

## 8.1 Giriş

Uzayın herhangi bir bölgesinde manyetik alan oluşturmak istiyorsak bunu mıknatıslar ile yapabileceğimiz gibi elektrik akımı kullanarak da (bir önceki bölümde Oersted'in keşfinden bahsetmiştik) yapabiliriz. Elektromıknatıslarda olduğu gibi her ikisini de kullandığımız uygulamalarda vardır. Bu bölümde önce nicel olarak içerisinde akım geçen bir kablounun oluşturacağı manyetik alanı nasıl hesaplayacağımızı göreceğiz. Bu amaç için kullanabileceğimiz iki yasadan bahsedeceğiz; **Biot-Savart Yasası** ve **Ampère Yasası**.

Burada şöyle bir benzerlikten bahsedebiliriz. Elektrik alan hesabı için Coulomb Yasası ne ise, elektrik akımın oluşturduğu manyetik alan hesabı için Biot-Savart Yasası odur. Her iki yasada istenilen alanı problemde herhangi bir simetri aramaksızın doğrudan hesaplamayı amaçlar. Ancak karmaşık problemlerde (örneğin üç boyutlu problemlerde) çözüm de oldukça karmaşık bir hal alabilir. Hatırlayacağınız üzere, bu tür karmaşık durumlarda eğer sistemde bir simetri var ise Gauss Yasası kullanarak elektrik alan hesabı kolayca yapılabilirdi. Manyetik alan için ise simetrik durumlarda Ampère Yasası kullanarak manyetik alan hesabının oldukça kolay bir şekilde yapılabilirdiğini ilerleyen sayfalarda hep beraber göreceğiz.



Şekil 8.1 Manyetik malzemelerin teknolojik uygulamalarından olan sabit disk (laptop).

Bölümün sonunda ise ferromanyetik, diyamanyetik ve paramanyetik malzemelerden kısaca bahsettikten sonra, kalıcı mıknatıslar olan ferromanyetik malzemelerde gecikme (histerezis) eğrisine ve bu malzemelerin Şekil 8.1'te bir örneği gösterilen teknolojik uygulamalarına da kısaca değinerek bu bölümü bitireceğiz. Şimdi dilerseniz hemen bir sonraki kısma geçip Biot-Savart Yasası ile başlayalım.

[1] Evan-Amos tarafından oluşturulan ve [CC BY-SA 3.0 veya GFDL] lisanslı bu resim [Wikimedia Commons](#)'dan alınmıştır.

## 8.2 Biot-Savart Yasası

1800'lü yılların başlarında Oersted elektrik akımının manyetik alan oluşturduğunu keşfetmişti. Bu keşfin ardından Jean Baptiste Biot ve Felix Savart telden geçen elektrik akımının oluşturduğu manyetik alan üzerinde nicel çalışmalar yapmış ve bu çalışmalar sonucunda bugün **Biot-Savart Yasası** olarak bildiğimiz yasaya ulaşmışlardır. Biot-Savart Yasasını kullanarak içerisinde akım geçen bir telin etrafında herhangi bir noktada oluşturduğu manyetik alanı hesaplayabiliriz. Bu yasaya göre, elektrik akımını taşıyan telin sonsuz küçüklikte bir  $d\vec{l}$  uzunluğundaki parçasının oluşturduğu manyetik alan,

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{d\vec{l} \times \hat{r}}{r^2} \quad (8.1)$$

ile verilir. Burada  $d\vec{l}$  vektörünün büyüklüğü  $d\vec{l}$  uzunluğuna eşittir ve akımla aynı yöndedir.  $\hat{r}$  birim vektörü bu parçadan manyetik alan hesaplamak istediğimiz noktaya doğru yönü gösteren birim vektör,  $r$  ise bu parça ile P noktası arasındaki mesafedir.  $\mu_0$  ise **boş uzayın manyetik geçirgenliğidir** ve

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ T} \cdot \text{m/A}$$

değerine sahiptir.

