

**SICAKLIK, STRES VE DİĞER ÇEVRESEL FAKTÖRLERİN MANYETİK  
MALZEME ÖZELLİKLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİSİNİN ARAŞTIRILMASI**

**Murat SOLAK**

**Zonguldak Karaelmas Üniversitesi**

**Fen Bilimleri Enstitüsü**

**Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalında**

**Yüksek Mühendislik Tezi**

**Olarak Hazırlanmıştır**

**ZONGULDAK**

**EYLÜL 2006**

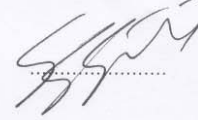
**KABUL:**

Murat SOLAK tarafından hazırlanan " SICAKLIK, STRES VE DİĞER ÇEVRESEL FAKTÖRLERİN MANYETİK MALZEME ÖZELLİKLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİSİNİN ARAŞTIRILMASI" başlıklı bu çalışma jürimiz tarafından değerlendirilerek, Zonguldak Karaelmas Üniversitesi (ZKÜ) Fen Bilimleri Enstitüsü Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalında Yüksek Mühendislik Tezi olarak oybirliğiyle kabul edilmiştir.  
29/09/2006

Başkan: Yrd. Doç. Dr Nedim TUTKUN (ZKÜ)



Üye : Yrd. Doç. Dr. Sırrı Sunay GÜRLEYÜK (ZKÜ)

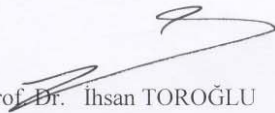


Üye : Yrd. Doç. Dr. Halit TAŞKIN (ZKÜ)



**ONAY:**

Yukarıdaki imzaların, adı geçen öğretim üyelerine ait olduğunu onaylarım. .../.../2006



Prof. Dr. İhsan TOROĞLU  
Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

## **ÖZET**

### **Yüksek Mühendislik Tezi**

## **SICAKLIK, STRES VE DİĞER ÇEVRESEL FAKTÖRLERİN MANYETİK MALZEME ÖZELLİKLERİ ÜZERİNDEKİ ETKİSİNİN ARAŞTIRILMASI**

**Murat SOLAK**

**Zonguldak Karaelmas Üniversitesi**

**Fen Bilimleri Enstitüsü**

**Elektrik-Elektronik Mühendisliği Anabilim Dalı**

**Tez Danışmanı: Yrd. Doç. Dr. Nedim TUTKUN**

**Eylül 2006, 81 sayfa**

Manyetik malzemeler elektromanyetik aygıtların yapımında kullanılan en önemli gereçlerdir. Bu malzemeler ortam sıcaklığı, stres ve diğer çevresel faktörlerden belli oranlarda etkilenecek manyetik aygıtın çalışma performansında azalmaya yol açmaktadır. Bu, elektromanyetik aygıtta enerji verimliliği açısından istenmeyen bir durumdur. Bu tez çalışmasında, muhtelif manyetik malzemeler toroidal geometriye sahip manyetik devreler yardımıyla incelenerek sıcaklık, stres ve çevresel faktörlerin manyetik malzemenin özellikleri üzerinde ne gibi bir etkiye sahip oldukları araştırılması hedeflenmektedir. Ayrıca yürütülecek tez çalışmasında, enerji verimliliğini maksimize edecek sıcaklık, stres ve çevresel faktörler gibi giriş parametreleri genetik algoritmalar yardımıyla en uygun değerlerde optimize edilerek Yüksek verimli ve ekonomik bir elektromanyetik aygıtın tasarlanması da hedeflenmektedir. Bu açıdan çalışmanın başarı ile sonuçlandırılması ülke ekonomisi açısından önemli katkı sağlaması beklenmektedir. Araştırma muhtelif manyetik

## **ÖZET (devam ediyor)**

malzemelerden yapılmış strip sargılı toroidsel nüveler kullanılarak deneysel ve teorik olarak yapılacaktır

**Anahtar Sözcükler :** Manyetik Malzemeler, Manyetik Kayıplar, Toroidal Nüveler,  
Elektromanyetik Aygıtlar

**Bilim Kodu** : 608.01.03

## **ABSTRACT**

**M. Sc. Thesis**

### **TEMPERATUR, INFLUENCE OF STRESS AND ENVIROMENTAL FACTORS ON MAGNETIC PROPERTIES**

**Murat SOLAK**

**Zonguldak Karaelmas University  
Graduate School of Natural and Applied Sciences  
Department of Electrical and Electronics Engineering**

**Thesis Advisor: Asst. Prof. Nedim TUTKUN**

**September 2006, 81 Pages**

Magnetic materials are the most important appliances, which are used for building electromagnetic devices. These materials are usually affected by ambient temperature, stress and other environmental factors and this leads to decreasing magnetic performance of these devices and this decrease is undesired..

In this study, it is aimed to search and define the effects of heating; stress and other environmental factors on the properties magnetic materials through several strip wound toroidal cores.

It is also aimed to understand design of an electromagnetic device with high performance through the input parameters such as heating, stress and environmental factors which increase the energy efficiency by suitable techniques.

## **ABSTRACT (continued)**

Besides it is hoped to obtain a considerable contribution to electromagnetic device designers from various aspects

**Keyword** : Magnetic Properties, Magnetic Losses, Toroidal Core, Electromagnetic Devices

**Science Code** : 608.01.03

## **TEŐEKKÖR**

Bu alıőma esnasında benden ilgi, öneri, yardımlarını esirgemeyen danışman hocam Sayın Y.Do.Dr. Nedim TUTKUN' a, benden yardımlarını esirgemeyen arkadaşlarıma ve beni her zaman destekleyen aileme teőekkörü borç bilirim.

## İÇİNDEKİLER

	<u>Sayfa</u>
KABUL .....	ii
ÖZET .....	iii
ABSTRACT .....	v
TEŞEKKÜR .....	vii
İÇİNDEKİLER .....	viii
ŞEKİLLER DİZİNİ .....	xi
ÇİZELGELER DİZİNİ .....	xii
SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ .....	xiii
BÖLÜM 1 AMAÇ VE KAPSAM .....	1
1.1 GİRİŞ .....	1
1.2 ÇALIŞMANIN AMACI VE TAKİP EDİLEN PROSEDÜR .....	5
BÖLÜM 2 MANYETİK MALZEMELER .....	6
2.1 FERROMANYETİK MALZEMELERİN ÖNEMLİ ÖZELLİKLERİ .....	7
2.1.1 Manyetik Geçirgenlik .....	7
2.1.2 Mıknatıslık .....	8
2.1.3 Histerisiz .....	8
2.1.4 Mıknatıslanma Doygunluğu .....	9
2.1.5 Artık Mıknatıslanma .....	10
2.1.6 Koersivite .....	11
2.1.7 Diferansiyel Manyetik Geçirgenlik .....	11
2.1.8 Curie Sıcaklığı .....	12
2.2 UYGULAMAR İÇİN FARKLI FERROMANYETİK MALZEME TİPLERİ ...	12
2.2.1 Sert ve Yumuşak Manyetik Malzemelerin Sınıflandırılması .....	13
2.2.2 Elektromıknatıslar .....	13

## İÇİNDEKİLER (devam ediyor)

	<u>Sayfa</u>
2.2.3 Transformatörler. ....	14
2.2.4 Elektromanyetik Röleler.....	16
2.2.5 Manyetik Kayıt Malzemeleri. ....	16
2.2.6 Daimi Mıknatıslar. ....	18
2.2.7 Endüktans Çekirdekleri: Yumuşak Ferritler.....	20
2.2.8 Seramik Mıknatıslar: Sert Ferritler. ....	21
2.3 PARAMANYETİZMA VE DİYAMANYETİZMA .....	21
2.3.1 Paramanyetik Malzemeler. ....	22
2.3.2 Paramanyetik Süseptibilenin Sıcaklık Bağımlılığı. ....	23
2.3.3 Paramanyetik Süseptibilenin Alan Bağımlılığı. ....	24
2.3.4 Paramanyetik Malzemelerin Uygulamaları. ....	25
2.3.5 Diyamanyetik Malzemeler. ....	25
2.3.6 Süper İletkenler. ....	26
BÖLÜM 3 DURAĞAN MANYETİK ALANLAR .....	27
3.1 BOŞ UZAYDA MANYETOSTATİĞİN TEMEL ÖNERMELERİ.....	27
3.2 VEKTÖR MANYETİK POTANSİYEL .....	29
3.3 BİOT-SAVART YASASI ve UYGULAMALARI .....	32
3.4 MANYETİK ALAN ŞİDDETİ ve BAĞIL MANYETİK GEÇİRGENLİK .....	34
3.5 MANYETİK DEVRELER .....	37
3.6 MANYETİK MADDELERİN DAVRANIŞI.....	37
BÖLÜM 4 SONUÇLAR ve İRDELEME .....	44
4.1 TOROİDSEL NÜVE.....	44
4.1.1 Toroidsel Nüvenin Manyetik Davranışları.....	45
4.1.2 Mekanik Zorlanmaya Maruz Kalan Toroidsel Nüve. ....	49
4.1.3 Akı Yoğunluğu Değişimlerine Maruz Kalan Toroid. ....	54
4.2 DİKDÖRTGENSEL NÜVE .....	59
BÖLÜM 5 SONUÇLAR .....	75

## İÇİNDEKİLER (devam ediyor)

	<u>Sayfa</u>
KAYNAKLAR.....	77
ÖZGEÇMİŞ.....	81

## ŞEKİLLER DİZİNİ

<u>No</u>		<u>Sayfa</u>
1.1	Toroid geometrisi.....	2
1.2	Farklı boyutlardaki 6 toroidsel nüvede 1 T ve 1.5 T manyetik alan yoğunluğu değerlerinde manyetik alan yoğunluğunun iç yarıçap ile değişimi .....	3
2.1	Bir ferromanyetik malzemedeki Weiss bölgeleri ve alan yönleri. ....	6
2.2	Tipik bir ferromanyetik malzemenin histerisiz çevrimi.....	9
2.3	Çeşitli ferromanyetik malzemelerin izafi manyetik geçirgenlikleri ve zorlayıcı kuvvetleri .....	14
2.4	Tipik bir metalik kayıt malzemesinin histerisiz çevrimi.....	17
2.5	Samaryum-kobalt (1 ve 2) ve neodyum-demir-bor (3) numunelerinin ikinci çeyrek yaddaki mıknatıslanma eğrileri.....	19
2.6	Bazı manyetik malzemelerin ters manyetik süseptibilitelerinin sıcaklık bağımlılığı.....	23
2.7	Klasik Langevin denkleminde göre tipik bir paramanyetik malzemenin mıknatıslığının sıcaklıkla ve manyetik alanla değişimi .....	24
3.1	Bir çubuk mıknatısın ardışık bölünmesi .....	28
3.2	Akım taşıyan doğrusal tel.....	33
3.3	Çok kristalli ferromanyetik bir örneğin bölge yapısı.....	39
3.4	Ferromanyetik madde için B-H düzleminde histerisiz ilmekleri. ....	40
3.5	Atomal spin yapılarının çizimsel gösterimi. ....	43
4.1	Toroidsel nüvenin manyetik davranışları.....	46
4.2	Mekanik zorlanmaya maruz kalan toroidsel nüve .....	50
4.3	Akı yoğunluğu değişimlerine maruz kalan toroid .....	54
4.4	Toroidin manyetik akı yoğunluğu .....	57
4.5	Dikdörtgensel nüve .....	59
4.6	Köşeli nüvede akı dağılımı.....	61
4.7	Nüvenin manyetik akı yoğunluğu.....	66
4.8	Nüvenin manyetik akı yoğunluğu element çözümü .....	68
4.9	Mıknatıslanma karakteristikleri.....	74

## ÇİZELGELER DİZİNİ

<u>No</u>		<u>Sayfa</u>
2.1	Çeşitli ferromanyetik malzemelerin mıknatıslanma doygunluğu.....	10
2.2	Çeşitli malzemelerin Curie sıcaklıkları.....	12
2.3	Seçilen yumuşak manyetik malzemelerin çekirdek kayıpları .....	16
3.1	Boş uzayda manyetostatiğin önermeleri .....	29
3.2	Elektrostatikteki temel niceliklerle ilgili bağıntıların çoğu manyetostatikteki karşılıklarına çevrilebilir .....	36

## SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ

$A$	:	manyetik alan potansiyeli
$B$	:	manyetik akı yoğunluğu
$B_R$	:	artık indüksiyon
$d_1$	:	dış çap
$d_2$	:	iç çap
$E$	:	elektrik alan şiddeti
$E_0$	:	serbest uzayda alınan sinyalin elektrik alan şiddetidir.
$e$	:	elektron yükü
$H$	:	manyetik alan şiddeti
$H_c$	:	Ters manyetik alan
$I$	:	akım
$J$	:	akım yoğunluğu
$J_m$	:	eşdeğer hacimsel yoğunluk
$k_B$	:	boltzman sabiti
$m$	:	atom başına manyetik moment
$m_e$	:	elektron kütlesi
$M$	:	mıknatıslanma
$M_R$	:	artık mıknatıslık
$M_0$	:	mıknatıslanma doygunluğu
$n$	:	hacim başına atom sayısı
$t$	:	şerit kalınlığı
$V$	:	elektrik potansiyel
$w$	:	şerit genişliği
$Z$	:	atom başına elektron sayısı
$\mu$	:	manyetik geçirgenlik
$\mu_r$	:	ortamın bağıl manyetik geçirgenliği

## **SİMGELER VE KISALTMALAR DİZİNİ(devam ediyor)**

$\mu_0$	:	boşluğun manyetik geçirgenliği
$\chi$	:	süseptibilite
$\chi_m$	:	manyetik alınganlık
$\delta$	:	malzemedeki kabuk kalınlığı
$\lambda$	:	dalga boyu
$\rho$	:	elektrik yük yoğunluğu
$\phi$	:	manyetik akı

### **KISALTMALAR**

ESR	:	Elektron Spin Rezonansı
emf	:	elektromotor kuvveti
NI	:	amper-sarım
mmf	:	manyetomotor kuvveti
YIG	:	yitrium-demir-garnet

## BÖLÜM 1

### AMAÇ VE KAPSAM

#### 1.1 GİRİŞ

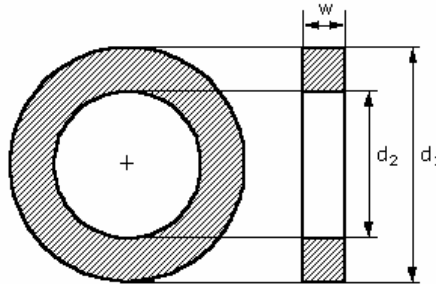
Manyetik olaylar M.Ö 2000 yıllarında Çinliler tarafından bilinmekteydi. Doğuda, kütle çekim kuvveti ve elektriksel etkileşim dışında bir başka etkileşim türü de, M.Ö. 4. yüzyılda bugün kü Manisa o devirdeki adıyla Magnesia’ da yaşayan insanlarca bir demir filizi parçacıklarının diğer bir demiri çekme özelliği şeklinde gözlenmiştir. Tarihi inanışa göre, o zamanlarda Manisa dağlarında koyunlarını otlatan bir çoban, ucu demirli değneğinin yerdeki bazı taşlar tarafından çekildiğini fark etmiştir. Bu tip etkileşmeye bu nedenle olayın geçtiği yere izafen manyetik etkileşme ve demir filizinde mıknatıs adı verilmiştir. Bir mıknatısın çekme ve itme özelliği mıknatısın kutupları denen bazı bölgelerde daha belirgindir. M.Ö.’ki yüzyıllarda, mıknatıs yakınına getirilen bir çubuğun, doğal mıknatıstaki özelliği kazandığı ve bu çubuğun düşey bir eksen tarafında asıldığı vakit, kendiliğinden ve yaklaşık olarak kuzey ve güney doğrultusunu gösterdiği, Çinliler tarafından biliniyordu. Bu özellikten yararlanılarak mıknatısın pusula olarak kullanılması mevcut bilgilere göre 11. yüzyıldan önceye dayanmakla birlikte pusulanın gemicilikte kullanılması 12. yüzyıla doğru olmuştur.

