır. Benzer davranış, $\text{Nd}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ ve $\text{Gd}_{1-x}\text{Ce}_x\text{Mn}_2\text{Ge}_2$ bileşiklerinde de gözlenmiştir [23, 24]. Dengelenme sıcaklığı (T_{den}), $x=0.8$ için 152 K'de, $x=1$ için 326 K'de görülmüştür. GdCo_4Si bileşiği için gözlenen dengelenme sıcaklığı referans [14]'de gözlenen değerden daha yüksektir. R alt örgüsünün manyetik momentinin Co alt örgüsünün manyetik momentine kıyasla, artan sıcaklıkla birlikte daha hızlı azaldığını göz önünde

bulundurmalı ve R alt örgüsünün toplam manyetik momentinin Gd miktarı x 'in artmasıyla attığını, daha yüksek sıcaklıklarda Co alt örgüsünün momentinin R alt örgüsünün momentini dengelediğini dikkate almalıdır. Bu sebepten dolayı, dengeleme sıcaklığı $x=0.8$ 'de 152 K iken $x=1$ 'de 326 K değerine artmıştır.



Şekil 6.4. 4.2 K'de uygulanan manyetik alanın bir fonksiyonun olarak $\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ bileşiklerinin manyetizasyonu.

Şekil 6.4, 4.2 K'de 5 Tesla'ya kadar uygulanan manyetik alanın fonksiyonu olarak $\text{Pr}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Co}_4\text{Si}$ bileşiklerinin manyetizasyonunu göstermektedir. Manyetizasyonun yüksek alan kısmının sıfır alana kadar extrapole edilmesiyle belirlenen doyum manyetizasyonu M_s 'nin değeri, 4.2 K'de Gd konsantrasyonunun fonksiyonu olarak şekil 6.5'de verilmiştir ve aynı zamanda tablo 6.1'de listelenmiştir.



Şekil 6.5. 4.2 K'de x 'e karşı doyum manyetizasyonu M_S ve Co atomlarının manyetik momentleri M_{Co} .

Gd miktarı x 'e karşı M_S 'nin grafiğinden görüldüğü gibi, 4.2 K'de doyum manyetizasyonu, x 'in artması ile $x=0.6$ değerine kadar yaklaşık olarak doğrusal bir şekilde önce minimuma doğru azalır, sonra da Gd miktarındaki daha fazla artış ile artar. (Pr+Co) manyetizasyonuna paralel olan bileşke manyetizasyonun yönünün, 4.2 K'de Gd'un manyetizasyonuna paralel olarak değiştiği $x=0.6$ dengelenme bileşiminde manyetizasyonun yönünde bir değişme olur. M_S 'de bu minimumun oluşması Gd, Co ve Pr alt örgü manyetizasyonları arasındaki ferrimanyetik çiftlenimden doğan denge konsantrasyonu ile açıklanır. R-T intermetalik bileşiklerde, 3d spinli T elementleri ve 4f spinli R elementleri arasındaki değiş-tokuş etkileşmesinin, hafif R elementleri (4f kabuğu yarıdan daha az dolu) için ferromanyetik bir çiftlenim gösterdiği ve ağır R elementleri (4f kabuğu yarıdan daha fazla dolu) için antiferromanyetik veya ferrimanyetik çiftlenim gösterdiği tespit edilmiştir [25-27]. Bu sebepten dolayı, nadir toprak alt örgüsünün toplam manyetik momenti ile Co alt örgüsünün manyetik momenti arasında bir çekişme olur. Yaklaşık $x=0.6$ 'da $Pr_{1-x}Gd_xCo_4Si$ bileşiklerinde kobalt ve nadir toprak manyetizasyonları 4.2 K'de dengelenir. Benzer olarak, düşük sıcaklıklarda dengelenme $x=0.6$ 'da $Nd_{1-x}Gd_xCo_4B$ [28] ve $Pr_{1-x}Gd_xCo_4B$ [29] bileşiklerinde meydana gelmiştir. Co'nın manyetik momentleri M_{Co} , Gd^{+3} ($7 \mu_B$) ve Pr^{+3} ($3.2\mu_B$) için serbest