Bu küçük parçanın oluşturduğu manyetik alanın büyüklüğü

$$dB = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{dl \sin \theta}{r^2}$$

olacaktır. Bu manyetik alanın yönünü kros çarpım için sağ el kuralını kullanarak bulabiliriz. Sağ el kuralını uygular iseniz, Şekil 8.2'deki telden geçen akım için, bu seçtiğimiz parçanın P noktasında oluşturduğu manyetik alanın ekrandan(sayfadan) içeri doğru olduğunu görebilirsiniz. Biraz dikkatli biriyse, bu küçük parçayı kablo üzerinde nereden seçersek seçelim, kablounun sağında kalan herhangi bir noktada manyetik alanın hep sayfanın içine doğru olacağını



Şekil 8.2 Biot-Savart Yasasında kullanılan sonsuz küçüklikteki  $d\vec{l}$  vektörünün  $\hat{r}$  vektörü ve  $r$  mesafesi.

görebilirsiniz. Kablonun solunda herhangi bir noktada ise bu manyetik alan sayfadan dışarı doğru olacaktır. Kablodan geçen akımın yönü değişse idi bu sefer yönler yukarıdaki yönlerin tam tersi olacaktı.

Bu kablunun/telin oluşturduğu **toplam manyetik alanı** bulmak için yapmamız gereken ise, elektrik akımı geçen telin bu küçük parçalardan oluştuğunu düşünüp, her bir parçanın  $P$  noktasında oluşturduğu manyetik alanı **vektörel** olarak toplamaktır;

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 I \quad \vec{B} = \int d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{d\vec{\ell} \times \hat{r}}{r^2} \quad (8.2)$$

Burada not olarak düşmemiz gerektiğini düşündüğümüz birkaç şeyi aşağıda listeleyelim; çevresine ulaşırız. Yani

- İntegral içerisindeki niceliğin bir vektör olduğudur. O yüzden bu integral hesaplanırken ekstra dikkat etmek gerekir.  $d\vec{\ell}$  ve  $\hat{r}$  vektörlerinin yönleri ve  $r$  uzaklığı seçilen parça ile değişecektir.
- İntegralin limitlerini manyetik alanı oluşturan tel belirleyecektir.
- Eğer var ise, integralin çözümünü kolaylaştıracak bir simetri bulunup kullanılabilir. Örneğin  $d\vec{B}$  vektörlerinin birbirlerini götürün bileşenleri var ise, o bileşenler için integral hesabı yapmak zorunda kalmayız.

### 8.3 Ampère Yasası

Bir önceki **bölümde** Biot-Savart Yasasından bahsettik. Biot-Savart yasası bizlere elektrik akımının oluşturduğunu doğrudan hesaplama fırsatı sunar. Ancak kablolar/teller iki ve üç boyutlu olduklarında çözülmesi gereken integraller oldukça karmaşık haller alabilirler. Eğer sistemde bir simetri yok ise, maalesef bu integrallerin çözülmesi gerekecektir. Ancak simetrik durumlarda manyetik alan hesabı **Ampère Yasasını** kullanarak kolayca yapılabilir. Bunu nasıl yapacağımızdan bahsetmeden önce Ampère Yasasının ne olduğunu açıklamamız lazım.

#### 8.3.1 Ampère Yasası

Herhangi bir kapalı yol/halka üzerinde alınan  $\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell}$  integrali, bu kapalı yolun sınırladığı alandan geçen toplam akım ile  $\mu_0$  değerinin çarpımına eşittir:

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 I_{\text{iç}} \quad (8.3)$$

Burada integral işaretindeki halka integralin kapalı bir halka üzerinde alındığını gösterir.

Ampère yasasını daha iyi anlamak için **Şekil 8.3**'te gösterilen  $I$  akımı taşıyan sonsuz uzunluktaki tel üzerinde örnek olarak uygulayalım. Eğer tel halkanın merkezinde ise;

- Sağ el kuralından manyetik alanın telin etrafında şekilde siyah oklarla gösterildiği yönlerde olduğunu biliyoruz, yani **Şekil 8.3**'te gösterildiği gibi manyetik alan (siyah oklar) halkaya her zaman teğet olacaktır.
- Halka üzerindeki bütün noktalar tele aynı uzaklıkta olduğu için simetriden manyetik alanın halka üzerinde her yerde aynı büyüklüğüne sahip olduğunu söyleyebiliriz.
- Halkayı küçük  $d\vec{\ell}$ 'lere bölecek olursak bu uzunluklar da halkaya teğet olacaktır.  $d\vec{\ell}$  vektörünün (kırmızı oklar) yönünü de  $\vec{B}$  ile aynı yönde olacak şekilde seçersek **Denk. 8.3**'teki kapalı integral pozitif çıkacaktır (Bu örnek için denklemin sağ tarafındaki akım da bu durumda pozitif olacaktır).
- Halkanın sınırlarını belirlediği alandan (sarı bölge)  $I$  akımı geçmektedir.