Manyetik olaylarla elektriksel olaylar arasındaki ilişki, 1819 yılında ilk defa H.C. Oersted tarafından tespit edilmiştir. Oersted, bu ilişkinin varlığını “içinden akım geçen bir telin yanındaki pusula ibresinin sapması” ile ortaya çıkarmıştır. Manyetik etkileşimlerin, hareket halindeki elektrik yükleri arasındaki kuvvetlerden oluştuğu kabul edilmektedir. Hareket halindeki yükler birbirine, Coulomb yasasının belirttiği elektriksel kuvvetlerin yanında, manyetik kuvvetlerde uygularlar. Manyetik alan incelenirken, hareketli bir yük üzerine diğerince uygulanan kuvvetle doğrudan ilgilenmek yerine, hareketli bir yükün kendi bulunduğu uzayda bir manyetik alan oluşturduğu ve bu alanın diğer bir hareketli yüke etkidiğinin kabul edilmesi daha uygun bir yaklaşımdır.

Günümüz dünyasında her alanda kullanılan elektrikli aletlerin büyük bir çoğunluğunun yapımında doğal mıknatıs veya elektromıknatıs ve bunların meydana getirdiği manyetik alan özelliklerinin kullanıldığını göz önünde bulundurursak, bu aletlerin yapısını kavrayabilmek için manyetizma konusunun ne kadar önemli olduğu ortaya çıkar. Günümüzde enerji kaynaklarının önemli bir kısmı, bu kaynakların elektrik enerjisine dönüştürülmesi sonucunda genellikle endüstriyel ve evsel uygulamalarda kullanılan elektrikli aygıtlarda tüketilmektedir.

Günlük hayatta, elektrik enerjisine olan talep oldukça hızlı bir artış göstermektedir; zira son 20 yıl içinde kurulu gücü 5 kW' ı aşan bir mesken çok az iken, bugün için bu güç miktarı 10 kW civarındadır. Dolayısıyla çok hızlı artış gösteren elektrik enerjisi bazı elektrik aygıtları üreten firmalara enerji verimliliği zorunluluğunu getirmektedir. Bu nedenle enerjide verimliliğin sağlanması için, elektrikli aygıtların verimliliği, yeryüzündeki çeşitli enerji kaynaklarının verimli kullanılması kadar önemlidir. Bugünün dünyasında elektrik enerjisini en fazla tüketen endüstriyel uygulamalarda yaygın olarak kullanılan elektrik motorlarıdır. Bununla birlikte jeneratör ve transformatör gibi diğer elektrik makineleri, elektrik enerjisinin üretimi, iletimi ve dağıtım aşamalarında kullanılırlar. Özellikle transformatör, elektrik enerjisinin iletim ve dağıtım aşamasında, üzerinden çok büyük güçleri aktarmasından dolayı enerji verimliliği bakımından çok daha önemli ve işlevseldir. Bunun yanında bu aygıt düşük güçlü endüstriyel uygulamalarında çok yaygın biçimde kullanılmaktadır.

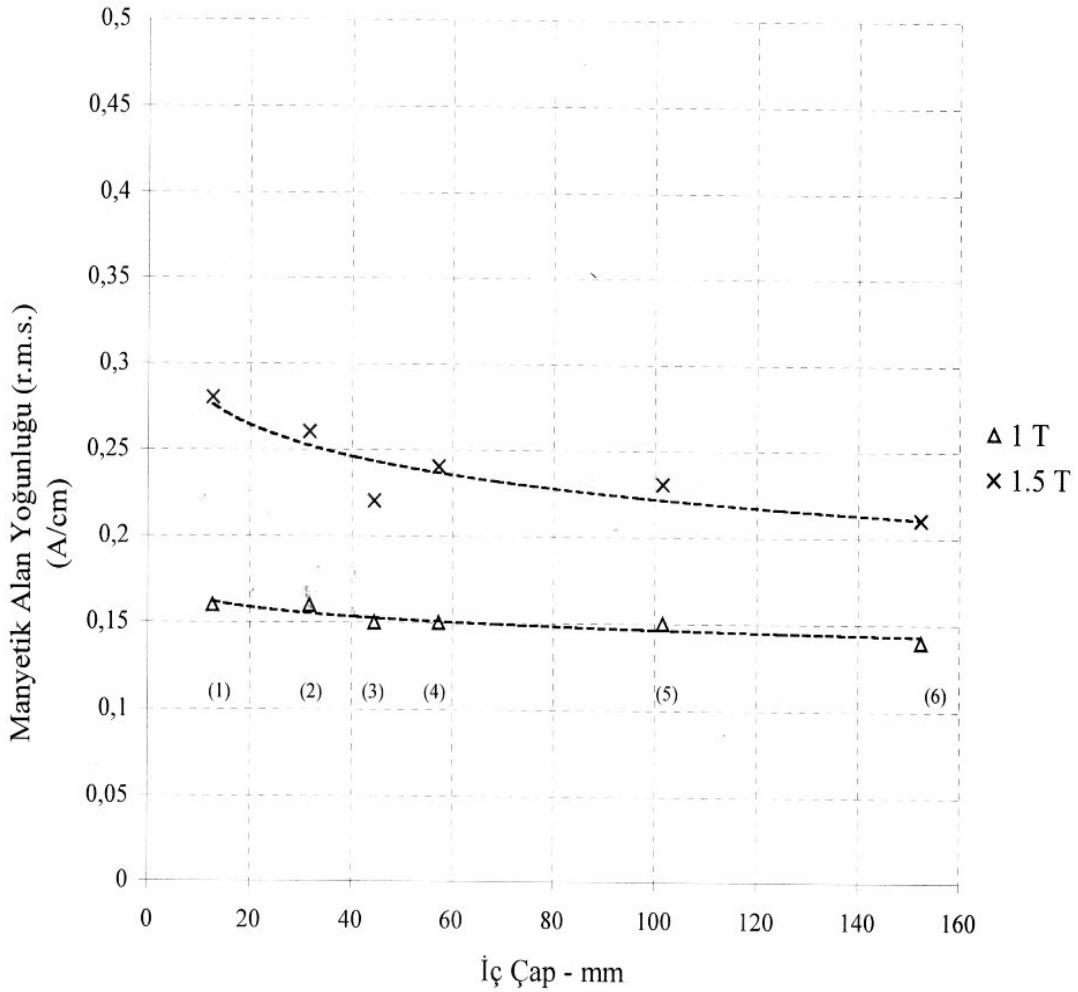
Daha önce bahsedildiği gibi, tanecik (grain) uyumlu %3 Si-Fe alaşımından elde edilmiş elektrik çeliğinden yapılmış toroidsel nüveler aslında basit aygıtlar olmasına rağmen pek çok uygulamada kullanılır. Şekil 1.1' de basit toroid geometrisi gösterilmektedir.



Şekil 1.1 Toroid geometrisi [ dış çap: $d_1$ , iç çap: $d_2$  şerit genişliği: $w$ , şerit kalınlığı: $t$ ].

Toroidsel nüvenin boyutlarının değiştirilmesi durumunda manyetik özelliklerinin buna bağlı olarak değiştiiği daha önce yapılan araştırmalardan bilinmektedir. Şekil 1.1 şerit genişliği  $w = 2.7$  mm olan bir toroidin, i yarıçap değerine göre manyetik alan byklğindeki değişimini  $(2*w / (d_1 - d_2)) = 2$  için göstermektedir.

Daha önce bu konuda yapılan bir araştırmada (Grimmond et al.,1989), radyal yöndeki manyetik alan byklği ile manyetik akı yoğunluğu değişimi sunulmuştur. Laminasyonlar arası normal manyetik akının ve şerit sargı stresinin mevcut boyutlardaki toroidlerde görünür güç ve manyetik geçirgenlik üzerine ne tür etkileri olduğu ayrıca bu çalışmanın bir bölümünü oluşturmaktadır.



Şekil 1.2 Farklı boyutlardaki 6 toroidsel nüvede 1 T ve 1.5 T manyetik alan yoğunluğu değerlerinde manyetik alan yoğunluğunun i yarıçap ile değişimi.(Grimmond et al., 1989).

Yapılan çalışmalarda manyetik akıların radyal değişiminin güç kaybı ve manyetik geçirgenlik üzerinde küçük bir etkiye sahip olduğu ancak esas önemli etkinin laminasyonlar arasından akan manyetik akı normal tarafından özellikle küçük çaptaki toroidlerde meydana geldiği görülmüştür. Bu bakımdan toroidlerde düşük oranda manyetik kayıp ve manyetize edici akımlar elde etmek için toroidin iç ve dış çapları ile şerit genişliği, optimum tasarımı verecek şekilde uygun değerlerde seçilmelidir.

## **1.2 ÇALIŞMANIN AMACI VE TAKİP EDİLEN PROSEDÜR**

Manyetik malzemelerdeki kayıplar genel olarak üçe ayrılır:

1. Histerezis kaybı (B-H eğrisi),
2. Girdap akımları kaybı,
3. Aşırı girdap akımları kaybı.

Kayıplar; gerilim, akı yoğunluğu ve frekans ile doğrusal olmayan artış gösterirler. Dolayısıyla manyetik malzemedeki toplam kayıp da doğrusal olmayan artış gösterir. Manyetik malzemelerde çeşitli çalışma koşullarında kayıpların bilinmesi için iki yöntemden bahsedilebilir:

1. Her çalışma noktasında ölçüm yapma,
2. Bazı çalışma noktalarında ölçüm yapıp diğerlerini doğru veya doğruya yakın bir şekilde tahmin etme.

Birinci yöntem pek kullanışlı değildir. Manyetik malzeme, ölçüm yapılan çalışma noktasından farklı bir noktada çalıştığında yeniden ölçüm yapmak zorunda kalınabilir. Ayrıca ölçme düzeneğini sürekli kullanma gereği duyulur. İkinci yöntem ise kullanışlı olan yöntemdir. Burada mümkün olan en az sayıda ölçümle manyetik malzemelerin kayıplarının karakterize edilmesine çalışılır. Manyetik malzemelerdeki kayıpların değişimi, ikiden fazla büyüklük göz önüne alındığında, ikinci yöntemin önemi daha da artar. Kayıpların az sayıda ölçümle en az iki değişkene bağlı olarak modellenmesi ve modelin doğru sonuçlar vermesi, modeli oluştururken kullanılan yöntemlerle sıkı sıkıya bağlıdır.

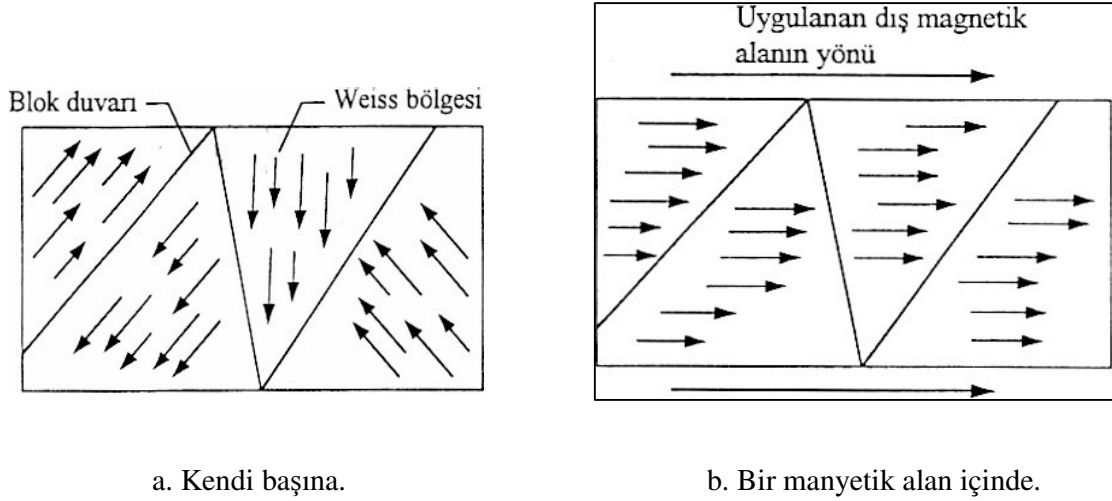
Bunun sonucunda, manyetik kayıpların azaltılması manyetik performansın yükseltilmesine, manyetik malzeme kullanımının azalması ise aygıtın maliyetinin düşmesine ve buna bağlı olarak aygıtın hafiflemesine yol açacaktır. Bu aslında karmaşık bir optimizasyon problemi olup tasarımdaki parametre sayısına bağlı olmak şartıyla klasik veya geleneksel yöntemler ile belki çözülebilir. Bu yöntemler genellikle sayısal ağırlıklı deterministik yöntemler olup, elde edilen sonuçlar, doğrusal olmayan denklem sistemlerinin çeşitli teknikler kullanarak çözülmesi ile elde edilen yakınsanmış çözümleridir. Bu çözümler genellikle lokal optimumları veren çözümler olup global optimumlardan uzaktırlar. Bunun yanında optimum tasarımı gerçekleştirecek parametrelerin tayini, uzun uğraşlar gerektiren doğrusal olmayan denklem sistemlerinin çözümü ile iyi bir tasarım deneyimini gerekli kılar. Tasarımdaki parametre sayısının çokluğu ve her farklı geometri için ayrı bir yaklaşımın gerekli olması, deterministik yöntemler ile çözümü zorlaştırmaktadır, öyle ki bir elektrik makinesi için gerçekleştirilen tasarım prosedürü, başka bir elektrik makinesi için geçerli olmayabilir.

Bu sonuçlar elde edilirken çevresel faktörler nedeni ile toroid geometri bir değişimin olduğu ve bu deformasyona bağlı olarak kayıplara neden olan bu akının da artacağı gösterilmeye çalışılmıştır. Deformasyona uğramamış bir toroid deformasyonun mevcut olduğu iki farklı durum için, şerit sargılar bir toroid için incelenmiştir

## BÖLÜM 2

### MANYETİK MALZEMELER

Manyetik malzemeler, elektromanyetik aygıtların yapımında kullanılan en önemli malzemeler arasında yer alırlar. Bu malzemeler, kullanıldıkları yerlere, kullanılma amaçlarına ve çalışma koşullarına göre farklılık gösterirler. Manyetik malzemeler içerisinde en çok ferromanyetik malzemeler kullanılmaktadır. Bu tür malzemelerde, Şekil 2.1' de gösterildiği gibi Weiss bölgeleri adı verilen, kendi aralarında paralel alanlar oluşturan küçük bölgeler mevcuttur. Bu bölgelerin manyetik alanları rasgele yönlendirilmiş olup, ferromanyetik malzeme dışsal manyetik alana maruz kaldığında bu alan yönünde yönlenebilir. Böylece manyetik malzeme içerisinde tek yönde yönlendirilmiş bir manyetik alan meydana gelir.



Şekil 2.1 Bir ferromanyetik malzemedeki Weiss bölgeleri ve alan yönleri (F.Küçük, 2002).

Manyetik malzemelerin makroskopik davranışları, birkaç manyetik parametre kullanılarak sınıflandırılabilir. Bu bölümde bunlardan en önemlileri ele alınacak, bazı tanımlar

verilecek ve en önemli manyetik malzeme sınıfı olan ferromanyetik malzemelerin bu tanımlara göre nasıl sınıflandırılabilceği gösterilecektir. Daha sonra, ferromanyetik malzemelerin ana kullanımları incelenecek ve makroskopik özelliklerin verilen bir uygulama için bir malzemenin uygunluğunu nasıl belirlediği gösterilecektir.

## **2.1 FERROMANYETİK MALZEMELERİN ÖNEMLİ ÖZELLİKLERİ**

Ferromanyetik malzemeler, manyetik malzemelerin en önemli sınıfıdır. Bu ifade hem pratik hem teorik açıdan rahatça kullanılabilir. Bu malzemeler çok çeşitli alanlarda kullanılır. Ferromanyetik malzemeler mühendislik uygulamalarında sadece orta şiddetli manyetik alanlarla yüksek manyetik indüksiyonların elde edilmesini mümkün kılan yüksek manyetik geçirgenlikleri, mıknatıslığı koruma yetenekleri ve bu suretle bir alan kaynağı görevi görmeleri ve bir alan içindeki bir manyetik dipol üzerine uygulanan torkun elektrik motorlarında kullanılabilmesi nedeniyle kullanılır. Periyodik tabloda yer alan az sayıdaki ferromanyetik elementin (demir, kobalt, nikel) teknolojik olarak çok önemli olması bir ölçüde şaşırtıcıdır.