iyon manyetik moment değerlerini göz önünde tutarak, 4.2 K'deki doyum manyetizasyonu değerlerinden iki alt örgülü ferrimanyetik model kullanılarak belirlenmiştir (Tablo 6.1). Bu değerler önceden belirlenen değerlerle iyi uyumludur [14, 15]. Pr ile Gd yer değiştirirken, Co atomunun manyetik momenti düzenli bir şekilde artar. Bu artış Gd'un daha büyük 4f yerelleşmiş momentlerinden kaynaklanmaktadır.

KAYNAKLAR

1. Griffiths, D.J., “Elektromagnetik teori”, Çeviri Editörü, Bekir Karaoğlu, *ARTE GÜVEN Yayınları*, s. 189-194, İstanbul, 1996.
2. Liu, J.P., de Boer, F.R., de Chatel, P.F., Coehoorn, R., Buschow, K.H.J., “On the 4F-3D exchange interaction in intermetallic compounds”, *J. Magn. Magn. Mater.*, 132 (1-3), 159-179, 1994.
3. Kirchmayr, H.R., Poldy, C.A., “Handbook on the physics and chemistry of rare earths”, *Elsevier*, Amsterdam, 1979.
4. Hong, N.M., Holubar, T., Hilscher, G., Vybornov, M., Rogl, P., “Magnetic-properties of RNI(4)B (R=rare-earth-metal)”, *IEEE Trans. Magn.*, 30 (6), 4966-4968, 1994.
5. Nagarajan, R., Gupta, L.C., Mazumdar, C., Hossain, Z., Dhar, S.K., Godart, C., Padalia, B.D., Vijayaraghavan, R., “Superconductivity and magnetism in quaternary-F (F-Y or F-elements) transition-metal borocarbides and magnetic-properties of RNI(4)B (R-Y or rare-earth)”, *J. Alloys Compd.*, 225 (1-2), 571-577, 1995.
6. Kirchmayr, H.R., “Permanent magnets and hard magnetic materials”, *J. Phys. D, Appl. Phys.*, 29 (11), 2763-2778, 1996.
7. Oesterreicher, H., Parker, F.T., Mishroch, M., “Analysis of giant intrinsic magnetic hardness in SMC05-XNIX”, *Phys. Rev. B*, 18 (1), 480-485, 1978.
8. Pecharsky, V.K., Gschneidner, K.A., “Magnetocaloric effect and magnetic refrigeration”, *J. Magn. Magn. Mater.*, 200 (1-3), 44-56, 1999.
9. Novak, P., Kuriplach, J., et al., “Calculation of crystal-field parameters in the RNI5 (R=rare earth) system”, *Phys. Rev. B*, 50 (4), 2085-2086, 1994.
10. Coldea, M., Andreica, D., Bitu, M., Crisan, V., “Spin fluctuations in YNi5 and CeNi5”, *J. Magn. Magn. Mater.*, 157, 627-628, 1996.
11. Zlotea, C., Isnard, O., “Neutron powder diffraction and magnetic phase diagram of RCo4Ga compounds (R=Y and Pr)”, *J. Alloys Compd.*, 346 (1-2), 29-37, 2002.
12. Klošek, V., Zlotea, C., Isnard, O., “Structural and magnetic properties of hexagonal DyCo4M compounds (M=Al, Ga)”, *J. Phys. Condens. Matter.*, 15 (49), 8327-8337, 2003.