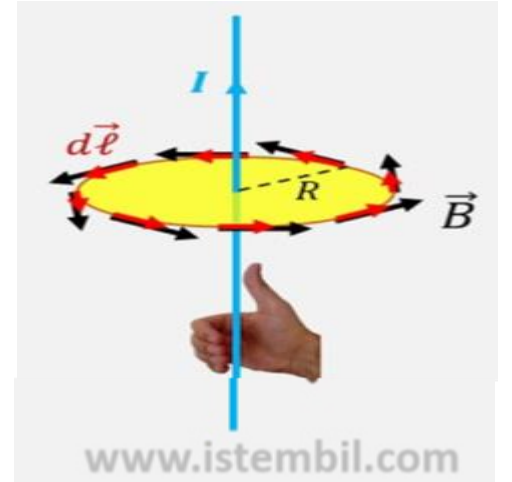
Bu durumda Ampère Yasasını yukarıdaki bilgiler ile adım adım uygular isek

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{\ell} = \mu_0 I_{\text{iç}}$$

$$\oint B \cos 0 \, d\ell = \mu_0 I$$

$$B \oint d\ell = \mu_0 I$$

eşitliğini elde ederiz. Ancak hatırlayın halkayı küçük  $d\vec{\ell}$ 'lere bölmüştük. Şimdi bütün bu küçük uzunlukları toplar isek (yani integrali alır isek) halkanın çevresine ulaşırız. Yani



**Şekil 8.3**  $I$  akımı taşıyan sonsuz uzunluktaki dikey telin merkezinde olduğu  $R$  yarıçaplı çember üzerinde  $d\vec{\ell}$  (kırmızı oklar) ve  $\vec{B}$  (siyah oklar) vektörleri. Baş parmağın akımı gösterdiği sağ el kuralında teli çevreleyen dört parmak manyetik alanın yönünü verir.

$$\oint d\vec{l} = 2\pi R \quad \text{olacaktır. Bu durumda}$$

$$B \cdot 2\pi R = \mu_0 I \Rightarrow B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}$$

olacaktır. Burada Ampère yasası kullanılarak sonsuz uzunlukta  $I$  akımı taşıyan bir telin kendine dik  $R$  uzaklığında bir noktada oluşturduğu manyetik alanı oldukça kolay bir şekilde elde ettik. Biot-Savart yasası ile aynı sorunun cevabını bulmamız (**Çözümlü Problem Set 1'e bakınız**) biraz daha karmaşık bir çözüm gerektiriyordu.

#### Ampère Yasası ile Manyetik Alan Hesabı ve Simetri

Ampère yasası da tıpkı Gauss yasası gibi simetri olmasa bile doğrudur. Ancak yalnızca simetrik durumlarda bu yasayı kullanarak manyetik alan hesabı yapabiliriz. Peki burada simetriden kastımız ne?

Burada yapmaya çalıştığımız **Denk. 8.3**'teki eşitliği  $\vec{B}$  için çözmek. Ancak farkettiğiniz üzere manyetik alan hem kapalı bir integralin içerisinde hem de bir skaler çarpım işlemine girmekte. Bu ifadeyi  $\vec{B}$  için çözmek istiyorsak;