Bu aşamada, malzemeler makroskopik ölçekte değerlendirmeye devam edilecektir. Sonuç olarak, gerçekte şimdiye kadar ele alınan tek konu, ferromanyetik malzemelerin genel olarak çok büyük izafi manyetik geçirgenlik ( $\mu$ ) ve alınganlık ya da süseptibilite ( $\chi$ ) değerlerine sahip oldukları tanımıdır. Bunlar önemli nicelikler olup büyük manyetik geçirgenliklere hangi özel etkenlerin neden olduğu daha sonra değerlendirilmeye devam edilecektir. Bununla birlikte, şimdi ferromanyetik malzemelerin gündelik, makroskopik ölçekte dikkat çekici olan ilave özelliklerinden bazıları ele alınacaktır.

### **2.1.1 Manyetik Geçirgenlik**

Ferromanyetik malzemelerin en önemli özelliği, yüksek izafi manyetik geçirgenlikleridir. Bir ferromıknatısın manyetik geçirgenliği, bir paramanyetik malzemenin manyetik geçirgenliği gibi manyetik alanın bir fonksiyonu olarak sabit değildir. Bunun yerine verilen bir ferromanyetik malzemenin özelliklerini belirlemek için,  $H'$  nin sürekli bir aralığı üzerinden manyetik indüksiyon  $B'$  yi,  $H'$  nin bir fonksiyonu olarak ölçmek suretiyle histerisiz eğrisini elde etmek gerekir.

Bununla birlikte, hala manyetik geçirgenlikler hakkında bazı yorumlar yapabiliriz. Ferromanyetik malzemeler için, ilk izafi manyetik geçirgenlikler genellikle 10 ile  $10^5$  aralığı içinde yer alır. En yüksek değerler, nikel-demir alaşımları olan permalloy ve supermalloy gibi özel alaşımlarda elde edilir. Bu malzemeler akı yoğunlaştırıcılar olarak yararlıdır. Kalıcı mıknatıs malzemeler, böyle yüksek geçirgenliklere sahip değildir; ancak bunların uygulamaları ikinci en önemli özellik olan retentiviteye (artık mıknatıslık) bağlıdır.

### **2.1.2 Mıknatıslık**

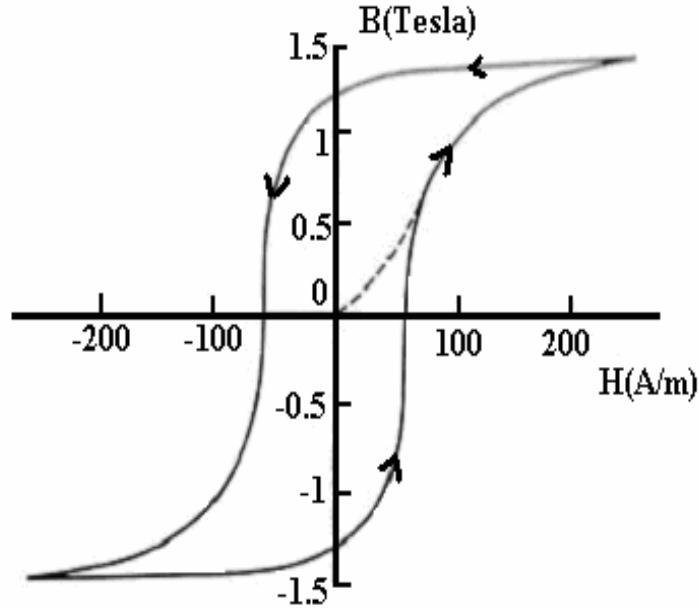
Ferromanyetik malzemelerin mıknatıslanabildiği iyi bilinen bir özelliktir. Yani, manyetik alana maruz bırakılan bir ferromanyetik malzeme alan kaldırıldığında bile mıknatıslığını muhafaza eder. Her insan bir kalıcı mıknatıs kullanarak demir parçalarını mıknatıslandırma deneyimi yaşadığından, muhtemelen ferromanyetik malzemelerin en yaygın olarak tanınan özelliği budur. Mıknatıslığın muhafaza edilmesi ferromanyetik malzemeleri, uygulanan bir H alanında bir manyetik moment kazanmalarına rağmen alan kaldırıldıktan sonra mıknatıslığını muhafaza edemeyen paramanyetik malzemelerden ayırt eden özelliktir.

### **2.1.3 Histerisiz**

Bir ferromanyetik malzemenin manyetik özelliklerini temsil etmenin en genel yolu, çeşitli alan şiddetleri (H) için manyetik indüksiyon (B) grafiğinin çizilmesidir. Alternatif olarak, H' ye karşılık M mıknatıslanma grafikleri kullanılır; fakat  $B = \mu_0(H + M)$  olduğundan bunlar aynı bilgileri içerir. Demirdeki histerisiz ilk olarak Warburg tarafından gözlenmiştir. Geride kalmak anlamına gelen histerisiz terimi, bu özelliği ilk defa sistematik olarak araştıran Ewing tarafından kullanılmıştır. Şekil 2.2' de tipik bir histerisiz çevrimi gösterilmiştir.

Ferromanyetik malzemelerin uygulamalar için uygunluğu, prensip olarak kendi histerisiz eğrilerinde görülen özellikler ile belirlenir. Dolayısıyla, elektrik enerjisinin verimli dönüşümü için transformatör uygulamalarında malzemelerin yüksek manyetik geçirgenliğe ve düşük histerisiz kayıplarına sahip olması gerekir.

Elektromıknatıslar için kullanılan malzemeler, mıknatıslığın gerektiği gibi kolayca sıfıra indirebilmesini sağlamak için düşük artık mıknatıslanmaya ve koersiviteye sahip olmalıdır. Kalıcı mıknatıs malzemeler, mıknatıslığı mümkün olduğu kadar fazla muhafaza etmek için yüksek artık mıknatıslanmaya ve koersiviteye sahip olmalıdır.



Şekil 2.2 Tipik bir ferromanyetik malzemenin histerisiz çevrimi.

#### 2.1.4 Mıknatıslanma Doygunluğu

Histerisiz grafiğinden ferromanyetik malzemenin başlangıç durumunda mıknatıslanmadığı görülebilir. Bir H alanının uygulanması alan yönünde manyetik indüksiyonun artmasına neden olur.

Eğer H sınırsız bir şekilde artırılırsa, mıknatıslanma sonunda  $M_0$  olarak tanımlayacağımız bir değerde doyma noktasına ulaşır. Bu, madde içindeki tüm manyetik dipollerin H manyetik alanı yönünde hizalandığı bir durumu temsil eder. Mıknatıslanma doymunluğu, sadece atomik manyetik momentlerin şiddetine ( $m$ ) ve birim hacim başına atom sayısına ( $n$ ) bağlıdır.

$$M_0 = n.m \quad (2.1)$$

Çizelge 2.1 Çeşitli ferromanyetik malzemelerin mıknatıslanma doygunluğu.

Malzeme	( $\times 10^6$ A/m)
Demir	1.71
Kobalt	1.42
Nikel	0.48
78 pemalloy (%78 Ni, %22 Fe)	0.86
Supermalloy (%80 Ni, %15 Fe, %5 Mo)	0.63
Metglas 2605 ( $Fe_{80}B_{20}$ )	1.27
Metglas 2615 ( $Fe_{80}P_{16}C_3B_1$ )	1.36
Permendur (%50 Co, %50 Fe)	1.91

Dolayısıyla,  $M_0$  sadece bir numune içerisindeki maddelere bağlı olup yapıya hassas değildir. Farklı malzemeler için bazı tipik mıknatıslanma doygunluk değerleri Çizelge 2.1’de gösterilmiştir.

### 2.1.5 Artık Mıknatıslanma

Bir manyetik malzemenin mıknatıslanmasından sonra alan sıfırlandığında, kalan manyetik indüksiyon artık indüksiyon  $B_R$  ve kalan mıknatıslık artık mıknatıslık  $M_R$  olarak adlandırılır.

$$B_R = \mu_0 M_R \quad (2.2)$$

Artık mıknatıslanma ve artık indüksiyon veya mıknatıslık arasında ayırt etme sağlayan bir düzenin ortaya çıktığı görülür. Artık mıknatıslanma, manyetik malzeme doyma değerine kadar mıknatıslandıktan sonra alan kaldırıldığında kalan indüksiyonun veya mıknatıslığın değerini tanımlamak için kullanılır. Artık indüksiyon veya mıknatıslanma, keyfi bir düzeye kadar mıknatıslanma sağlandıktan sonra alan kaldırıldığında kalan indüksiyon veya mıknatıslanmayı tanımlamak için kullanılır. Dolayısıyla artık mıknatıslanma, tüm artık indüksiyonlar veya mıknatıslanmalar için üst limit halini alır.

## 2.1.6 Koersivite

Manyetik indüksiyon,  $H_c$  şiddetli ters manyetik alan uygulamak suretiyle sıfıra düşürülebilir. Bu alan şiddeti koersivite olarak bilinir. Koersivite ısı işlem veya deformasyon gibi faktörlerden etkilenen numunenin durumuna güçlü bir şekilde bağlıdır.

Artık mıknatıslanma ile olduğu gibi, bazı yazarlar tarafından mıknatıslığı keyfi bir seviyeden sıfıra düşürmek için gerekli manyetik alan olan zorlayıcı alan (veya zorlayıcı kuvvet) ile mıknatıslanmayı doygunluktan sıfıra düşürmek için gerekli manyetik alan olan koersivite arasında bir fark gözetilir. Bu terminolojide, koersivite zorlayıcı kuvvetin tüm değerleri için bir üst limit haline gelir.

$H_{ci}$  ile gösterilen öz artık mıknatıslanım, mıknatıslığın  $M$  sıfıra düşürüldüğü alan şiddeti olarak tanımlanır. Yumuşak manyetik malzemelerde  $H_c$  ve  $H_{ci}$ , genellikle bir ayırım yapılamayacak kadar birbirine yakındır. Bununla birlikte, sert manyetik malzemelerde bu değerler arasında açık bir fark vardır.  $H_{ci}$ ,  $H_c$  'den daima büyüktür.

## 2.1.7 Diferansiyel Manyetik Geçirgenlik

Histerisiz çevrimi nedeniyle,  $B = B_R$ ,  $H = 0$ ; artık mıknatıslanmada  $\mu = \infty$  ve  $B = 0$ ,  $H = H_c$  koersivitede  $\mu = 0$  dahil olmak üzere  $\mu$ ' nün herhangi bir değeri elde edilebileceğinden, manyetik geçirgenliğin ( $\mu$ ) ferromanyetik malzemelerin karakterize edilmesi için özellikle yararlı bir parametre olmadığına dikkat edilmelidir.

Aynı zamanda alanla birlikte değiştiğini hatırlamamız gereksede, diferansiyel manyetik geçirgenlik  $\mu' = dB/dH$ , daha yararlı bir niceliktir. Genellikle,  $H = H_c$ ,  $B = 0$ , zorlama noktasında oluşan maksimum diferansiyel manyetik geçirgenlik  $\mu'_{max}$  ve orjindeki başlangıç mıknatıslanma eğrisinin eğimi olan başlangıç diferansiyel manyetik geçirgenliği  $\mu'_{in}$ , bunları tutturma yerlerinin ve uygulanan baskının sayısı ve şiddeti gibi diğer malzeme özellikleriyle ilişkilendirmek mümkün olduğundan çok daha fazla yararlıdır.

## 2.1.8 Curie Sıcaklığı

Yeterince yüksek sıcaklıklara kadar ısıtıldığında tüm ferromanyetik malzemeler paramanyetik özellik kazanır. Ferromanyetik davranıştan paramanyetik davranışa geçiş sıcaklığına Curie sıcaklığı adı verilir. Bu sıcaklıkta malzemenin sıcaklığı aniden düşer ve hem koersivite hem artık mıknatıslanma sıfırlanır. Ferromanyetik malzemelerin bu özelliği, Curie' nin çalışmasından uzun süre önce biliniyordu. Aslında, bir geçiş sıcaklığının varlığı ilk olarak manyetizma hakkında ilk bilimsel incelemeyi kaleme alan olan Gilbert tarafından bildirilmiştir.

Çizelge 2.2 Çeşitli malzemelerin Curie sıcaklıkları.

Malzeme	Curie sıcaklığı (°C)
Demir	770
Nikel	358
Kobalt	1130
Gadolinyum	20
Terfenol	380-430
Nd <sub>2</sub> Fe <sub>14</sub> B	312
Alnico	850
SmCo5	720
Sert Ferritler	400-700
Baryum ferrit	450

## 2.2 UYGULAMALAR İÇİN FARKLI FERROMANYETİK MALZEME TİPLERİ

Şimdi ferromanyetik malzemelerin kalıcı mıknatıslar, elektrikli motorlar, manyetik kayıt, elektrik üretimi ve indüktörler gibi farklı uygulamaları ele alınacaktır. Bu kısmın amacı, malzemelerin gözlenen makroskopik manyetik özelliklerinin arkasında yatan mekanizmaları tartışmadan önce, manyetik malzemelerin tipleri ve kullanımları hakkında kısa bir özet vermektir.

### 2.2.1 Sert ve Yumuşak Manyetik Malzemelerin Sınıflandırılması

Koersiviteyi esas alınarak ferromanyetik malzemelerin basit bir sınıflandırması yapılabilir. Koersivite, yapıya-hassas bir manyetik özelliktir; mıknatıslanma doygunluğu oluşamayacak şekilde farklı termal ve mekanik uygulamalara maruz bırakılmak suretiyle değiştirilebilir.

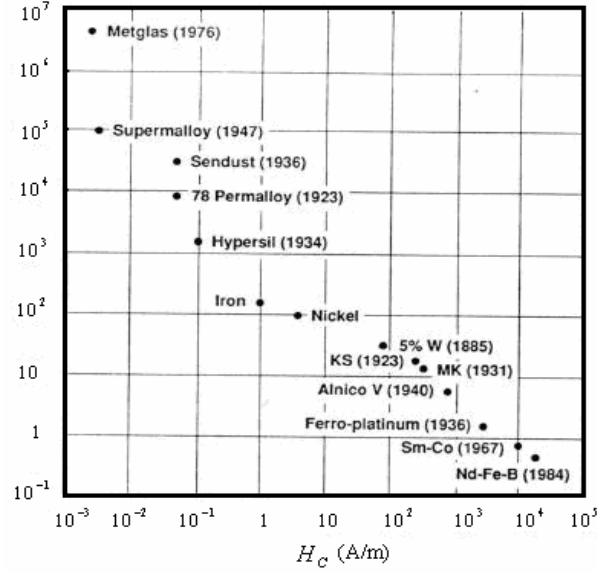
Geçmişte, mekanik olarak sert olan demir ve çelik numunelerin aynı zamanda yüksek koersiviteye sahip oldukları, yumuşak olanlarınsa düşük koersiviteye sahip oldukları fark edilmişti. Dolayısıyla, ‘sert’ ve ‘yumuşak’ terimleri, ferromanyetik malzemeleri koersiviteye göre ayırt etmek için kullanılmıştır.

Geniş anlamıyla ‘sert’ manyetik malzemeler 10 kA/m üzeri ve ‘yumuşak’ manyetik malzemeler 1 kA/m altı koersiviteye sahip malzemeler olarak tanımlanmıştır. Çeşitli malzemeler için bazı izafi manyetik geçirgenlik ve zorlayıcı kuvvet değerleri Şekil 2.3’ de verilmiştir.

### 2.2.2 Elektromıknatıslar

Yumuşak manyetik malzemeler elektromıknatıslarda, motorlarda, transformatörlerde ve rölelerde uygulama alanı bulmaktadır. Şu anda kullanılan çeşitli yumuşak manyetik malzemelerin özellikleri Chin ve Wernick tarafından ele alınmıştır. Elektromıknatıslar için kullanılan malzemelerin değerlendirilmesi için kriterler, indüksiyonun kolayca ters çevrilebilmesi için göbek malzemesinin düşük bir koersiviteye ve yüksek manyetik indüksiyonun sağlanmasını mümkün kılmak için yüksek manyetik geçirgenliğe sahip olması gerektiğidir.

Elektromıknatıslarda hemen hemen sadece yumuşak demir kullanılır. Şekil 2.3’ de görüldüğü gibi, koersivitesi tipik olarak 80 A/m’ dir ve  $1.7 \times 10^6$  A/m’ lik yüksek mıknatıslanma doygunluğu da düşünüldüğünde ideal bir malzemedir.



Şekil 2.3 Çeşitli ferromanyetik malzemelerin izafi manyetik geçirgenlikleri ve zorlayıcı kuvvetleri (Magnetism and Magnetic Materials, D. Jiles, 1991).

