

# Metal Fiziđi

## Ders Notları

# Ders İçeriđi

- Ferromanyetizma ve Moleküler Alan
- Katıların Manyetik zellikleri
- Diamanyetizma
- Paramanyetizma
  - Nükleer Paramanyetizma
  - Fermi-Dirac İstatistiği
  - Mutlak Sıfırda Pauli Paramanyetizması
- Ferromanyetizma ve Antiferromanyetizma
- Ferromanyetik Kristaller
- 4 Grup Elementlerinin Enerji Aralıkları

# Ferromanyetizma

Bazı maddeler, doğal koşullar altında güçlü manyetik özellikler gösterirler. Yeryüzündeki binlerce mineralden 'Magnetite' olarak bilinen  $Fe_3O_4$  kendiliğinden oldukça güçlü manyetik özellik gösterir. Bunun dışında Fe, Ni ve Gd çok güçlü manyetik özelliklere sahip elementlerdir.

## Moleküler Alan:

Katıların çok büyük bir kısmı manyetik olarak aktif değildir. Atomik manyetik momentlerin çok zayıf olması ve rastgele doğrultuda yönelmesi bu sonuca yol açmaktadır.

Güçlü mıknatıslanmada ise maddelerin manyetik momentleri toplu bir şekilde düzenlenmektedir. Fakat bu pratikte oldukça kolay bir şekilde sağlanamamaktadır. Çünkü uygulanan manyetik alanın, sıcaklık uyarması, nedeniyle düzenlenme bozulmakta ve manyetik moment zayıflamaktadır.

# Katıların Manyetik Özellikleri

- ❑ Bir katı, manyetik alan içine yerleştirildiğinde, manyetik alanın değerinde önemsiz sayılabilecek (%0.1) değişim gözlenir.
- ❑ Manyetik olarak tanımladığımız birkaç madde için ise manyetik alanda gözlenen değişim 100 ile 1000 katı mertebesindedir.
- ❑ Bir maddenin manyetik alanla etkileşmesi, elektrik alanla etkileşmesinden oldukça farklıdır.
- ❑ Bunlardan birincisi, manyetik malzeme, katılar iletken ve yalıtkan gibi 2 sınıfa ayrılmamışlardır.
- ❑ İkincisi, paralel levhalı bir kondansatörün arasında doldurulduğu zaman onun kapasitesini önemli ölçüde (2-10 katı) arttırmasına karşın, güçlü manyetik malzemelerde bu özellik gözlenmez.
- ❑ Diğer önemli bir özellik ise güçlü manyetik malzemeler, uygulanan manyetik alan kaldırıldığında, manyetik alan kaynağı gibi davranırlar. Bunlara MAGNET denir
- ❑ Elektrikte böyle güçlü bir özellikle karşılaşmıyoruz. Her ne kadar dolay kutuplanmaya sahip “Electret” ler var ise de bunların dışarıya etkisi oldukça zayıftır. Buna rağmen “electret” lerin bazı uygulamaları son yıllarda geliştirilmiştir.

# Diamanyetizma

- ❑ Sıfır manyetik momente sahip atomların oluşturdukları sistemlere diamanyetik maddeler denir.
- ❑ Bu durumda, katı tarafından yaratılan manyetik alan sıfırdır. Çünkü, atomların sonuç olarak manyetik momenti sıfırdır.
- ❑ Aynı zamanda, dışardan uygulanan manyetik alan da katıda herhangi bir değişiklik meydana getirmemektedir.
- ❑ Bir iletim devresi, manyetik alanın yanına getirildiğinde, metaldeki serbest elektronlar harekete geçer. Burada Lenz kanununa göre, uygulanan manyetik alanla zıt yönde bir indükleme akımı oluşur. Buradan şu sonuca varabiliriz: sıfır manyetik momente sahip bir atomda, dışardan uygulanan manyetik alan, kendisi ile zıt yönde bir manyetik moment oluşturur. Bu fiziksel olaylar diamanyetizmanın temelini oluştururlar.

# Paramanyetizma

- ❑ Sıfırdan farklı manyetik momente sahip olan atomların oluşturdukları maddelere paramanyetik maddeler denir.
- ❑ Her atoma uygulanan manyetik alan tarafından aktarılan katkı, atomik manyetik momente iletilir. Makroskopik düzeyde gözlediğimiz olaylar, mikroskopik düzeyde aynen gözlenmeyebilir.
- ❑ Metallerin manyetik özelliklerinin teorisi, band teorisinden giderek açıklanmaktadır.
- ❑ Metallerde, serbest elektronların tam olarak konumlarının belirlenememesi, atomik manyetik momentlerin, Bohr magnetonlarının toplamı olarak yazılamamaktadır.