- Skaler çarpımı kolaylaştırmamız lazım. Yani öyle bir kapalı halka seçebilmeliyiz ki manyetik alan ya hep bu halkaya (yani  $d\vec{l}$  vektörüne) paralel olsun (**Şekil 8.3**'te olduğu gibi) ya da kimi parçalarında paralel olsun, geri kalan kısımlarında da skaler çarpımın sonucu sıfır olsun (Yani manyetik alan ya sıfır ya da  $d\vec{l}$  vektörüne dik olmalı). Böylelikle skaler çarpımın sıfır olmadığı yerlerde

$$\vec{B} \cdot d\vec{l} = B dl \quad \text{olacaktır.}$$

- Halkanın üzerinde skaler çarpımın sıfır olmadığı noktalarda manyetik alanın büyüklüğü sabit olsun. Böylelikle  $B$  integral dışına atılabilecektir. Eğer manyetik alan halkanın tamamında halkaya paralel ise

$$\oint B dl = B \oint dl = B \ell$$

olacaktır. Burada  $\ell$  halkanın uzunluğudur. Eğer manyetik alan halkanın tamamında halkaya paralel değil yalnızca bir kısmına paralel ise

$$\int B dl = B \int dl = B d$$

olacak diyebiliriz. Burada  $d$  manyetik alanın paralel olduğu kısmının uzunluğu olacaktır. İntegral işaretinde o küçük halka yok çünkü artık integrali kapalı halkanın tamamında almıyoruz. Halkanın diğer kısımları üzerindeki integral ise manyetik alan ya  $d\vec{l}$  vektörüne dik ya da sıfır olduğu için sıfır olacaktır zaten.

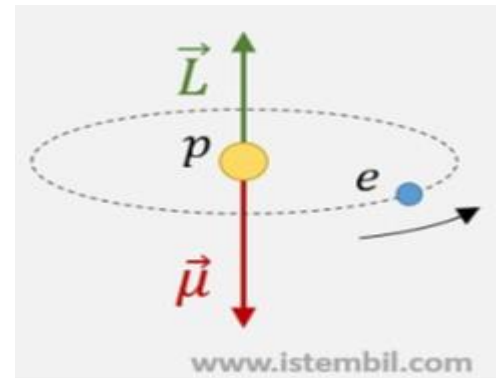
Eğer problemde bu şartları sağlayan bir simetri var ise, Ampère yasasının sol tarafı halledilmiş demektir. Geriye kalan halkanın kapattığı alandan geçen akımı bulmak olacaktır. Böylelikle manyetik alan hesabı kolayca yapılabilir.

#### 8.4\* Atomlarda Manyetik Moment

Mıknatısların tarihi çok eskiye dayanır. Örneğin belki sebebi o zamanlar anlaşılmıyor olsa dahi, hep kuzeyi gösteren pusula yüzlerce yıldır insanlara yollarını bulmakta yardımcı olmuştur. 1800'li yıllarda elektromıknatıslar ile çok yüksek manyetik alanlar üretilmiş, yine mıknatıslar kullanılarak elektrik motorları ve elektrik jeneratörleri mümkün olmuştur. Ancak bir çok mühendislik başarısında kendilerine yer bulan mıknatısların teorik olarak da başarılı bir biçimde açıklanması, 20.yüzyılının başlarında Kuantum fiziğinin ve elektronun spin özelliğinin keşfini gerektiriyordu. Manyetik malzemelerden bahsetmeden önce şimdi dilerseniz burada atomlarda manyetik momentten bahsedelim.

**Bölüm 7.5'te** akım ilmeğinin (halkasının) bir manyetik dipol (çift kutuplu) olduğunu ve mıknatıs gibi davranacağını, ve tıpkı bir pusula iğnesi gibi manyetik alan uygulandığında manyetik dipol vektörünün manyetik alanla aynı yöne bakmak isteyeceğini söylemiştik. Elektrik akımlarının manyetik alan ürettiğini bilen bilim insanları, mıknatıslara bu mıknatıslık özelliğinin bu malzemelerde sürekli dönen yüzeysel akım yoğunluklarından kaynaklanabileceğini düşündüler. Ancak bu yaklaşımın fiziksel olarak mümkün olmayan öngörülleri vardı. Örneğin hesaplamalar demir bir mıknatıs çubuğun yüzeyinde  $\sim 10^6$  A mertebesinde akımların var olması gerektiğini söylüyordu...