Elektromıknatıslar, laboratuarda yüksek manyetik alanlar yaratmak için kullanılır. Tipik bir laboratuvar elektromıknatısı, herhangi bir özel konfigürasyon olmaksızın 2.0 Tesla' ya kadar alanlar yaratma yeteneğine sahiptir ve küçük hava boşluklarıyla 2.5 Tesla' ya kadar alanlar yaratılabilir. Bazen elektromıknatısların kutup uçları hava boşluğunda biraz daha yüksek alanlar elde etmek amacıyla daha yüksek mıknatıslanma doygunluğuna sahip olan bir kobalt-demir alaşımından yapılır (demir için,  $M_s = 1.7 \times 10^6$  A/m değerine kıyasla %35 Co, %65 demir alaşımı için  $M_s = 1.95 \times 10^6$  A/m).

Bu kutup uçları için en çok kullanılan malzeme, %49 Fe, %49 Co ve %2 V içeren bir alaşımdır. 3 Tesla üzerindeki manyetik indüksiyonlar için, demirin ilave alana fazla katkıda bulunamaması nedeniyle elektromıknatıslar fazla yararlı değildir. Dolayısıyla, daha yüksek alan şiddetleri için Bitter mıknatısları olarak bilinen su-soğutmalı demirsiz mıknatıslar veya süperiletken mıknatıslar kullanılır.

### 2.2.3 Transformatörler

İlk bakışta transformatör malzemeleri için gereklilikler elektromıknatıslar için olan gerekliliklerle aynı gibi görünebilir. Gerçekte bu pek doğru değildir. Transformatörler alternatif akım koşullarında çalışır ve dolayısıyla göbek malzemesinin yüksek manyetik

geçirgenliği arzu edilmekle birlikte, mümkün olduğu kadar düşük bir iletken malzeme kullanmak suretiyle girdap (eddy) akımı kayıplarını azaltmak ta gereklidir.

Transformatör göbekleri için özel olarak kullanılan malzeme, tanecikleri yöneltmiş silisyum-demirdir. Bu malzeme, iletkenliği azaltmak amacıyla yaklaşık %3-4 (ağırlık yüzdesi) silisyum içerir. Malzeme, genellikle sıcak-haddelenir ve gren yönlendirmesini güçlendirmek ve haddeleme yönü boyunca manyetik geçirgenliği artırmak için bir tavlama işlemini takiben iki defa soğuk işleminden geçirilir.

Transformatör çelikleri için en önemli parametrelerden biri, 50 veya 60 Hz' lik hat frekansında toplam çekirdek kaybıdır. Mühendisler, genellikle bu değeri kilogram başına Watt olarak ölçer. Kayıplar, artan silisyum içeriğiyle birlikte azalır; fakat aynı zamanda malzemenin kırılğanlığı da artar.

Aşağıdaki Çizelge 2.3' te, 0.3-0.5 mm kalınlığına sahip çeşitli malzemelerden yapılan levhalar için 60Hz' lik frekansta kilogram başına Watt cinsinden elektrik çekirdek kayıpları gösterilmiştir. Bu kalınlıklar, 60 Hz' de tipik olarak  $\delta = 0.3-0.7$  mm olan malzemelerdeki kabuk kalınlığına ( $\delta$ ) eşit veya bu kalınlıktan daha azdır.

Son yıllarda elektromanyetik cihazlarda kullanılmak üzere amorf metaller geliştirme konusunda bir girişim olmuştur. Metglas benzeri bu alaşımlar bazı küçük cihazlarda kullanım alanı bulmuş olmakla birlikte, yakıt maliyetlerinin yüksek olduğu yerlerde dağıtım transformatörlerine ihtiyaç duyulduğu bazı durumlar haricinde transformatörlerde silisyum-demirin yerini almada başarılı olamamıştır.

Bu Metglas transformatörlerden birkaç bin tane yapılmış ve satılmıştır; bununla birlikte bu, transformatör piyasası içerisinde çok küçük bir miktardır. Son zamanlarda Japonların silisyum-demir alaşımının özelliklerini geliştirme yönünde devam eden çabaları olsa da, Metglas' ın bir transformatör göbek malzemesi olarak büyük ölçekte adaptasyonu gerçek bir olasılık olarak görülmemektedir.

Çizelge 2.3 Seçilen yumuşak manyetik malzemelerin çekirdek kayıpları.

Malzeme	1.5 T ve 60 Hz'de çekirdek kaybı (W/Kg)
Düşük karbonlu çelik	2.8
Yöneltilmemiş silisyum-demir	0.9
Grenleri yöneltilmiş Si-Fe	0.3
80-Permalloy (%80 Ni, %20 Fe)	≈2 (0.086 MA/m'lik mıknatıslanma doygunluğunda)
Metglass	0.2-0.3 (1.4 Tesla' da )

#### 2.2.4 Elektromanyetik Röleler

Röle, elektrik devrelerini açıp kapamak için anahtar olarak kullanılabilen bir tür elektromıknatıstır. Anahtarı açıp kapatan kontrol devresi ve çalışma devresi elektriksel olarak birbirinden izole edilmiştir. Sonuç olarak kontrol devresindeki çok zayıf bir akım, çalışma devresindeki çok büyük bir akımı kontrol etmek için kullanılabilir.

Rölenin kontrol devresi mıknatıslanabilir çekirdeğe sahip bir bobinden ve devreyi açmak veya kapamak için kullanılan ve armatür adı verilen hareketli bir bileşenden ibarettir. Rölelerin karkas ve çekirdek malzemeleri, elektromıknatıslarla aynı gerekliliklere, yani düşük koersivite, düşük artık mıknatıslanma ve yüksek manyetik indüksiyon gerekliliklerine sahiptir. Bu, ilave olarak düşük çekirdek kaybına ve yüksek manyetik geçirgenliğe neden olur. Röle malzemeleri hemen hemen daima demir veya Fe – Si veya Fe – Ni gibi demir bazlı alaşımlardır. Alaşımsız demir, röleler için en sık kullanılan malzemedir. Demire silisyum ilave edilmesi, koersiviteyi 100 A/m' lik tipik değerinden metre başına birkaç Ampere kadar düşürür. Demire nikel ilavesi, koersiviteyi 1 A/m değerine kadar düşürebilir.

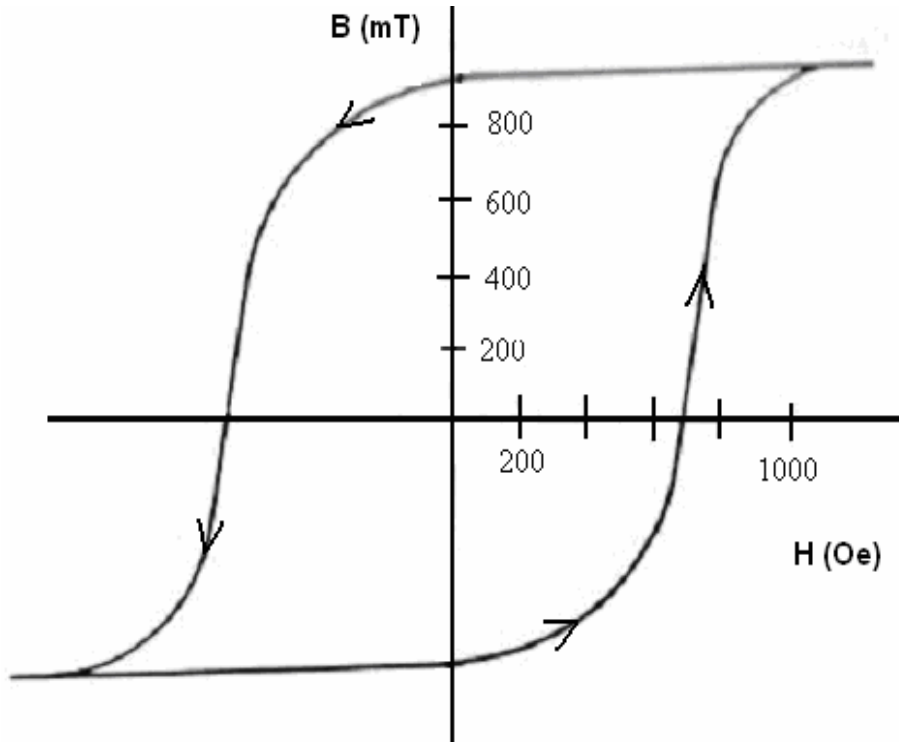
#### 2.2.5 Manyetik Kayıt Malzemeleri

Manyetik kayıt malzemeleri, genel olarak kalıcı mıknatıslarla aynı özelliklere sahiptir; yararlı olabilmeleri için her ikisinin de izafi yüksek artık mıknatıslanmaya ve beklenmedik şekilde mıknatıslığın giderilerek manyetik bant veya diskte kayıtlı bilgilerin kaybedilmesine meydan vermemek için yeterince yüksek koersiviteye sahip olmaları gerekir. Manyetik kayıt, sinyallerin manyetik bant üzerine yapılan ses kaydında olduğu

gibi analog veya bilgisayar uygulamaları için veri bilgilerinin manyetik disklere veya bantlara kaydedilmesinde olduğu gibi dijital kayıt olabilir.

Hem krom dioksit hem kobalt-katkılı  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  (gama demir oksit) kullanılmakla birlikte, en yaygın olarak kullanılan manyetik kayıt malzemesi  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ 'tir. Gama demir oksit partikülleri hem eş eksenli hem iğne görünüşlü formda kullanılır. Manyetik kayıt için kullanılan eş eksenli gama demir oksit partikülleri 0.05 –0.3  $\mu\text{m}$  çaplara sahiptir. Manyetik kayıt bantları, bu oksitlerden birinin küçük iğne-şekilli partiküllerini içerir. Partiküller bir esnek bağlayıcı malzemenin içine yerleştirilir ve iğneler bant düzleminde sıralanır.

İğne şekilli partiküller imalat prosesi sırasında uygulanan manyetik alanla hizalanır.  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ' nun son bantları tipik olarak 20 –24 kA/m' lik koersivitelere ve iğne görünüşlü partiküller 3:1 ila 10:1 uzunluk-çap oranlarına sahip 0.1-0.7  $\mu\text{m}$  aralığında uzunluklara sahiptir.  $\text{CrO}_2$ ' den yapılan 36-44 kA/m'lik koersivitelere sahiptir. Krom dioksit partikülleri, kayıt bantlarında kullanılan gama demir oksit partiküllerinin tipik boyutlarından belirgin bir şekilde daha küçük olan, 0.5 x 0.03  $\mu\text{m}$  ila 0.2 x 0.02  $\mu\text{m}$  aralığında boyutlara sahiptir.



Şekil 2.4 Tipik bir metalik kayıt malzemesinin histerisiz çevrimi.

Tüm durumlarda, manyetik kayıta kullanılan ferromanyetik partiküller bir manyetik bölge ara yüzünü muhafaza etmek için çok küçüktür ve dolayısıyla tek manyetik bölgeli partiküller kullanılır.

İğnelerin düzleme düşey olarak sıralandığı bir “dikey kayıt” ortamı geliştirmek için çalışmalar yapılmaktadır. Bunun avantajları, bilgi kayıt yoğunluğunu artırma imkânının olabirirliğidir. Düşey kayıt ortamına yönelik araştırma devam etmektedir. Bu amaç için özellikle ve daha çok CoCr tabakalarına önem verilmektedir. Bununla birlikte, bu malzemenin geliştirilmesinde şimdiye kadar malzemenin beklenen performansı göstermemesi gibi zorluklarla karşılaşmıştır.

Manyetik kayıt malzemeleri için arzu edilen histerisiz çevrimleri, genellikle bir metalik kayıt malzemesinin histerisiz çevrimi olan Şekil 2.4’ te görüldüğü gibi, yüksek artık mıknatıslanma, ortadan yüksek koersivite ve bir durumdan diğerine hızlı geçiş yapma özelliği taşıyan kare çevrimlerdir. Bu durumda, 56 kA/m koersivite ve  $0.9 \times 10^6$  A/m artık mıknatıslanma  $\gamma - Fe_2O_3$  partikülleri için olan değerlerden çok daha büyüktür.

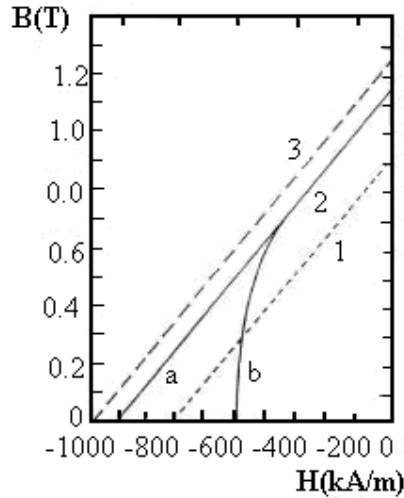
### **2.2.6 Daimi Mıknatıslar**

Kalıcı mıknatıslar, en önemli üç manyetik malzeme sınıfından biridir. Diğer ikisi elektriksel çelikler ve manyetik kayıt ortamıdır. Kalıcı mıknatıslar elektrikli motorlarda ve jeneratörlerde, hoparlörlerde, televizyon tüplerinde, hareketli-sargıya sahip ölçüm cihazlarında, manyetik askılı cihazlarında ve kenetleme elemanlarında uygulama alanı bulur.

Açıkça, malzeme seçimini histerisiz özelliklerine bağlı olarak manyetik uygulama belirler. Bu malzemelerin özellikleri, genellikle doygunluk mıknatıslığının azaldığı ikinci çeyrek yaydaki histerisiz eğrisinin parçası olan “mıknatıslık giderme eğrisi” ile temsil edilir. Şekil 2.5’ te bazı kalıcı mıknatıs malzemeler için mıknatıslık giderme eğrileri gösterilmiştir. Son manyetik özelliklerin kendi kimyasal bileşimi kadar metalurjik uygulamaya ve malzemenin işlenmesine de bağlı olduğunu fark etmek önemlidir.

Son yıllarda, neodyum-demir-bor bazlı bir kalıcı mıknatıs malzeme keşfedilmiştir. Bu malzeme, kendisinden önceki samaryum-kobalt ile kıyaslandığında birçok uygulama için daha üstün manyetik özelliklere sahiptir. Örneğin,  $0.72 \times 10^6$  A/m değerine sahip olan samaryum-kobalta kıyasla koersivitesi  $1.12 \times 10^6$  A/m kadar yüksek olabilir.

Koersiviteye ilave olarak, kalıcı mıknatıs kullanıcıları için ana öneme sahip başka bir parametre de maksimum enerji çarpımıdır ( $BH_{\max}$ ). Bu değer, histerisiz çevriminin ikinci veya mıknatıslık giderme çeyrek yayı içindeki [BH] çarpımının maksimum değeri bulunarak elde edilir. Bu, kalıcı mıknatıs malzemedeki depolanan manyetik enerjiyi temsil eder. Genel olarak, maksimum enerji çarpımı kalıcı mıknatıs kullanıcılarının bir malzemenin belirli bir uygulama için uygunluğu konusunda karar verebilmeleri için yeterli bilgiyi kendi başına vermez; fakat çeşitli kalıcı mıknatıs malzemelerini kıyaslarken yaygın olarak kullanılan bir parametredir.



Şekil 2.5 Samaryum-kobalt (1 ve 2) ve neodyum-demir-bor (3) numunelerinin ikinci çeyrek yaydaki mıknatıslanma eğrileri.

Uzun yıllar boyunca maksimum enerji çarpımı  $50 \times 10^3 \text{ Jm}^{-3}$  mertebesinde olmuştur. Samaryum-kobalt kalıcı mıknatıslarının geliştirilmesi bu değeri yaklaşık (20 megagauss-oersted) seviyesine çıkarmıştır ve yakın zamanda neodymium-demir-bor mıknatıslarında  $160 \times 10^3 \text{ Jm}^{-3}$  tipik olarak  $320 \times 10^3 \text{ Jm}^{-3}$  enerji çarpımları elde edilmiştir.

Çoğu uygulamada, kalıcı mıknatıs değerlendirilmesi gereken önemli bir faktördür ve dolayısıyla, ani mıknatıslık Curie sıcaklığının yaklaşık %75' i üzerinde sıcaklıkla birlikte

hızlı bir şekilde azalacağından, malzeme Curie sıcaklığından yeterince yüksek sıcaklıkta çalıştırılmalıdır. Bu, daha yüksek sıcaklığa sahip uygulamalar için neodymium-demir-bor mıknatıslarında ortaya çıkan problemlerden biridir.