13. Burzo, E., Plugaru, N., Creanga, I., Ursu, M., "Magnetic-behavior of RCO₄B compounds where R=CE, TB, DY and HO", *J. Less-Common Met.*, 155 (2), 281-289, 1989.
14. Mincic, A., "The effect of silicon on the exchange interactions in GdxCe_{1-x}Co₄Si compounds", *J. Phys. Condens. Matter.*, 16 (10), 1837-1847, 2004.
15. Thang, C.V., Nam, L.H., Duong, N.P., Thuy, N.P., Brück, E., "Formation and magnetic properties of the RCo₄Si compounds", *J. Magn. Magn. Mater.*, 196, 765-767, 1999.
16. Coroian, N., Isnard, O., Ro, su, D., Pop, V., "Paramagnetic Behaviour of RCo₄Si (R=Gd, Tb, Ty, Ho, Er) intermetallic compounds", *Rom. Rep. Phys.*, 58 (2), 173-181, 2006.
17. Blundell, S., "Magnetism in condensed matter", *Oxford Master in Condensed matter Physics*, London, 2001.
18. Buschow, K.H.J. and De Boer, F.R., "Physics of magnetism and magnetic materials", *Kluwer Academic/Plenum Publishers*, New York, 2003.
19. Cullity, B.D., Graham, C.D., "Introduction to magnetic materials", *IEEE Press*, Piscataway 2009.
20. Kervan, N., Kervan, S., Sözeri, H., "Gd substitution effects on the magnetic Properties of the Pr_{1-x}Gd_xCo₄Si compounds", *J. Supercond. Nov. Magn.*, 26 (3), 703–707, 2013.
21. Kervan S., "R_{1-x}R_xMn₂Ge₂ intermetalik bileşiklerin kristal yapı ve manyetik özelliklerinin incelenmesi", *Ankara Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Doktora Tezi*", Ankara, 2001.
22. Rodriguez, C., "Recent advances in magnetic-structure determination by neutron powder diffraction", *J., Phys. B*, 192 (1-2), 55-69, 1993.
23. Kervan, N., Kervan, S., Sözeri, H., "Magnetic properties of the Nd_{1-x}GdxCo₄Si compounds", *Mater. Chem. Phys.*, 120 (2-3), 505-208, 2010.
24. Kervan, S., Acet, M., Elerman, Y., "Magnetic properties of Gd_{1-x}CexMn₂Ge₂ compounds", *Solid State Commun.*, 119 (2), 95-99, 2001.
25. Burzo, E., Creanga, I., Plugaru, N., Pop, V., Ursu, M., "Magnetic-behavior of (GDXY_{1-X})CO₄B alloys" *Rev. Roum. Phys.*, 33 (1), 57-67, 1988.
26. Campbell, I.A., "Indirect exchange for rare-earths in metals", *J. Phys. F, Met. Phys.*, 2 (3), L47, 1972.

27. Tolinski, T., Kowalczyk, A., Szlaferek, A., Timko, M., Kovac, "Magnetic properties of hexagonal RNi₄B (R = Ce, Nd, Gd, Dy) compounds", *J. Solid State Commun.*, 122 (7-8), 363-366, 2002.
28. Kervan, N., Kervan, S., Gencer, A., "Effects of the substitution of gadolinium for neodymium on the crystal and magnetic properties of the Nd(1-x)Gd(x)Co(4)B compounds", *J. Phys. Chem. Solids*, 69 (11), 2791-2795, 2008.
29. Kervan, N., Kervan, S., Gencer, A., "Magnetic properties of the Pr(1-x)Gd(x)Co(4)B compounds", *J. Magn. Magn. Mater.*, 320 (21), 2839-2843, 2008.

ÖZGEÇMİŞ

Kerim BÖYÜKATA 1976 yılında Yozgat'ta doğdu. İlk ve orta öğrenimini tamamladıktan sonra, 1994 yılında Ankara Bahçelievler Cumhuriyet Lisesini bitirdi. 1995 yılında Kayseri Erciyes Üniversitesi Fizik Bölümünü kazandı. 2009 yılında Nevşehir Üniversitesin Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında yüksek lisansa başladı. Evli ve iki çocuğu olup halen aynı bölümde öğrenimine devam etmektedir.

Adres: TOKİ II.Bölge Demokrasi Mah. Gül Cad. Bayrak Küme Evler

Yeşilköşk Apt. C1-1 No:7/20 Melikgazi/KAYSERİ

Telefon: 0 505 645 90 34

e-posta : kerimboyukata@hotmail.com