Atomik resmin daha iyi anlaşılması ile beraber aslında bu mıknatıslanmaya sebep olan elektrik akımının (ilmek) atomlardaki elektronların açısai momentumundan (özellikle de spin açısai momentumundan) kaynaklandığı ortaya çıktı. Bu elektrik akımı ve onun oluşturduğu manyetik momenti anlayabilmek için **Şekil 8.4**'te gösterilen hidrojen atomunu düşünelim (Her ne kadar hidrojen atomunu tasvir eden kuantum mekaniğindeki karmaşık atom modeli daha doğru olsa da, bu basit model burada göstermek istediklerimiz için yeterli olacaktır). Elektron, durağan proton etrafında döndüğünden dolayı şekilde gösterildiği yönde bir açısai momentuma ( $L$ ) sahip olacaktır. Tabi elektron yüklü bir parçacık olduğu için ve hareket ettiği için bir elektrik akımından da bahsedebiliriz. Tabi elektronun negatif yüklü olması, elektrik akımının yönünün elektronun hareketinin yönüne zıt olması demektir. Bu elektrik akımından dolayı da aşağı doğru, açısai momentumuna zıt yönde, bir manyetik momenti ( $\vec{\mu}$ ) olacaktır. Yani **açısai momentumu olan yüklü bir parçacığın manyetik momenti de vardır. Bu açısai momentum eğer parçacığın yükü pozitif ise açısai momentum ile aynı yönde, negatif ise açısai momentuma zıt yönde olacaktır.**



**Şekil 8.4** Hidrojen atomunda çekirdek etrafında dönen elektronun açısai momentumu ve ona zıt yönde yörengesel manyetik moment vektörü.

Kuantum mekaniğine göre elektronların çekirdek etrafındaki hareketlerinden dolayı bir yörüngesel açısal momentumu olduğu gibi, bir de spin açısal momentumu (kısaca spin diyelim) <sup>1</sup>adı verilen içsel açısal momentumu vardır. **Genelde çok elektronlu atomlarda elektronların yörüngesel açısal momentumundan kaynaklanan manyetik moment sıfırdır <sup>2</sup>.**

Elektronun spini de yörüngesel momentumu da kesiklidir yani yalnızca belirli değerler alabilirler. Hatta elektronun spin açısal momentumu hep aynı büyüklüğü sahiptir yani doğadaki bütün elektronların spin açısal momentumunun büyüklüğü aynıdır;

$$S = \frac{\sqrt{3}}{2} \hbar$$

Spin açısal momentumunun z-bileşeni de yalnızca iki değere sahip olabilir,

$$S_z = \pm \frac{1}{2} \hbar$$

z bileşeni aşağı bakan elektrona **spin aşağı** elektron ve z-bileşeni yukarı yönde olan elektrona ise **spin yukarı** elektron olarak adlandırabiliriz. Kimyadan hatırlayacağınız üzere her bir alt yörüngeye elektronlar zıt yönlerde spinlere sahip olacak şekilde çiftler halinde yerleştirilirler. Eğer bütün elektronlar He atomunda olduğu gibi eşleşmiş bir şekilde çiftler halinde yerleştirilirse, net manyetik moment yine sıfır olacaktır. Ancak eşleşmemiş elektronlar var ise bu durumda atomun net bir manyetik momenti olacaktır. Tabi eşleşmemiş elektronlardan kaynaklanan manyetik momentlere ek olarak atom çekirdeklerindeki proton ve nötronların da <sup>3</sup>manyetik momentleri vardır ancak elektronun manyetik momentine göre çok daha küçüktürler ve atomun manyetik momentine katkıları ihmal edilebilir.

### 8.5\* Manyetik Malzemeler

Malzemeler manyetik özelliklerine göre ferromanyetik, paramanyetik ve diyamanyetik olmaz üzere üç gruba ayrılabilir. **Paramanyetik ve ferromanyetik** malzemeler net bir manyetik dipol momenti olan atomlardan oluşurken (eşleşmemiş elektronları olan), **diyamanyetik** malzemelerin atomlarının net manyetik momenti yoktur. Şimdi kısaca bu üç gruptan bahsedelim.