Örneğin: Fe:  $2.2 \mu_B$ , Ni:  $0.6 \mu_B$

- ❑ Bir atomun açısal momentumunu gibi  $\vec{J}\hbar$  bir vektörle tanımlarsak, bunun genliği  $\sqrt{j(j+1)}\hbar$  olmaktadır.

Bu açısal momentumun herhangi bir doğrultudaki izdüşümü  $m_j\hbar$  değerlerinin almaktadır.

$m_j$ :  $-J, -J+1, \dots, +J-1, +J$  olmak üzere  $(2J+1)$  değer almaktadır.

- ❑ Klasik bir vektör olan  $\mu$  ise,  $-\mu$  den  $+\mu$  ye sürekli değişen bir izdüşüme sahiptir.

- ❑ Öte yandan dolu bir yörüngede elektronların çekirdek etrafındaki dağılımları küresel simetriktir. Bu nedenle bu elektronların toplam yörüngesel açısal momentumları sıfırdır.
- ❑ Buradan şöyle bir sonuca varabiliriz:
- ❑ Bir atomun dolu tabakalarındaki elektronların, atomun manyetik momentine katkıları sıfırdır.
- ❑ O halde herhangi bir atomun manyetik momentinin kaynağı dolu olmayan tabakalardaki elektronlarla çiftlenmemiş elektronlardır.
- ❑ Bir atomun manyetik momenti Bohr magnetonunun bir çarpanı mertebesindedir. Çünkü pek çok atomda elektronların büyük bir kısmı dolu tabakalarda bulunmaktadır. Bunların ise manyetik momente katkısı yoktur. Özel olarak, bir atomun, soy gaz atomlarında olduğu gibi, tüm tabakaları dolu ise, bu atomun manyetik momenti sıfırdır.
- ❑ En güçlü atomik manyetik momentler, geçiş elementlerinin atomlarında gözlenmiştir. Çünkü bu atomların dış kabuklarında dolu olmayan tabakalar vardır.

## Bir katı içindeki atom için:

- ❑ İyonik kristallerin durumu oldukça kolaydır. İyonlar çekirdek etrafında oldukça simetrik bir elektron bulutu oluştururlar ve tamamı ile dolu dış tabakalara sahiptirler.
- ❑ Eğer bir iyon sıfırdan farklı bir manyetik momente sahipse, dolu olmayan iç tabakaları var demektir.
- ❑ Metallerde, iç tabakalarda bulunan elektronlar iletkenlik elektronlarıdır. Bunlar, metalin manyetik özelliklerinin yanında elektriksel özelliklerine de katkıda bulunurlar.

## Geçiş elementi iyonları:

İyon	Dağılım	Temel Düzey	P <sub>calc</sub>
Sc	3d <sup>1</sup> 4s <sup>2</sup>	<sup>2</sup> D <sub>3/2</sub>	n=1
Ti	3d <sup>2</sup> 4s <sup>2</sup>	<sup>3</sup> F <sub>2</sub>	n=2
Cr	3d <sup>5</sup> 4s <sup>1</sup>	<sup>4</sup> F <sub>3/2</sub>	n=3
Mn	3d <sup>5</sup> 4s <sup>2</sup>	<sup>5</sup> D <sub>0</sub>	n=4
Fe	3d <sup>6</sup> 4s <sup>2</sup>	<sup>6</sup> S <sub>5/2</sub>	n=5
CO	3d <sup>7</sup> 4s <sup>2</sup>	<sup>5</sup> D <sub>4</sub>	n=6
Ni	3d <sup>8</sup> 4s <sup>2</sup>	<sup>4</sup> F <sub>9/2</sub>	n=7
Cu	3d <sup>10</sup> 4s <sup>1</sup>	<sup>3</sup> F <sub>4</sub>	n=8
Zn	3d <sup>10</sup> 4s <sup>2</sup>	<sup>2</sup> D <sub>5/2</sub>	n=9
Ga	3d <sup>10</sup> 4s <sup>2</sup> 4p <sup>1</sup>	<sup>1</sup> S <sub>0</sub>	n=10



# Nükleer Paramanyetizma

- ❑ Çekirdeğin manyetik momenti, elektronun manyetik momentinden  $\sim m / M_p \sim 10^{-3}$  katsayısı kadar küçüktür. Alınganlık bağıntısına göre aynı sayıda parçacık için, bir nükleer paramanyetik sistem alınganlığı, elektronik paramanyetik sistemden  $\sim 10^{-6}$  kat daha küçüktür.