### 2.2.7 Endüktans Çekirdekleri: Yumuşak Ferritler

Yumuşak manyetik malzemeler, aynı zamanda indüksiyon bobinleri için çekirdekler olarak kullanılır. Bobin içindeki akı yoğunluğunu artırmak suretiyle indüktansı güçlendirirler. Bu durumda, çeper derinliği nedeniyle yüksek frekansta çalıştırmak için indüktörler gerektiğinde, sadece iletken olmayan veya hassas şekilde haddelenerek levha haline getirilmiş manyetik malzemeler kullanılabilir. Genellikle bunlar, uzun yıllar boyunca ferromanyetik oldukları düşünülmüş olan yüksek elektriksel dirence ve yüksek manyetik geçirgenliğe sahip manyetik malzemeler olan yumuşak ferrit malzemelerdir. Bunun nedeni, manyetik özelliklerinin ferromanyetik malzemelere olan büyük benzerliği olmuştur. Artık bu malzemelerin ferromanyetik malzemelerden farklı olduğu bilinmektedir. Ferrit çekirdekli indüktörler, devrenin rezonans frekansının sadece verilen frekansa karşılık gelmesi için frekans-seçici devrelerde yaygın olarak kullanılmaktadır.

Yumuşak ferritlerin başka bir uygulaması, radyo alıcılar için antenlerde görülür. Bunlar, bir A alanını kaplayan N sarımlı kısa selenoid sargıdan oluşan bir iç ferrit-çekirdekli antene sahiptir. Ekseni alınmakta olan radyo dalga sinyalinin manyetik alan vektörüne paralel olarak yönlendirildiğinde sargıda indüklenen emk:

$$E = E_0 \mu_r (2\pi AN) / \lambda \quad (2.3)$$

burada,  $\mu_r$  ferrit çubuğun izafi smanyetik geçirgenliği,  $\lambda$  radyo dalgalarının dalga boyu ve  $E_0$  serbest uzayda alınan sinyalin elektrik alan şiddetidir. Bu uygulamalar için  $\mu_r$ ' nin tipik değerleri,  $\mu_r \approx 100$  ila  $1000$  dir.

Yumuşak ferritlerin ticari üretimi 1948' de başlamıştır. Bunlar, karmaşık bir kimyasal bileşime sahip olan mangan, nikel veya magnezyum gibi diğer oksitlerle birlikte demir oksitten ( $Fe_2O_3$ ) oluşan bir bileşik oksitten ibarettirler. Örneğin, nikel ferrit  $NiO \cdot Fe_2O_3$  bileşimine sahiptir. Nihai formları, genellikle kahve renkli bir seramiktir. Mıknatıslanma

doynunlukları, 8 A/m mertebesinde koersivitelerle ve  $\mu_r = 1500$  maksimum manyetik geçirgenlik ile tipik olarak  $M_s = 0,2 \times 10^6$  A/m ( $B_s = 0.25$  Tesla) değerine sahiptir.

### 2.2.8 Seramik Mıknatıslar: Sert Ferritler

Seramik mıknatıslar olarak da bilinen sert ferritler motorlarda, jeneratörlerde ve diğer dönen makinelerde, hoparlörlerde ve çeşitli tutma veya kenetleme cihazlarında yaygın olarak kullanılmaktadır.

Genel olarak baryum veya stronsiyum ferritten üretilirler. Üretimler çok düşük maliyetlidir ve toz haline getirilip bir plastik bağlayıcı maddeye karıştırılarak kolayca ‘plastik mıknatıslar’ adı verilen kalıplara sokulabilirler. Mıknatıslık giderme etkileri büyük olduğunda bile kısa mıknatıslar şeklinde yararlı bir şekilde kullanılabilmeleri için tipik olarak 200 kA/m değerinde çok yüksek koersiviteye sahiptirler.

## 2.3 PARAMANYETİZMA VE DİYAMANYETİZMA

Paramanyetik malzemeler, ferromanyetik malzemeler kadar çok kullanım alanına sahip değildir ve dolayısıyla bu aşamada konu sınırlı bir şekilde ele alınacaktır. Bununla birlikte, paramanyetizmanın açıklanması, manyetizmanın anlaşılması için çok büyük öneme sahiptir. Bunun nedeni, paramanyetizmanın ferromanyetizmaya göre açıklanması çok daha kolay bir fenomen olması ve çok basit modellere dayanan oldukça makul paramanyetizma teorilerinin geliştirilmiş olması, ayrıca bu basit teorilerin deneysel gözlemlerle iyi bir uyum göstermesidir.

Sınırlandırma durumunda, paramanyetik malzemelerin atomik manyetik momentleri, modeli büyük ölçüde kolaylaştıran bir yaklaşım olarak etkileşimsiz (yani, ‘seyreltik paramanyetizma’) olarak kabul edilebilir. Diyamanyetik malzemeler,  $\chi = -1$  ile mükemmel diyamanyetik malzemeler olan süper iletkenler özel durumu hariç, kendi manyetik özelliklerine bağlı olarak fazla uygulama alanına sahip değildir.

### 2.3.1 Paramanyetik Malzemeler

Ferromanyetizmanın aksine paramanyetizma müşterek bir fenomen olmadığından, paramanyetizmanın incelenmesi, atomların atomik manyetik momentlerinin hemen hemen izole şekilde araştırılmasına olanak vermektedir. Dolayısıyla katı hal fizikçileri, klasik Langevin fonksiyonu ifadesini veya kuantum mekaniksel benzeri olan Brillouin fonksiyonunu kullanarak paramanyetik süseptibilitenin sıcaklık bağımlılığı ve açıklanması gibi paramanyetizmanın temelini oluşturan teorilere daha fazla aşınadır. Paramanyetik özellik sergileyen malzemeler, genellikle eşlenmemiş bir elektron spini olması ve bir net manyetik momente yol açması için tek sayılı atomlara ve moleküllere sahiptirler. Bunlar, geçiş elementleri gibi kısmen dolu iç yörüngelere sahip atomları ve iyonları içerir. Çift elektron sayısına sahip olan bazı elementler paramanyetikdir.

Paramanyetik malzemelere örnekler platin; alüminyum; oksijen; mangan, krom, demir ve bakırın paramanyetik momentlerin sırasıyla  $Cr^{3+}$ ,  $Mn^{2+}$ ,  $Fe^{2+}$  ve  $Cu^{2+}$  üzerinde yer aldığı klorürleri, sülfatları ve karbonatları gibi geçiş metallerinin çeşitli tuzları ve potasyum-krom alüminyum  $KCr(SO_4)_2 \cdot 12H_2O$  gibi hidratlı tuzlardır. Bu tuzlar, tuzlardaki su moleküllerinin varlığının komşu metal iyonlarında bu elektronlar arasındaki etkileşimlerin zayıf olmasını sağlaması ve manyetik momentlerin metal iyonları üzerinde bulunması nedeniyle, süseptibilitenin ( $\chi$ ) T sıcaklığıyla ters orantılı olduğunu ifade eden Curie yasasına uyarlar.

Nadir toprak (lantanit) elementlerinin tuzları ve oksitleri güçlü paramanyetik özelliğe sahiptir. Bu katı malzemelerin manyetik özellikleri, yüksek yoğunluklu 4f elektronları tarafından belirlenir. Bunlar çekirdeğe yakındır ve kristal alanı olan kristal içindeki diğer atomların neden olduğu iyonik alanda manyetik alana karşı dış elektronlar tarafından etkili bir şekilde siperlenir. Nadir toprak metalleri aynı nedenlerden dolayı aynı zamanda paramanyetikdir. Bununla birlikte, eğer sıcaklık düşürülürse bunların çoğu ferromanyetizma benzeri düzenlenmiş durumlar sergilerler.

Kobalt, demir ve nikel gibi tüm ferromanyetik metaller, anti-ferromanyetik metaller krom ve manganın sırasıyla 35°C ve 173°C'lik geçiş sıcaklıklarının üzerinde gösterdikleri davranış gibi, Curie noktalarının üzerinde paramanyetik olurlar. Ferromanyetik hal

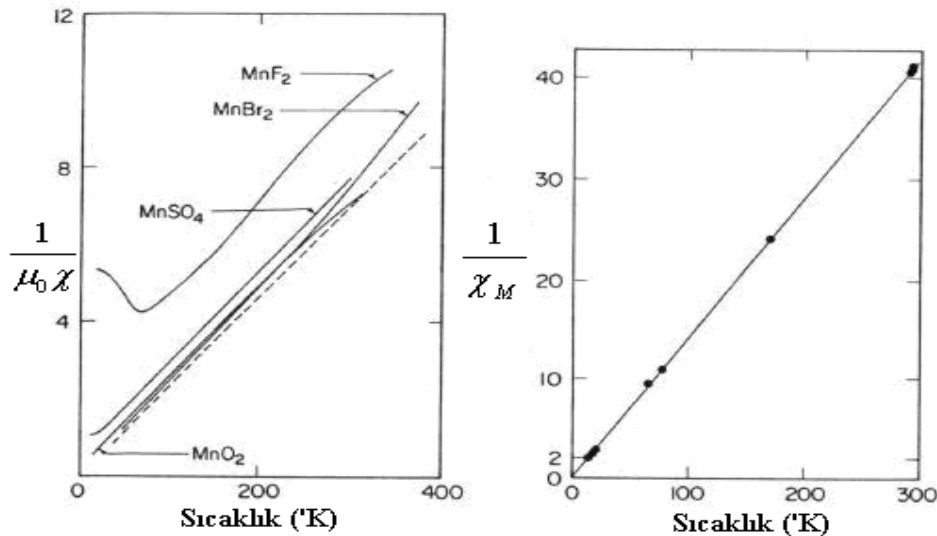
sergilemeyen paramanyetik metaller, berilyum dışında tüm alkali metalleri (sodyum serisi) ve alkalın toprak metallerini (kalsiyum serisi) içerir. 3d, 4d ve 5d geçiş metalleri, diyamanyetik olan bakır, çinko, gümüş, kadmiyum, alüminyum ve cıva dışında tamamen paramanyetikdir. Aynı zamanda, oksijen, alüminyum ve kalay elementleri de paramanyetikdir.

### 2.3.2 Paramanyetik Süseptibilitenin Sıcaklık Bağımlılığı

Birçok paramanyetik malzemede süseptibilite sıcaklıkla ters orantılıdır. Bu bağımlılık Curie yasası olarak bilinir.

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (2.4)$$

burada T Kelvin cinsinden sıcaklık, °C ise Curie sabiti olarak bilinen bir sabittir. Diğer paramanyetik malzemelerde süseptibilite sıcaklıktan bağımsızdır. Bu iki paramanyetik malzeme tipiyle ilgili olarak iki teori geliştirilmiştir. Curie yasasına yol açan lokalize moment modeli ve sıcaklıktan bağımsız ve oldukça zayıf süseptibiliteye yol açan Pauli fenomeni nedeniyle iletken bantlı elektron modeli. Bazı paramanyetik katıların süseptibilite-sıcaklık bağımlılığı Şekil 2.6' da gösterilmiştir.



a. Manganez bileşikleri.

b.  $Gd(C_2H_2SO_4)_3 \cdot 9H_2O$ .

Şekil 2.6 Bazı manyetik malzemelerin ters manyetik süseptibilitelerinin sıcaklık bağımlılığı.

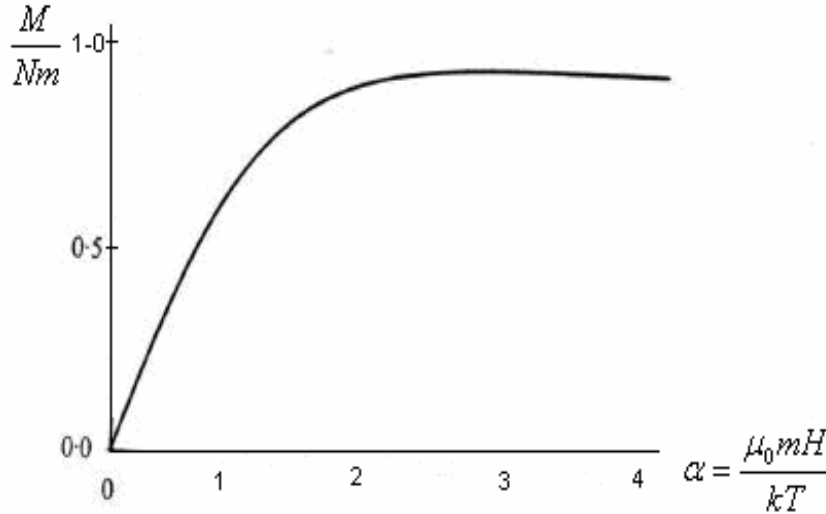
### 2.3.3 Paramanyetik Süseptibilitenin Alan Bağımlılığı

Çok yüksek alanlar haricinde manyetik alanlara maruz kalan paramanyetik malzemelerde mıknatıslık ( $M$ ), alanla ( $H$ ) orantılıdır. Yani süseptibilite fiili olarak sabittir ve  $10^{-3}$  ile  $10^{-5}$  aralığında yer alır. Çoğu durumda spinler çiftleşmez veya sadece zayıf bir şekilde bağlanır ve dolayısıyla iyi bir yaklaşım için bağımsız olarak göz önüne alınabilirler. Bunun nedeni, termal enerjinin sıfır alanda momentlerin rasgele hizalanmasına neden olacak kadar büyük olmasıdır.

Bir alan uygulandığında atomik momentler hizalanmaya başlar; fakat alan yönüne saptırılan fraksiyon tüm pratik alan şiddetleri için küçük kalır.

Tipik bir paramanyetik malzemenin mıknatıslığının sıcaklıkla ve alanla değişimi Şekil 2.7’de gösterilmiştir. Orta ve güçlü alanlarda süseptibilite sabit kalmaya devam eder ve doyma sadece çok yüksek alan şiddetlerinde oluşur. Bu bağımlılık, Langevin fonksiyonu kullanılarak klasik şekilde ifade edilebilir

$$M / Nm = \coth\left(\frac{\mu_0 m H}{k_B T}\right) - \left(\frac{k_B T}{\mu_0 m H}\right) \quad (2.5)$$



Şekil 2.7 Klasik Langevin denklemine göre tipik bir paramanyetik malzemenin mıknatıslığının sıcaklıkla ve manyetik alanla değişimi.

Burada,  $n$  birim hacim başına atom sayısı,  $m$  atom başına manyetik moment,  $k_B$  Boltzman sabiti ve  $T$  Kelvin cinsinden sıcaklıktır. Bu verilerden, süseptibilite için yüksek sıcaklıklarda iyi sonuç veren aşağıdaki ifade elde edilir:

$$\chi = \frac{\mu_0 n m^2}{3k_B T} \quad (2.6)$$

### 2.3.4 Paramanyetik Malzemelerin Uygulamaları

Paramanyetik malzemelerin manyetik özelliklerine dayanan çok az kullanım alanı vardır. Bu malzemeler, güçlü ortak etkilerin yokluğunda net atomik manyetik momentlere sahip malzemelerin elektronik özelliklerinin incelenmesine olanak vermek suretiyle çok daha önemli olan ferromanyetizme fenomenini anlamamıza yardım ettiklerinden, esas olarak manyetizmanın bilimsel incelenmesinde kullanılır.

Elektron enerji durumlarını belirlemek için malzemenin rezonansını incelemek yerine manyetik özellikleri belirlenmiş durumda olan malzemenin manyetik alanlarının ölçülmesi amacıyla paramanyetik malzemelerin elektron spin rezonansında (ESR) kullanımı gittikçe artmaktadır.

Başka bir uygulama, çok düşük sıcaklıkların yaratılmasıdır. Paramanyetik tuzların çok düşük sıcaklıkların elde edilmesi için kullanılması ilk olarak Debye ve Giaque tarafından önerilmiştir. Bir paramanyetik tuz izotermal olarak mıknatıslanır ve daha sonra geleneksel kriyojenik araçlarla, örneğin düşük basınçta sıvı helyum kullanılarak mümkün olduğu kadar düşük bir sıcaklığa kadar soğutulur. Daha sonra ısı olarak yalıtılır ve adiyabatik olarak mıknatıslığı alınarak sıcaklığı daha da düşürülür. Bu yolla, mili-Kelvin mertebesinde sıcaklıklar elde edilebilir.