#### Ferromanyetik Malzemeler

Doğada bütün sistemler minimum enerji konfigürasyonunda olmak isterler. Yıldızların, gezegenlerin küresel şekillerde olmasının sebebi de budur. Yerçekimi potansiyel enerjisi küresel durumda minimum olacaktır. **Doğa bize örnek olarak israf etmememizi öneriyordur belkide...** Aynı şekilde ferromanyetik bir malzemede manyetik enerji <sup>1</sup>ancak ve ancak atomların manyetik momentlerinin birbirleri ile etkileşip aynı yöne hizalandığı farklı manyetik bölgelere ayrılırsa minimize olur. Bu durum **Şekil 8.6 a** panelinde gösterilmektedir. İlk başta mıknatıslanmamış bir ferromanyetik malzemede tamamen rastgele yönlerde bakan bölge manyetik momentlerinin toplamı sıfır olacaktır. Ancak bir manyetik alan uygulanacak olur ise (manyetik dipoller ile manyetik alanın etkileşimini hatırlayın), gerek bölge manyetik momentlerinin manyetik alan yönüne doğru dönmesi ile, gerekse manyetik alan ile aynı yöndeki bölgelerin büyümesi ile manyetik alan yönünde net bir manyetik moment oluşacaktır. Manyetik alan büyüklüğü arttıkça net manyetik moment de artacaktır. Bu artış **Şekil 8.6 b** panelinde gösterildiği gibi bütün bölge manyetik momentleri manyetik alan ile aynı yöne yönelene kadar devam edecektir. Bu andan itibaren uygulanan manyetik alan artsa da manyetik moment çıkabileceği maksimum (doyum) değerine ulaşmıştır ve daha fazla artamaz. Ferromanyetik malzemeler farklı boyutlarda karşımıza çıkabileceği için burada **mıknatıslanma vektörünü** tanımlamakta fayda var;

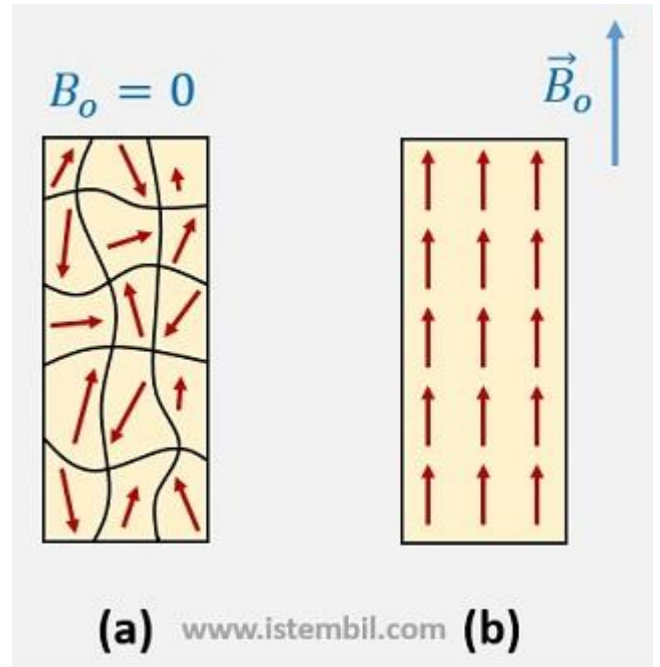
$$\vec{M} = \frac{\vec{\mu}}{V} \quad (8.4)$$

$\vec{\mu}$  ferromanyetik malzemenin manyetik momenti,  $V$  ise hacmidir.  $\vec{M}$  birim hacme düşen manyetik moment olarak da ifade edilebilir. **Şekil 8.6 b panelinde**

gösterilen sistemin artık doyum mıknatıslanmasına ulaştığı söylenir. Bir kaç ferromanyetik malzemenin doyum mıknatıslanması **Tablo 8.1**'de listelenmiştir.