## İletim Elektronlarının Paramanyetik Alınganlığı

- ❑ Klasik serbest elektron teorisi, iletkenlik elektronlarının paramanyetik alınganlığını açıklamakta yetersiz kalmaktadır. Bir elektron  $\mu_B$  değerinde bir manyetik momente sahiptir.
- ❑ İletim elektronlarının, metalin mıknatıslanmasına CURIE- tipi katkıda bulunacağı beklenebilir:

$$M = \frac{N\mu_B^2}{k_B T} \cdot B$$

- ❑ Oysaki, pek çok ferromanyetik olmayan metallerde mıknatıslanma, sıcaklıktan bağımsız olup, değeri de yukarıdaki denklemden beklenen değer 0.01'i kadardır.

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{e^{k_B \cdot T} + 1}$$

# Fermi - Dirac İstatistiği

- Pauli, Fermi-Dirac istatistiğini uygulayarak doğru sonuçları elde etmiştir. Önceki bilgilere göre B alanı uygulandığında, bir atomun manyetik momentinin alana paralel kalma olasılığı  $\mu B / kT$  ile orantılıdır. Buna göre mıknatıslanma da  $\sim N\mu^2 B / kT$  olarak bulunmuştur. Bu ise daha önce elde edilmiş standart sonuçtur. Fakat bir metaldeki iletim elektronlarının B alanı ile  $\mu$  momentlerinin düzenlenme olasılığı sıfırdır. Çünkü metalde orbitallerin çoğu paralel spinle daha önceden doldurulmuştur. Sadece  $\sim kT$  aralığındaki elektronların spini düzenlenme şansına sahiptir.
- Bunlardan alınganlığa katkıda bulunan elektronların oranı  $T / T_F$  dir. Buna göre mıknatıslanma:

$$M \approx \frac{N\mu^2 B}{kT} \cdot \frac{T}{T_F}$$

Bu aslında metallerin daha önce de gözlenmiş olan karakteristik özelliğinin tekrarıdır. Metallerde serbest elektronların ısı sığasına elektronik katkısı olmayıp, bu beklenen değerin 0.01'i kadardır.

- ❑ Bir katıyı T sıcaklığına kadar ısıtırsak, her elektron, klasik teoriye göre  $kT$  enerjisini kazanmaz. Ancak Fermi düzeyinin  $kT$  bölgesi içinde kalan elektronlar, ısısal olarak uyarılırlar.
- ❑ Toplam elektronların  $T/T_F$  kesri,  $kT$  enerjisini kazanırlar ve bir T sıcaklığında uyarılırlar.

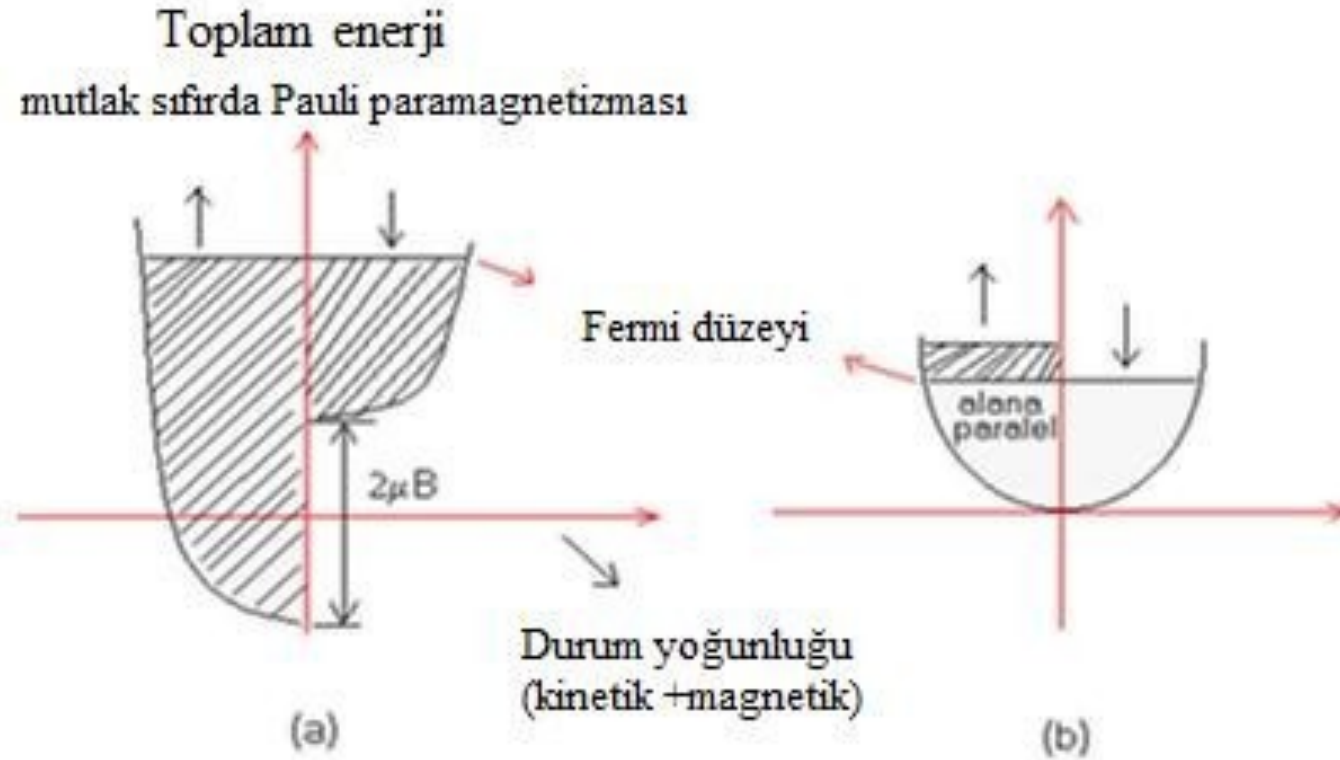
$$N = \int_0^{\infty} d\varepsilon f(\varepsilon) D(\varepsilon)$$