### 2.3.5 Diyamanyetik malzemeler

Kalıcı atomik elektron manyetik momentlerine sahip olmayan elementler paramanyetik veya ferromanyetik özellik sergileyemez. Bu atomların elektron kabukları doludur ve dolayısıyla net manyetik momentleri yoktur. Bir manyetik alana maruz kaldıklarında mıknatıslıkları Lenz yasasında açıklandığı tarzda uygulanan alana karşı koyar; dolayısıyla

negatif süseptibiliteye sahiptirler. Diyamanyetik malzemelerde mıknatıslanmanın uygulanan alana bağımlılığı, yani süseptibilite, klasik Langevin diyamanyetizma teorisine göre aşağıdaki formülle verilir.

$$\chi = \frac{\mu_0 Z e^2 n \langle r^2 \rangle}{6 m_e} \quad (2.7)$$

Burada,  $n$  birim hacim başına atom sayısı,  $Z$  atom başına elektron sayısı,  $e$  elektron yükü,  $m_e$  elektron kütlesi ve  $\langle r^2 \rangle$  ise tipik olarak  $10^{-21} \text{ m}^2$  olan atom yarıçapı karesel ortalama değeridir. Diyamanyetik süseptibilite büyük ölçüde sıcaklıktan bağımsızdır.

### 2.3.6 Süper iletkenler

Süper iletkenler, birçok uygulama alanı bulan diyamanyetik malzemelerdir. Bununla birlikte, süseptibiliteye yakın bağlara sahip elektronların orbital hareketindeki değişikliklerden ziyade uygulanan alana karşı koyan malzemedeki makroskopik akımların neden olduğu özel bir diyamanyetik malzeme sınıfıdır. Dolayısıyla, çok özel bir durumu temsil ederler. Açıkça, kritik sıcaklıkları üzerinde mükemmel diyamanyetik malzeme olma özelliklerini kaybettiklerinden, süseptibiliteyi sıcaklığa bağlıdır.

## BÖLÜM 3

### DURAĞAN MANYETİK ALANLAR

Boş uzayda durağan manyetik alan incelenmesine  $\mathbf{B}$ ' nin rotasyonel ve diverjansını tanımlayan iki önerme ile başlanacaktır.  $\mathbf{B}$ ' nin sarmal özelliğinden Poisson vektör denklemine uyan manyetik potansiyel vektörü tanımlanacak, daha sonra akım taşıyan devrenin manyetik alanını saptamada kullanılan Biot-Savart yasası çıkarılacaktır. Önerme olarak alınan rotasyonel bağıntısı, özellikle simetrisi bulunduğu yararlı olan Ampere devre yasasını doğrudan verir.

#### 3.1 BOŞ UZAYDA MANYETOSTATİĞİN TEMEL ÖNERMELERİ

Boş uzayda manyetostatiği (kararlı manyetik alanları) incelemek için salt  $\mathbf{B}$ , manyetik akı yoğunluğu vektörü göz önüne almak gerekir. Boş uzayda  $\mathbf{B}$ ' nin rotasyonel ve diverjansını belirleyen manyetostatiğin iki temel önermesi:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} \quad (3.2)$$

(3.1)' de,  $\mu_0$  boşluğun manyetik geçirgenliğidir.  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  (H/m) ve  $\mathbf{J}$  akım yoğunluğudur. Herhangi bir vektör alanının rotasyonelinin diverjansı sıfır olduğundan (3.1) den:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0 \quad (3.3)$$

Bu kararlı akımlar için uyumludur. (3.1)' in boş uzayda elektrostatik için benzer  $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -\rho / \epsilon_0$  bağıntısı ile karşılaştırılması, elektrik yük yoğunluğu  $\rho$ ' nun manyetik

karşılığı olmadığı sonucuna götürür. (3.1)' in hacmi integrali alınıp diverjans teoremi uygulanarak

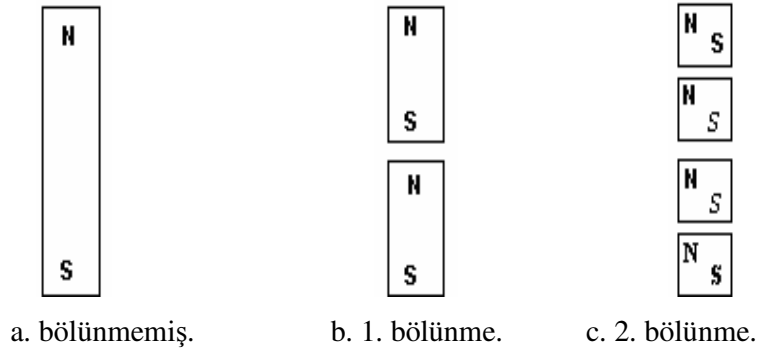
$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0 \quad (3.4)$$

elde edilir. Burada yüzey integrali herhangi bir hacmi sınırlayan yüzey üzerinden alınır.

(3.4) ve  $\oint_S \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{Q}{\epsilon_0}$  nin karşılaştırılmasıyla yalıtılmış manyetik yük olmadığı

yeniden bulunur. Manyetik akı kaynakları yoktur ve manyetik akı çizgileri her zaman kendi üzerine kapanırlar. (3.4) ayrıca manyetik akının korunum yasasını verir, çünkü kapalı bir yüzeyden çıkan manyetik akı sıfırdır.

Sürekli bir çubuk mıknatısın kuzey ve güney kutuplarının alışlagelen gösterimi kuzey kutupta artı bir manyetik yük, güney kutupta buna karşılık gelen eksi bir manyetik yükün bulunduğu anlamına gelmez. Şekil 3.1.a' daki kuzey ve güney kutuplu çubuk mıknatıs göz önüne alınsın. Bu mıknatıs iki parçaya bölünürse yeni güney ve kuzey kutupları ortaya çıkar ve Şekil 3.1.b' deki gibi iki kısa mıknatıslar atom boyutlarına ininceye dek sürdürülebilir, fakat her sonsuz küçük mıknatıslar yine kuzey ve güney kutupları vardır. Açıkçası, manyetik kutuplar yalıtılamazlar. Manyetik akı çizgileri, mıknatısın bir ucundan çıkıp öteki ucuna doğru mıknatısın dışından geçip sonra içinden devam ederek ilk uca geri dönen kapalı yollar izlerler.



Şekil 3.1 Bir çubuk mıknatısın ardışık bölünmesi.

Kuzey ve güney kutupların gösterilmesi, serbestçe asılmış bir mıknatıs çubuğunun uçlarının yer manyetik alanına göre kuzey ve güney doğrultularına yönelmelerindedir.

(3.2)' deki rotasyonel bağıntısının integral biçimi açık bir yüzey üzerinde her iki yanın integrali alınıp Stokes teoremi uygulanarak elde edilebilir.

$$\int_S (\vec{\nabla} \times \vec{B}) d\vec{s} = \mu_0 \int_S \vec{J} \cdot d\vec{s} \quad \text{veya} \quad \oint_C \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I \quad (3.5)$$

olur. Burada çizgi integrali için C yolu, S yüzeyini sınırlayan kapalı eğridir. **I** ise, S den geçen toplam akıdır. C yörüngesinde dolanma yönü ve akımın akış doğrultusu sağ el kuralına uyar.(3.5), Ampere devre yasasının bir ifadesidir. Kapalı herhangi bir yol boyunca boş uzayda manyetik akı yoğunluğunun dolanımı, yolun sınırladığı yüzeyden akan toplam akımın  $\mu_0$  katıdır. **B**' nin büyüklüğünün üzerinden sabit olduğu, akımı saran kapalı bir C yolu olduğundan Ampere devre yasası **I** akımının oluşturduğu **B** manyetik akı yoğunluğunu belirlemede çok elverişli bir yasadır.

Çizelge 3.1 Boş uzayda manyetostatiğin önermeleri.

Diferansiyel Biçim	İntegral Biçim
$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$	$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{s} = 0$
$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J}$	$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 I$

### 3.2 VEKTÖR MANYETİK POTANSİYEL

(3.1) de **B**' nin diverjanstan bağımsız önermesi,  $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ , **B**' nin solenoidal olmasını sağlar. Sonuç olarak, **B**, A gibi başka bir vektör alanının rotasyoneli olarak

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (3.6)$$

olmak üzere belirtilebilir. Böyle tanımlanan A vektörü alanına “vektör manyetik potansiyel” denir. Bunun SI birimi metre başına weber (Wb/m) dir. Buna göre, A akım dağılımından bulunabilirse **B**, A' dan diferansiyel (rotasyonel) işlemlerle elde edilir. Bu elektrostatikte rotasyonelden bağımsız **E** için V skaler elektrik potansiyelin tanımlanarak **E**' nin  $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$  bağıntısından elde edilmesine çok benzemektedir. Bununla beraber, bir

vektörün tanımını rotasyonel ve diverjansının birlikte belirtilmesini gerektirir. Bu bakımdan (3.6) tek başına  $\vec{A}$ ' yı tanımlamak için yeterli değildir; diverjansının belirlenmesi gerekir.  $\vec{\nabla} \cdot \vec{A}$  nasıl seçilir? Bu soru yanıtlanmadan önce; (3.6) daki  $\vec{B}$ ' nin rotasyoneli alınıp (3.2) de yerine konulsun:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} = \mu_0 \vec{J} \quad (3.7)$$

Burada, bir vektörün rotasyonelinin rotasyoneli vermek için konudan ayrılmak gerekir:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \vec{\nabla}^2 \vec{A} \quad (3.8.a)$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (3.8.b)$$

(3.8.a) veya (3.8.b)' ye  $\vec{\nabla}^2 \vec{A}$ ,  $\vec{A}$ ' nın Laplasiyeni tanımlı olarak bakılabilir. Dik koordinatlarda doğrudan yerine koymakla:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A} = a_x \vec{\nabla}^2 \vec{A}_x + a_y \vec{\nabla}^2 \vec{A}_y + a_z \vec{\nabla}^2 \vec{A}_z \quad (3.9)$$

olduğu doğrulanabilir. Buna göre, dik koordinatlarda vektör alanı  $\vec{A}$ ' nın Laplasiyeni, bileşenleri,  $\vec{A}$ ' nın karışık gelen bileşenlerinin Laplasiyeni olan başka bir vektör alanıdır. Bu öteki koordinat sistemleri için doğru değildir. (3.7) deki  $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A}$  (3.8.a)' ya göre açılırsa:

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \vec{\nabla}^2 \vec{A} = \mu_0 \vec{J} \quad (3.10)$$

(3.10)' u olabildiğince basitleştirmek amacıyla

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0 \quad (3.11)$$

seçildiğinde (3.10)

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{J} \quad (3.12)$$

Bu, Poisson vektör denklemdir. Dik koordinatlarda, (3.12) üç skaler Poisson denklemine eşdeğerdir:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A}_x = -\mu_0 \vec{J}_x \quad (3.13.a)$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A}_y = -\mu_0 \vec{J}_y \quad (3.13.b)$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A}_z = -\mu_0 \vec{J}_z \quad (3.13.c)$$

Bu üç denklemin her biri matematik olarak, elektrostatikteki skaler Poisson denkleminin aynıdır. Boş uzayda  $\vec{\nabla}^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$  denkleminin özel çözümü  $V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{\rho}{R} dv$ . Buna göre (3.13.a) nın çözümü:  $\vec{A}_x = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{J_x}{R} dv$ .  $\vec{A}_y$  ve  $\vec{A}_z$  için benzer çözümler yazılabilir. Üç bileşen birleştirilerek (3.12)' nin çözümü:

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{\vec{J}}{R} dv \quad (\text{Wb/m}) \quad (3.14)$$

(3.14),  $\mathbf{J}$  hacimsel akım yoğunluğundan  $\mathbf{A}$  vektör manyetik potansiyelinin bulunmasına olanak sağlar. Manyetik akı yoğunluğu  $\mathbf{B}$ ,  $-\nabla V$  den durağan elektrik alan  $\mathbf{E}$ ' nin elde edilmesi gibi, benzer yolla  $\vec{\nabla} \times \mathbf{A}$ ' dan diferansiyel olarak elde edilebilir. C kapalı eğrisi ile çevrelenen bir S alanında geçen  $\phi$  manyetik akısına vektör potansiyel  $\mathbf{A}$ ,

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (3.15)$$

basit bağıntısı ile bağlıdır. Manyetik akının SI birimi weber (Wb)'dir, bu tesla metre kareye ( $T.m^2$ ) eşdeğerdir.(3.6) ve Stokes teoremi kullanılarak:

$$\Phi = \int_S (\vec{\nabla} \times \vec{A}) \cdot d\vec{s} = \oint_C \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad (3.16)$$

Buna göre, vektör potansiyel A'nın fiziksel anlamı, kapalı bir yol boyunca çizgi integralinin, bu yolun sınırladığı yüzey alanından geçen toplam manyetik akıya eşit olduğudur.

### 3.3 BİOT-SAVART YASASI ve UYGULAMALARI

Birçok uygulamada, akım taşıyan devrenin neden olduğu manyetik alanın belirlenmesi ile ilgilenir. S kesit alanı ince tel için  $dv$ ,  $Sdl$ 'ye eşit olup akım tel boyuncadır.

$$\vec{J}dv' = JSd\vec{l} = Id\vec{l} \quad (3.17)$$

ve (3.14):

$$\vec{A} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint_C \frac{d\vec{l}}{R} \quad (3.18)$$

İntegraldaki çember I akımının C' ile gösterilen kapalı bir yol boyunca akması gerektiği için konulmuştur. Buna göre manyetik akı yoğunluğu:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{\nabla} \times \left[ \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint_C \frac{d\vec{l}}{R} \right] = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint_C \vec{\nabla} \times \left( \frac{d\vec{l}}{R} \right) \quad (3.19)$$

(3.19) daki üssüz rotasyonel işleminde diferansiyel alan noktasının konum koordinatlarına göre; integral işlemi de üslü kaynak koordinatlarına göre (3.19) daki integralaltı aşağıdaki özdeşlik kullanılarak iki terime ayrılabilir:

$$\vec{\nabla} \times (f\vec{G}) = f\vec{\nabla} \times \vec{G} + (\vec{\nabla}f) \times \vec{G} \quad (3.20)$$

$f=1/R$  ve  $\vec{G} = d\vec{l}$  olduğundan:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint_C \left[ \frac{1}{R} \vec{\nabla} \times d\vec{l} + \left( \vec{\nabla} \frac{1}{R} \right) \times d\vec{l} \right] \quad (3.21)$$

Üssüz ve üslü koordinatlar bağımsız olduklarından,  $\nabla \times dl$  sifira eşittir ve (3.21) in sağındaki ilk terim yok olur. R uzaklığı,  $(x', y', z')$ deki  $dl$  den  $(x, y, z)$  deki alan noktasına doğru ölçülür. Bu durumda:

$$\vec{\nabla} \left( \frac{1}{R} \right) = -\frac{R}{R^3} = -\vec{a}_R \frac{1}{R^2} \quad (3.22)$$

Burada,  $a_R$ , kaynak noktasından alan noktasına yönelmiş birim vektördür.(3.22),(3.21) de yerine yazılarak:

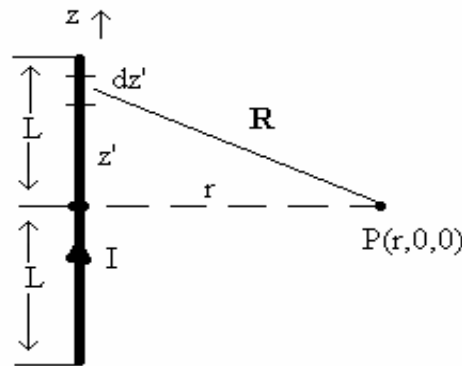
$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint_C \frac{d\vec{l} \times \vec{a}_R}{R^2} \quad (3.23)$$

(3.23) Biot-Savart yasası olarak bilinir. C' kapalı yolunda **I** akımının neden olduğu **B**' yi bulmaya yarayan formüldür ve (3.18) de A' nın rotasyonelini alarak elde edilir. Ara sıra,(3.23)' ü iki adımda yazmak uygun olur:

$$\vec{B} = \oint_C d\vec{B} \quad (3.24.a)$$

ve

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \left( \frac{d\vec{l} \times \vec{a}_R}{R^2} \right) \quad (3.24.b)$$



Şekil 3.2 Akım taşıyan doğrusal tel.