Ferromanyetik Malzeme	Doyum Mıknatıslanması, $M_s$ ( $\times 10^6$ A/m)	Curie Sıcaklığı, $T_c$ ( $^{\circ}\text{C}$ )
Demir (Fe)	1.71	1044
Kobalt (Co)	1.44	1360
Kobalt Platin (CoPt)	0.80	840

Tablo 8.1<sup>2</sup>

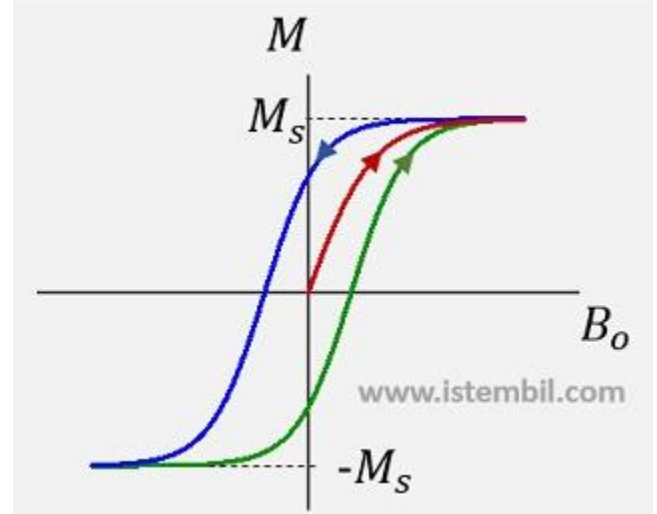


Şekil 8.5 (a) Henüz mıknatıslanmamış bir mıknatis (ferromanyetik malzeme - ferromıknatis) içerisinde manyetik bölgeler (domenler) (b) çok yüksek  $B$  manyetik alanı altında ferromıknatis.

Bir ferromıknatısın (ferromanyetik malzeme) uygulanan  $B_0$  manyetik alanına tepkisi **Şekil 8.7**'de gösterilen eğriye benzer. Burada  $M$  ferromıknatısın mıknatıslanma vektörünün manyetik alana paralel bileşenidir.

Mıknatıslanmamış bir mıknatıs ( $M = 0$ ) ile (**Şekil 8.6 panel a**'daki gibi) başladığımızı varsayalım. Eğer manyetik alanı pozitif yönde artırır isek,  $M$  'de aynı yönde artmaya başlayacak ve doyum mıknatıslanmasına ulaşacaktır (kırmızı eğri). Eğer manyetik alan yavaş yavaş azaltılmaya başlar ise, ferromıknatıs aynı mıknatıslanma eğrisini takip etmez. "**Gecikmeli**" şekilde azalmaya başlayacaktır (mavi eğri) ve manyetik alan tekrar sıfır olduğunda ferromıknatısın mıknatıslanması şekilde de görüldüğü gibi sıfır olmayacaktır. **Bu malzemelere kalıcı mıknatıs denmesinin sebebi budur.**

Eğer manyetik alanı negatif yönde artırır isek mıknatıslanma azalmaya devam edecek, negatif olacak ve sonunda da negatif doyum mıknatıslanmasına ulaşacaktır. Eğer aynı şekilde tekrar manyetik alanı pozitif yönde arttırmaya devam edersek de, bu sefer yeşil ile gösterilen eğriyi takip edecektir. Bu eğriye **Gecikme (histerezis) eğrisi** denir. Bu eğriler ne kadar ayırık ise (ayrıklığı betimleyen fiziksel nicelik koersivite olarak adlandırılır) ferromıknatısın o kadar sert olduğu söylenir. Sert mıknatıslar kalıcı mıknatıslardır ve çok kolay mıknatıslanmalarını kaybetmezler. Yumuşak mıknatısların ise gecikme eğrilerinde **Şekil 8.6**'da gösterilen bütün eğriler neredeyse üst üste olacaktır yani gecikme eğrisindeki ayrılık çok küçük olacaktır. Uygulanan manyetik alan kaldırıldığında mıknatıslanması sıfır ya da sıfıra çok yakın olacaktır. Sert mıknatıslar bilgisayarların **harddisklerinde** bilgi depolamak için kullanılır. Bu harddiskler bir çok küçük manyetik bölgeden oluşur. Her bir bölge bir bite tekabül eder. Eğer bölgenin mıknatıslanması bir yönde ise "1", zıt yönde ise "0"dır. Yumuşak mıknatıslar ise histerezis eğrileri geri dönüşümlü ,yani ayırık olmadığı için genelde manyetik sensör (algıç) uygulamalarında tercih edilir. Örneğin harddisklerdeki okuyucu kafalar bir kaç farklı yumuşak tabakadan oluşan çok katmanlı cihazlardır.