- ❑ Bir metalde ise iletim elektronlarının manyetik momentlerinin yöndeğiştirme olasılıkları sıfırdır. Çünkü tanımladığımız Fermi denizindeki orbitallerin büyük çoğunluğu, paralel spinli elektronlar tarafından doldurulmuştur.
- ❑ Yalnız Fermi dağılımında enerjileri,  $k_B T_F$  aralığında kalan elektronların manyetik momentleri, manyetik alana paralel duruma getirilebilir.
- ❑ Bu durumda toplam elektronların  $T/T_F$  kesri kadarı, mıknatıslanmaya katkıda bulunur.

$$M \approx \frac{N\mu^2 B}{k_B T} \cdot \frac{T}{T_F} = \frac{N\mu^2 B}{k_B T_F}$$

# Mutlak Sıfırda Pauli Paramanyetizması

- ❑ Taralı bölgedeki orbitaller doludur. Yukarı ve aşağı yönelimli manyetik momentlerin oluşturduğu bantlardaki elektron sayıları, Fermi düzeyindeki enerjilerin birbirine eşitlenmesiyle ayarlanmaktadır.
- ❑ Taralı bölge, spini manyetik alanda yukarı yönelen elektronların sayısıdır.



## Serbest Elektron Gazının Paramanyetik Alınganlığı

$T \ll T_F$  için, manyetik momenti, alanla aynı yönde olan elektronların sayısı:

$$N_+ = \frac{1}{2} \int_{-\mu_B}^{\epsilon_F} d\epsilon f(\epsilon) D(\epsilon + \mu_B) \approx \frac{1}{2} \int_0^{\epsilon_F} d\epsilon \underbrace{f(\epsilon) D(\epsilon)}_N + \frac{1}{2} \mu_B D(\epsilon_F)$$

$f(\epsilon)$ : Fermi-Dirac dağılım fonk.

Bir spin doğrultusu için orbital durum yoğunluğu.

$$N = \frac{V}{3\pi^2} \left( \frac{2m\epsilon_F}{\hbar^2} \right)^{3/2}$$

Durum yoğunluğu :

$$D(\epsilon_F) = \frac{dN}{d\epsilon_F} = \frac{V}{2\pi^2} \left( \frac{2m}{\hbar^2} \right)^{3/2} \epsilon_F^{1/2}$$

$$\ln N = \frac{3}{2} \log \epsilon_F + \text{sabit} \quad (\text{iki üstteki denklemden})$$

$$\frac{dN}{N} = \frac{3}{2} \frac{d\epsilon_F}{\epsilon_F}$$

$$\frac{dN}{d\epsilon_F} = \frac{3}{2} \frac{N}{\epsilon_F} = \frac{3}{2} \frac{N}{k_B T_F}$$