Bu  $I d\vec{l}$  akım ögesinin oluşturduğu manyetik akı yoğunluğudur.(3.24.b)' nin kimi zaman daha uygun olan biçimi:

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \left( \frac{d\vec{l} \times \vec{R}_R}{R^3} \right) \quad (3.24.c)$$

(3.23) ile (3.5)' in karşılaştırılması, Biot-Savart yasasının genelde uygulanmasının Amper devre yasasından daha zor olduğunu gösterir. Ancak Amper devre yasası, üzerinde **B** büyüklüğünün sabit olduğu kapalı bir yol bulunamazsa bir devredeki **I**' den **B**' yi belirlemek için uygun değildir.

### 3.4 MANYETİK ALAN ŞİDDETİ ve BAĞIL MANYETİK GEÇİRGENLİK

Bir dış manyetik alan uygulandığında iç çift kutup momentler sıralandıkları ve mıknatıs maddede etkiyle manyetik momentler olduğu için, manyetik maddenin bulunması durumunda, manyetik akı yoğunluğunun boş uzaydaki değerinden farklı olması beklenir.

Mıknatıslanmanın makroskopik etkisi,  $\vec{J}_m = \vec{\nabla} \times \vec{M}$ ,  $J_m$  eşdeğer hacimsel akım yoğunluğu (3.2) temel rotasyonel denkleminde katılarak incelenebilir:

$$\frac{1}{\mu_0} \vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{J} + \vec{J}_m = \vec{J} + \vec{\nabla} \times \vec{M} \quad \text{veya} \quad \vec{\nabla} \times \left[ \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \right] = \vec{J} \quad (3.25)$$

Burada, yeni bir alan niceliği, manyetik alan şiddeti **H** tanımlanacaktır:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{M} \quad (\text{A/m}) \quad (3.26)$$

**H** vektörünün kullanılması herhangi bir ortamda serbest akım dağılımıyla manyetik alan arasındaki ilişkiyi veren rotasyonel denkleminin yazılmasına olanak sağlar. Burada **M** mıknatıslanma vektörü ve  $J_m$  eşdeğer hacimsel akım yoğunluğunu doğrudan ele almaya gerek yoktur.(3.25) ve (3.26) birleştirilerek yeni bir denklem elde edilir:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} \quad (A/m^2) \quad (3.27)$$

Burada  $J$  ( $A/m^2$ ) serbest akımın hacimsel yoğunluğudur.(3.1) ve (3.27) manyetostatikğin geçerli iki temel denklemidir. Ortamın manyetik geçirgenliği bu iki denklemde açık olarak görülmemektedir. (3.27)' nin integral biçimi, her iki yanın skaler yüzey integrali alınarak bulunur:

$$\int_S (\vec{\nabla} \times \vec{H}) \cdot d\vec{s} = \int_S \vec{J} \cdot d\vec{s} \quad (3.28)$$

veya Stokes teoremine göre:

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = I \quad (A) \quad (3.29)$$

Burada  $C$ ,  $S$  yüzeyini çevreleyen kapalı yol ve  $I$ ,  $S$  den geçen toplam serbest akımdır.  $C$ ' nin ve  $I$  akımının yönleri sağ el kuralına uyar.(3.29), Ampere devre yasasının başka bir biçimidir. Herhangi bir kapalı yol boyunca manyetik alan şiddetinin dolanımı yolun sınırladığı yüzeyden geçen serbest akıma eşittir. Amper devre yasası, silindirik simetrik durumda; yani akımı saran kapalı bir yol boyunca manyetik alan sabit olduğundan akımın oluşturduğu manyetik alanı belirlemekte çok kullanışlıdır. Ortamın manyetik özellikleri doğrusal ve eşdoğrusal ise mıknatıslanma manyetik alan şiddeti ile doğru orantılıdır:

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \quad (3.30)$$

Burada,  $\chi_m$  manyetik alınganlık denilen boyutsuz bir niceliktir.(3.30) , (3.26) da yerine konduğunda:

$$\vec{B} = \mu_0(1 + \chi_m)\vec{H} = \mu_0\mu_r\vec{H} = \mu\vec{H} \quad (Wb/m^2) \quad (3.31.a)$$

veya

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu} \vec{B} \quad (A/m) \quad (3.31.b)$$

burada,

$$\mu_r = 1 + \chi_m = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (3.32)$$

Bu başka bir boyutsuz nicelik olup, ortamın bağıl geçirgenliği olarak bilinir.  $\mu = \mu_0 \mu_r$  parametresi ortamın mutlak manyetik geçirgenliği (veya kimi zaman yalnızca manyetik geçirgenliği) olup H/m ile ölçülür;  $\chi_m$  ve dolayısıyla  $\mu_r$  konum koordinatların fonksiyonu olabilir. Basit bir ortam için doğrusal, eşdoğrultusal ve eşyöresel  $\chi_m$  ve  $\mu_r$  sabittir.

Birçok maddenin manyetik geçirgenliği boşluğun ( $\mu_0$ ), manyetik geçirgenliğine çok yakındır. Demir, nikel ve kobalt gibi ferromanyetik maddelerin pek çoğu için  $\mu_r$  (50-5000 den  $10^6$  veya özel alaşımlar için daha büyük) çok büyük olabilir; bağıl manyetik geçirgenlik salt  $\mathbf{H}$ ' nin büyüklüğüne değil, maddenin geçmişine de bağlıdır. Manyetik maddelerin makroskopik davranışının nitel tartışması verilmiştir.

Çizelge 3.2 Elektrostatikteki temel niceliklerle ilgili bağıntıların çoğu manyetostatikteki karşılıklarına çevrilebilir.

<b>Elektrostatik</b>	<b>Manyetostatik</b>
<b>E</b>	<b>B</b>
<b>D</b>	<b>H</b>
$\epsilon$	$\frac{1}{\mu}$
<b>P</b>	<b>-M</b>
$\rho$	<b>J</b>
$V$	<b>A</b>
•	×
×	•

### 3.5 MANYETİK DEVRELER

Elektrik devre problemlerinde gerilim veya akım kaynaklarının uyardığı bir elektrik ağının çeşitli kolları ve ögelerindeki akım ve gerilim bulunması istenir. Manyetik devrelerle uğraşılırken benzer problem sınıfı ile karşılaşılır. Bir manyetik devre genellikle, ferromanyetik çekirdeğe sarılmış akım taşıyıcıların oluşturduğu devrenin çeşitli kısımlarındaki manyetik akının ve manyetik alan şiddetlerinin belirlenmesi ile ilgilidir. Manyetik devre problemleri transformatörlerde, üreteçlerde, motorlarda, rölelerde, manyetik kayıt aygıtlarında v.b. ortaya çıkar. Manyetik devre çözümlemesi, manyetostatığın iki temel denklemine dayanır. (3.1) ve (3.27), bunlar kolaylık olması için aşağıda yeniden verilmiştir:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (3.33)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} \quad (3.34)$$

(3.29) da, (3.34)' ün Amper devre yasasına çevrilebileceği görüldü. Eğer C kapalı yolu, I akımı taşıyan N sarımı çevreleyecek şekilde seçilmişse bir manyetik devre vardır ve

$$\oint_C \vec{H} \cdot d\vec{l} = NI = V_m \quad (3.35)$$

$V_m(NI)$  niceliğinin, elektrik devresindeki (emf ) elektromotor kuvvete benzer bir işlevi vardır ve bu nedenle ( mmf ) manyetomotor kuvvet adını alır. SI da birimi amper (A) dir, fakat (3.35) nedeniyle, mmf, genellikle ampere-sarım birimiyle ölçülür.

### 3.6 MANYETİK MADDELERİN DAVRANIŞI

(3.30) da, doğrusal eşdoğrultusal bir ortamın makroskopik manyetik özelliği  $\mathbf{M}$  mıknatıslanması ve  $\mathbf{H}$  manyetik alan şiddeti arasındaki boyutsuz orantı katsayısı olan  $\chi_m$  manyetik alınganlığın tanımlanarak açıklandı. Bağlı manyetik geçirgenlik  $\mu_r$  basit olarak  $1 + \chi_m$  dir. Manyetik maddeler  $\mu_r$  değerlerine uygun olarak kabaca üç ana grupta toplanabilirler. Bir maddeye;

Diamanyetik,  $\mu_r \leq 1$  ( $\chi_m$ , çok küçük eksi sayı ise)

Paramanyetik,  $\mu_r \geq 1$  ( $\chi_m$ , çok küçük artı sayı ise)

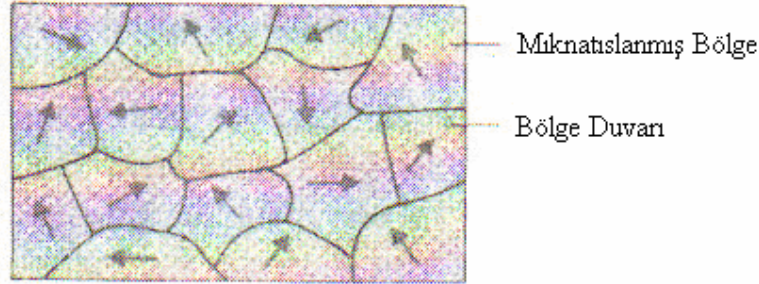
Ferromanyetik,  $\mu_r \gg 1$  ( $\chi_m$ , büyük artı sayı ise)

denir. Daha önce de denildiği gibi, mikroskobik manyetik olayları iyice anlamak için kuantum mekaniği bilgisi gereklidir.

Diamanyetik maddede, dışarıdan uygulanan manyetik alan bulunmadığında herhangi bir atomda elektronların spin ve yörünge hareketlerinin oluşturduğu net manyetik moment sıfırdır. Bu maddeye bir dış alan uygulanması, yörüngelerinde dolanan elektronlara bir kuvvet etkiyerek açısal hızlarında bir değişime yol açar. Sonuç olarak bir net manyetik moment oluşur. Bu etkiyle oluşan mıknatıslanmadır. Elektromanyetik indüksiyonun Lenz yasasına göre, bu etkiyle oluşan manyetik moment her zaman uygulanan alana karşıttır, böylece manyetik akı yoğunluğunu azaltır. Bu olayın makroskopik sonucu eksi mıknatıslanmanın, eksi manyetik alınganlıkla açıklanmasına eşdeğerdir. Bu etki genellikle çok küçüktür ve bilinen pek çok diamanyetik madde için (bizmut, bakır, kurşun, cıva, germanyum, gümüş, altın, elmas)  $10^{-5}$  büyüklüğündedir.

Diamanyetizma, aslında bir atomdaki elektronların yörüngesel hareketinden kaynaklanır ve bütün maddelerde vardır. Birçok maddede çok zayıf olduğundan uygulama da pek önemi yoktur. Diamanyetik etki, paramanyetik ve ferromanyetik maddelerde gizlenir. Diamanyetik maddeler sürekli bir mıknatıslık göstermezler ve uygulanan manyetik alan kaldırıldığında etki ile oluşan manyetik moment ortadan kalkar. Bazı maddelerde, elektronların yörüngesel hareketleri ve spinleri nedeniyle oluşan manyetik momentler tümüyle ortadan kalkmış değildir ve atomlar ve moleküllerin bir net ortama manyetik momentleri vardır. Dışarıdan uygulanan manyetik alan çok zayıf bir diamanyetik etki oluşturmasına ek olarak moleküler manyetik momentleri uygulanan alan doğrultusunda yönlendirilmeye çalışılır. Böylece, manyetik akı yoğunluğunu artırır. Bu durumda makroskopik etki, artı manyetik alınganlıkla açıklanan artı mıknatıslanmaya eşdeğerdir. Sıralama işlemi rasgele ısısal titreşim kuvvetlerince engellenir. Faz uyumu etkileşim küçük olduğundan manyetik akı yoğunluğundaki artış çok küçüktür. Bu davranışı gösteren maddelere paramanyetik denir. Paramanyetik maddelerin genellikle çok küçük artı manyetik alınganlıkları vardır. Alüminyum, magnezyum, titanyum ve tungsten için  $10^{-5}$  büyüklüğündedir.

Paramanyetizma aslında elektronların spinlerinin manyetik çifte kutup momentlerinden kaynaklanır. Uygulanan alanın moleküler çift kutuplara etkidiği düzenleyici kuvvetlere ısıl uyarmaların bozucu etkisi karşı koyar. Sıcaklıktan bağımsız olan diamanyetizmanın tersine, paramanyetik olay sıcaklığa bağlıdır, sıcaklık düştükçe ısıl çarpışmaların azalması nedeniyle şiddetlenir. Ferromanyetik maddelerin mıknatıslanması, paramanyetik maddelerinkinden oldukça yüksek mertebede büyüktür. Ferromanyetizma mıknatıslanmış bölgelerle açıklanabilir.



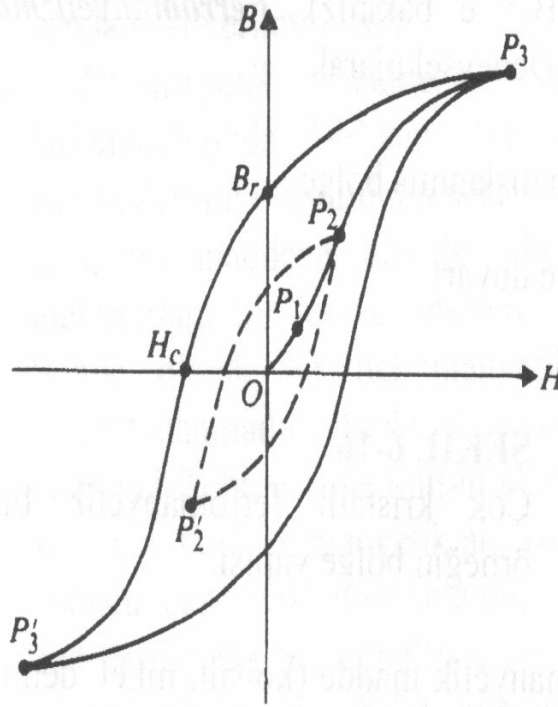
Şekil 3.3 Çok kristalli ferromanyetik bir örneğin bölge yapısı.

Deneysel olarak doğrulanmış bu modele göre, bir ferromanyetik madde (kobalt, nikel, demir gibi) doğrusal boyutları birkaç mikrondan bir milimetreye kadar değişen çok sayıda küçük bölgeden oluşur. Bu bölgelerin her birine yaklaşık  $10^{15}$  veya  $10^{16}$  atom vardır. Dışarıdan uygulanan bir manyetik alan olmasa bile, elektronların spinlerinden ileri gelen sıralanmış manyetik çifte kutuplar bu bölgelerde tam bir mıknatıslanma oluştururlar.

Kuantum kuramına göre bölgenin atomlarının manyetik çift kutup momentleri arasındaki büyük çiftlenim kuvvetleri bu çift kutup momentlerini paralel tutar. Komşu bölgeler arasında yaklaşık 100 atom kalınlıklı bölge duvarı denilen geçiş bölgesi vardır. Mıknatıslanmamış durumda ferromanyetik maddedeki komşu bölgelerin manyetik momentleri Şekil 3.3 deki çok kristalli örnekte görüldüğü gibi farklı doğrultulardadır. Bir bütün olarak bakıldığında, çeşitli bölgelerdeki rasgele yönelmelerden dolayı net mıknatıslanma oluşmaz.

Bir ferromanyetik maddeye bir dış alan uygulandığında, alanla manyetik momentleri dizilmiş bölgelerin duvarları, bölgelerinin hacimlerini, ötekilerinkini küçültecek kendilerinkini büyütecek birimde hareket ederler. Sonuç olarak, manyetik alan yoğunluğu

artar. Zayıf alan uygulandığında, sözgelimi, Şekil 3.4 deki  $P_1$  noktasına kadar, bölge duvar hareketleri geri dönüşlüdür. Fakat uygulanan alan kuvvetlendikçe ( $P_1$  geçince) bölge duvar hareketleri artık geri dönüşlü değildir, uygulanan alan doğrultusuna doğru bölge dönüşü ortaya çıkacaktır. Örneğin, uygulanan alan  $P_2$  noktasında sıfır yapılırsa B-H eğrisi  $P_2P_1O$  yolunu izlemeyecek,  $P_2$  den  $P_2'$  ne aşağı inecek şekilde, kesikli çizgiyi izleyecektir. Mıknatıslanmanın kendisini oluşturan alanın gerisinde kalması olan bu olaya histeresiz denir. Bu geride kalma anlamındaki bir Yunanca sözcükten türemiştir. Uygulanan alan çok daha kuvvetlendikçe ( $P_2$  den,  $P_3$  e geçince) bölge duvarı hareketi ve bölge dönmesi, uygulanan alanla mikroskopik manyetik momentlerin tümünün dizilmesine neden olur.