Şekil 8.6 Ferromıknatıslarda gecikme eğrisi

Ferromıknatıslar sıcaklık arttıkça mıknatıslık özelliklerini kaybetmeye başlarlar. Bunun sebebi sıcaklığın artması ile termal salınımların atomik manyetik momentlerin hizalanmasına ve bölgelerin oluşmasına engel olmasıdır. **Curie** sıcaklığında bu hizalanma ve düzen tamamen ortadan kalkar (artık manyetik bölgeler yoktur) ve malzeme kalıcı mıknatıslanma özelliğini yitirir. Malzemenin bu sıcaklıkta faz değiştirdiği ve **paramanyetik** olduğu söylenir. Curie sıcaklığı malzemeden malzemeye değişir. Örnek olması açısından **Tablo 8.1**'de demir, kobalt ve kobalt-platin için Curie sıcaklıkları listelenmiştir.

Eğer uzayın bir bölgesinde elektrik akımlarının oluşturduğu bir  $B_0$  manyetik alanı var ise (örneğin bir solenoidin içi) ve bu bölgeyi ferromanyetik bir malzeme ile doldurur isek, o bölgedeki toplam manyetik alan;

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \mu \vec{M} = \vec{B}_0 + \mu \vec{B}_M \quad (8.5)$$

olacaktır. Burada  $\vec{B}_M = \mu \vec{M}$  manyetik malzemenin oluşturduğu manyetik alandır. Genelde  $\vec{B}_M \gg \vec{B}_0$  olduğundan solenoidin içi ferromıknatıs malzeme ile doldurularak (bu düzeneğe elektromıknatıs denir) çok yüksek manyetik alanlara ulaşmak mümkündür.

### Paramanyetik Malzemeler ve Diyamanyetik Malzemeler

**Paramanyetizma** kalıcı manyetik momente (spini eşleşmemiş elektronları olan) sahip atomları olan ancak birbirleri ile etkileşmeyen ve bir hizalanma olmayan malzemelerde görülür. Atomların manyetik momentleri uygulanan manyetik alan yönüne yönelirler ve bir mıknatıslanma gösterirler. Ancak manyetik alan kaldırılırsa mıknatıslanma da ortadan kaybolur.

**Diyamanyetizma**, atomlarında tüm spin aşağı elektronların spin yukarı elektronlar ile eşleştiği (bu atomlarda net manyetik moment yoktur) malzemelerin manyetik alana maruz kaldıklarında verdikleri oldukça zayıf tepkidir. Diyamanyetizma da tıpkı ferromanyetizma ve paramanyetizma gibi tamamen kuantum mekaniksel bir etkidir. Ancak burada bu tepkiyi oldukça basit ve kaba bir şekilde klasik fizik kullanarak şöyle izah etmeye çalışalım; Yörünge etrafında hareket eden elektronlar, bunları akım halkaları olarak düşünebiliriz, manyetik alana maruz kaldıklarında yörüngelerini bu değişen manyetik alana karşı koyacak şekilde değiştirirler (Bkz. **Lenz Yasası**). Bu da uygulanan manyetik alana zıt (negatif) yönde **net** bir mıknatıslanma indüklenmesine sebep olur.

Bütün malzemeler diyamagnetik özelliğe sahiptir ancak paramanyetik / ferromanyetik malzemelerdeki manyetik etkiler daha güçlü olduğu için bu malzemelerde diyamanyetik etki gözlemlenmez. Bir mıknatıs paramanyetik malzemeleri çekecekken, diyamanyetik malzemeleri itecektir. Manyetik alanın diyamanyetik malzemeleri itmesi, manyetik levitasyonu mümkün kılar.

[1] Bu enerji manyetostatik, manyetik anizotropi ve değişim(exchange) enerjilerinin toplamıdır. Bu enerji terimleri bu dersin kapsamı dışındadır ve kafa karışıklığına sebebiyet vermemek adına burada detaylarına girmeyeceğiz.

[2] Değerlerin alındığı kaynak: *Magnetism and Magnetic Materials*, J. M. D. Coey , Cambridge University Press, 2010.