- N serbest elektronlu bir sistemde, sistemin nüfuslanmış orbitalleri, k uzayında  $k_F$  yarıçaplı bir küreyi doldurur.
- Bu kürenin yüzeyi, Fermi yüzeyi olarak bilinir ve enerjisi,  $\varepsilon_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m}$  dir.

$$2 \cdot \frac{4\pi k_F^3 / 3}{(2\pi/L)^3} = \frac{V}{3\pi^2} k_F^3 = N$$

$$k_F = \left( \frac{N 3\pi^2}{V} \right)^{1/3}$$

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} \left( \frac{3\pi^2 N}{V} \right)^{2/3}$$

Bu denklem,  $k_B T \ll \varepsilon_F$  yaklaşımı altında yazılmıştır.

manyetik momentleri, manyetik alanla aynı olamayıp zıt yönlü olan elektronların sayısı:

$$N_- = \frac{1}{2} \int_{\mu_B}^{\varepsilon_F} d\varepsilon f(\varepsilon) D(\varepsilon - \mu_B) \approx \frac{1}{2} \int_0^{\varepsilon_F} d\varepsilon f(\varepsilon) D(\varepsilon) - \frac{1}{2} \mu_B D(\varepsilon_F)$$

Bu şekilde yönetime sahip olan manyetik momentlerin mıknatıslanması:

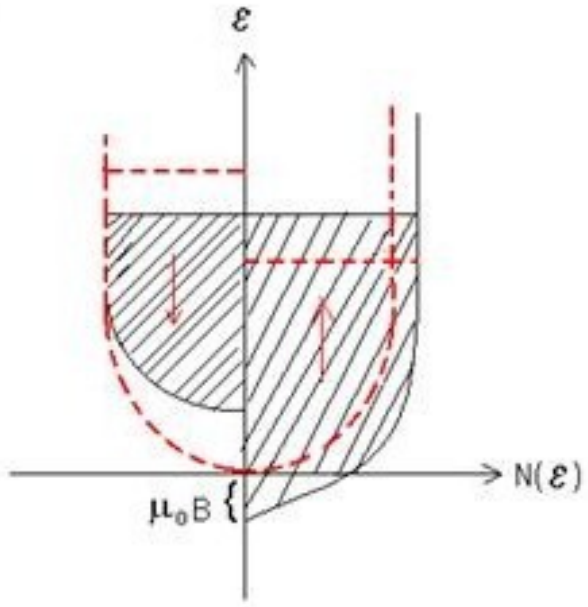
$$M = \mu(N_+ - N_-) = \mu^2 D(\varepsilon_F) B$$

$$\frac{dN}{N} = \frac{3}{2} \frac{d\varepsilon_F}{\varepsilon_F}$$

$$D(\varepsilon_F) = \frac{dN}{d\varepsilon_F} = \frac{3}{2} \frac{N}{\varepsilon_F} = \frac{3N}{2k_B T_F}$$

$$M = \frac{3N\mu^2}{2k_B T_F} \cdot B \quad \chi = \frac{3N\mu^2}{2k_B T_F}$$

olarak bulunur.



$$\begin{aligned}\epsilon_{k+} &= \epsilon(k) - \mu_0 H & (+) \text{ spinli} \\ \epsilon_{k-} &= \epsilon(k) + \mu_0 H & (-) \text{ spinli}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}M &= \mu_0(n_+ - n_-) = \mu_0 \int_0^\infty \left(\frac{1}{2}\right) \{f(\epsilon - \mu_0 H) - f(\epsilon + \mu_0 H)\} D(\epsilon) d\epsilon \approx \mu_0^2 H \int_0^\infty \left(-\frac{\partial f}{\partial \epsilon}\right) D(\epsilon) d\epsilon \\ &\approx \mu_0^2 H D(\epsilon_F)\end{aligned}$$

Not:  $\int_0^\infty \left(-\frac{\partial f}{\partial \epsilon}\right) d\epsilon = 1$

$$\chi_p = \mu_0^2 D(\epsilon_F) = \frac{e^2 k_F}{4\pi^2 mc^2}$$

$$n_+ = \int_0^\infty \left(\frac{1}{2}\right) D(\epsilon) f(\epsilon_{k+}) d\epsilon$$

$$n_- = \int_0^\infty \left(\frac{1}{2}\right) D(\epsilon) f(\epsilon_{k-}) d\epsilon$$

Böylece elde edilen mıknatıslanma T sıcaklığından bağımsız olup, deneysel sonuçlarla da iyi uyum içindedir.