Şekil 3.4 Ferromanyetik madde için B-H düzleminde histeresiz ilmekleri.

Bu noktada manyetik maddenin doyuma ulaştığı söylenir. B-H düzleminde  $OP_1P_2P_3$  eğrisine normal mıknatıslanma eğrisi denir. Uygulanan manyetik alan  $P_3$ deki değerinden sıfıra inerse manyetik akı yoğunluğu sıfıra gitmez,  $B_r$ deki değerini alır. Bu değere artık veya kalıcı akı yoğunluğu denir ve uygulanan en büyük alan şiddetine bağlıdır. Ferromanyetik maddede kalıcı akı yoğunluğunun varlığı, sürekli mıknatısa olanak sağlar. Örneğin manyetik akı yoğunluğunu sıfır yapmak için zıt yönde bir  $H_c$  manyetik alan

şiddeti uygulamak gerekir. Bu gerekli  $H_c$  ye, zorlayıcı kuvvet veya daha uygun değişle zorlayıcı alan şiddeti denir (A/ m).  $B_r$  gibi,  $H_c$  de uygulanan manyetik alan şiddetinin en büyük değerine bağlıdır. Şekil 3.4' den açıkça görüldüğü gibi, ferromanyetik bir madde için B-H bağıntısı doğrusal değildir. (3.31.a) daki gibi  $B = \mu H$  yazıldığında, manyetik geçirgenlik  $\mu$  nin kendisi  $\mathbf{H}$ ' nın büyüklüğünün fonksiyonu olur. Manyetik geçirgenlik  $\mu$ , maddenin mıknatıslanmasının geçmişine de bağlıdır,  $\mu$  değerinin tam olarak bilinmesi için, aynı H için bile belli histeresiz ilmeğinin belli bir dalındaki çalışma noktasının yerinin bilinmesi gerekir. Bazı uygulamalarda küçük bir alternatif akım kararlı büyük bir mıknatıslanma akımına katılabilir. Kararlı manyetik alan şiddeti çalışma noktasını belirler ve histeresiz eğrisinin çalışma noktasında yerel eğimi manyetik geçirgenlikteki artışı belirler.

Elektrik üretende, motorlarına ve transformatörlerde kullanılan ferromanyetik maddelerin çok küçük bir alan uygulandığında büyük mıknatıslanmaları olmalıdır. Bunların histeresiz ilmekleri dar ve uzun olmalıdır. Uygulanan manyetik alan şiddeti periyodik olarak  $\pm H_{\max}$  arasında değiştiğinde histeresiz ilmekleri her devirde bir kez dolanırlar. Histeresiz ilmeklerinin yüzey alanı, birim hacim başına devredeki enerji yitiğini (histeresiz yitiğı) gösterir. Histeresiz yitiğı, bölge duvarı hareketi ve bölge dönmesi sırasında ortaya çıkan sürtünmeyi karşılamak için ısı şeklinde yitirilen enerjidir. Ferromanyetik maddelerin uzun, dar histeresiz ilmeğiyle küçük ilmek alanı varsa bunlara yumuşak ferromanyetik maddeler denir. Bunlar genellikle iyi tavllanmış kusurları ve safsızlıkları çok az olan maddeler olduklarından bölge duvarları kolayca hareket edebilirler.

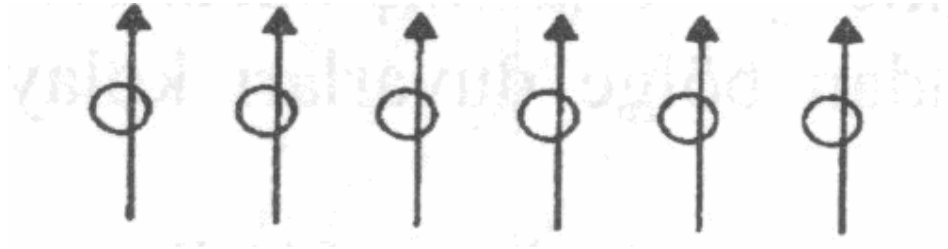
Öte yandan sürekli iyi mıknatıslar, mıknatıslanmalarının giderilmesine karşı yüksek direnç göstermelidirler. Bu, bunların zorlayıcı  $H_c$  alan şiddetleri büyük olan maddelerden yapılmasını ve enli histeresiz ilmekleri olmalarını gerektirir. Bunlara sert ferromanyetik maddeler denir. Sert ferromanyetiklerin (Alnico alaşımları gibi) zorlayıcı alan şiddeti  $10^5$  veya daha çok olabilir, oysa yumuşak maddeler için bu değer 50(A/m) veya daha düşüktür. Daha önce belirtildiğı gibi, ferromanyetizma bölgedeki atomların manyetik çift kutup momentleri arasındaki kuvvetli çiftlenimin sonucudur.

Şekil 3.5.a da bir ferromanyetik maddenin atomsal spin yapısı gösterilmiştir. Maddenin sıcaklığı yükseltildiğinde, ısısal enerji çiftlenim enerjisini geçip mıknatıslanmış bölgeler düzensiz hale gelir. Curie sıcaklığı olarak bilinen bu kritik sıcaklığın üzerinde ferromanyetik madde paramanyetik gibi davranır. Bu nedenle, sürekli bir mıknatıs curie sıcaklığının üstüne kadar ısıtılırsa mıknatıslığını yitirir. Birçok ferromanyetik maddenin Curie sıcaklığı birkaç yüz derece ile 1000° C arasındadır, demir için bu sıcaklık 770°C dır.

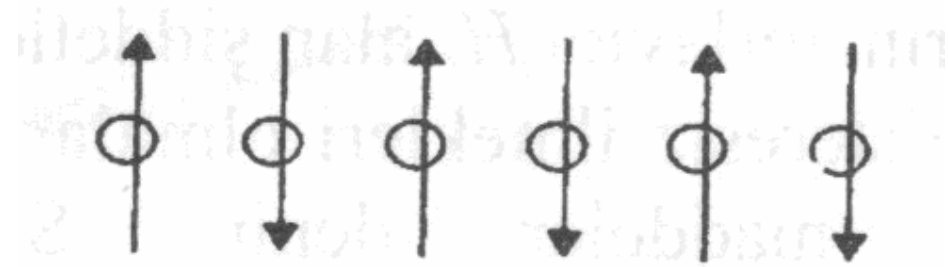
Bazı elementler, örneğin krom ve manganez gibi, atom sayılan ferromanyetik maddelere yakın ve periyodik çizelgede demire komşu olanların atomsal manyetik çift kutup momentleri arasında kuvvetli çiftlenim kuvvetleri vardır. Fakat, çiftlenim kuvvetleri, Şekil 3.5.b' deki gibi, elektron spinlerinin antiparalel dizilmesini sağlar. Spinlerin atomdan atoma doğrultuları dönüşümlü değiştiğinden net manyetik moment yoktur. Bu özelliği gösteren maddeye anti ferromanyetik denir. Antiferromanyetizma da sıcaklığa bağlıdır. Bir antiferromanyetik madde curie sıcaklığının üstünde ısıtılırsa spin doğrultuları ansızın gelişigüzel hale gelir ve madde paramanyetik olur.

Ferromanyetizma ve antiferromanyetizma arasında davranış sergileyen başka bir madde sınıfı vardır. Burada kuantum mekaniksel etkiler, büyüklükleri eşit olmayan manyetik momentleri dönüşümlü bir spin yapısı biçiminde düzenleyerek Şekil 3.5.c deki gibi, sıfırdan farklı net manyetik moment ortaya çıkarır. Bu maddelere ferrimanyetik denir. Kısmen yok etme nedeniyle ferrimanyetik bir maddede elde edilen en büyük akı yoğunluğu ferromanyetik bir örnektekinden daha azdır. Tipik olarak yaklaşık 0,3  $W / m^2$  dir. Bu değer ferromanyetik maddelerinkinin yaklaşık 1/10 udur.

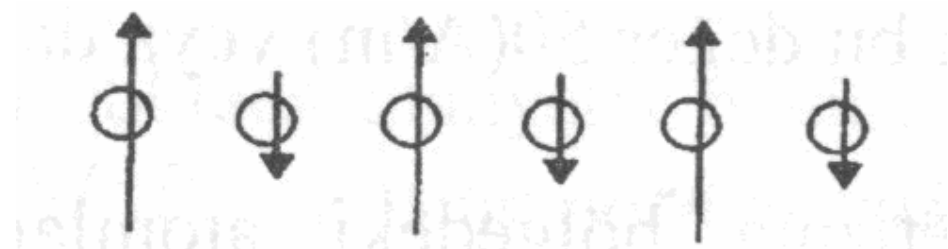
Ferritler, ferromanyetik maddelerin bir alt grubudur. Ferritlerin bir türü manyetik spineller olarak adlandırılır. Bunlar karmaşık spine) yapısında kristalleşir ve formülü  $XOFe_2O_3$ , dür. Burada X iki değerlikli metal iyonunu göstermektedir; örneğin demir, kobalt, nikel, mangan, magnezyum, çinko, kadmiyum, vd.



a. Ferromanyetik.



b. Antiferromanyetik.



c. Ferrimanyetik.

Şekil 3.5 Manyetik maddeler için atomal spin yapılarının çizimsel gösterimi.

Bunlar seramiğe benzer bileşiklerdir, iletkenlikleri çok düşüktür. Düşük iletkenlik yüksek frekanslarda eddy akım yitıklarını sınırlar. Bu nedenle ferritler yüksek frekans ve mikrodalga uygulamalarında çekirdek olarak, FM antenlerinde, yüksek frekans transformatörlerinde ve faz kaydırıcılarda geniş çapta kullanılırlar. Ferrit maddeler aynı zamanda bilgisayar manyetik çekirdek ve manyetik disk hafıza aygıtlarında geniş uygulama yeri bulur. Başka ferritler manyetik oksit garnetlerdir. Bunlardan YIG (yitrium-demir-garnet) tipiktir. Garnetler mikrodalga çok kapılı eklemlerde kullanılırlar.

Ferritler, manyetik alanın varlığında eşdoğrultusuzdur. Bunun anlamı, genellikle ferritlerde H ve B vektörlerinin farklı doğrultularda olması ve manyetik geçirgenliğin bir tensör olmasıdır. H ve B bileşenleri arasındaki ilişki eşdoğrultusuz dielektrik bin ortamda D ve E bileşenleri arasındakine benzer biçimde bir matrisle temsil edilebilir.

## BÖLÜM 4

### SONUÇLAR VE İRDELEME

Makinelerde ve cihazlarda güç veya enerji kayıplarının mümkün olduğu kadar küçük tutulması başlıca iki sebepten dolayı istenir.

1) Kayıplardan dolayı, cihazdan alınan faydalı enerji cihaza verilen enerjiden daha küçük olur, yani kayıplar büyük olursa cihazın randımanı kötü olur.

2) Kaybolan enerjilerin hepsi de ısı enerjisi haline dönerek cihazı ısıtır. Gerilimi veya akımı arttırarak cihazdan fazla güç çekmek istedikçe güç kayıpları da artar; neticede cihazın sıcaklık derecesi de o nispette artar.

Hâlbuki cihazda kullanılan malzemenin ve bilhassa yalıtkan malzemenin dayanabileceği sıcaklık derecesi sınırlıdır. Bu sınır aşılacak olursa malzeme bozulur ve cihaz artık çalışmayacak bir duruma girer. Demek ki bir cihazdan çekilebilecek maksimum gücü, yani o cihazın nominal gücünü o cihazın yapılmış olduğu malzemenin ve bilhassa yalıtkan malzemenin dayanabileceği sıcaklık derecesi tespit eder. (Çünkü iletken malzeme ve ferromagnetik malzeme daha yüksek sıcaklıklara dayanabilir; fakat bu malzemelerde kaybolan enerjiler dahi ısı enerjisine dönüp dolayısıyla yalıtkan malzemeyi de ısıtır). Bu sıcaklık derecesi sınırını aşmaksızın cihazdan mümkün olduğu kadar büyük güç çekebilmek için ya yukarda söz konusu edilen enerji kayıpları mümkün olduğu kadar küçük tutulmalıdır. Bu mümkün olmadığı takdirde de, bu kayıplar dolayısı ile meydana gelen ısı enerjisini, cihazı ısıtmasına meydan vermeden, mümkün olduğu kadar süratle cihazdan uzaklaştırmalıdır ki büyük elektrik cihazlarında suni soğutma bu sebepten dolayı yapılır.

#### 4.1 TOROİDSEL NÜVE

Bu bölümde, toroidsel nüveye sahip küçük güçlü transformatörlerin optimum soyutlandırılması, sonlu elemanlar analizi yapan bir paket program kullanılarak yapılmıştır. Bu tip toroidsel nüvelerin üretimi için, çoğunlukla tek parça olarak %3 Si-Fe

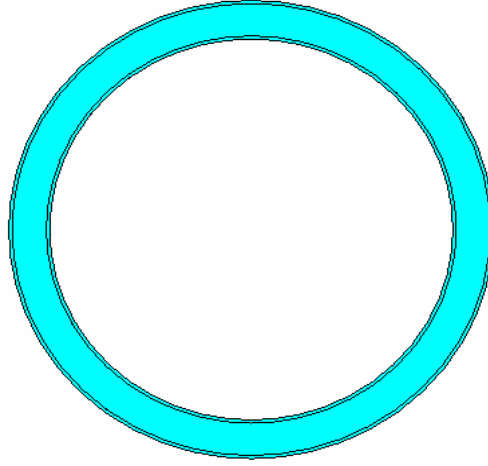
alaşımı malzemeden üretim yerine, 0.27 mm kalınlığında yine aynı malzemeden yapılmış muhtelif genişliklerdeki şerit saçlardan spiral formda olacak şekilde sarılarak yapılan üretim, tercih edilenidir. Trafolarda toroidsel geometrinin manyetik aygıtlarda tercih edilmesinin nedeni, primer sargılar tarafından meydana getirilen manyetik alan sonucu oluşan manyetik akı yoğunluğunun manyetik malzeme içerisinde daha düzgün bir dağılım göstermesi içindir; öyle ki toroidsel nüvedeki manyetik kaçaklar dikdörtgensel nüvelerdekilere nazaran oldukça azdır.

Doğrusal olmayan B-H karakteristiğine sahip manyetik malzemeden yapılmış aynı tip bir toroidin statik ve gerilimler altında içindeki manyetik akımın zamanla nasıl değiştiği analiz edilmiş ve pratik uygulamalarla kıyaslanmıştır.

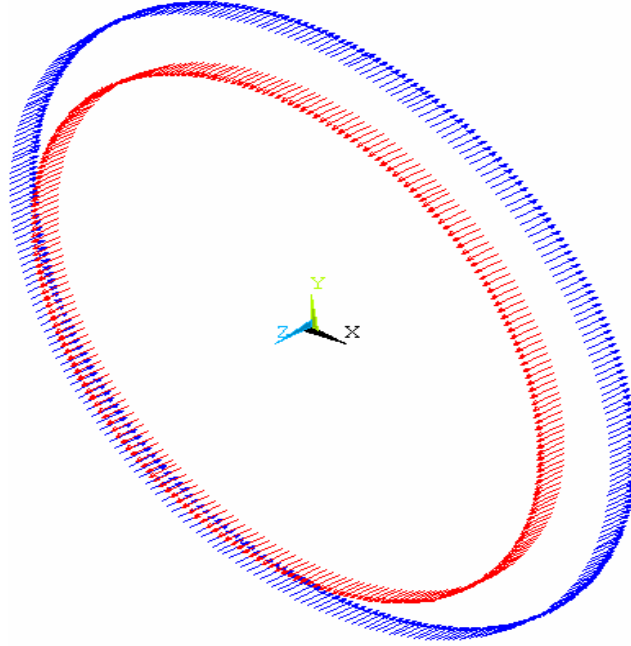
Çeşitli formlarda üretilebilen bu tip toroidsel nüvelerin, iletim ve dağıtım alanında kullanılan yüksek güçlü transformatörlerden güç elektroniğine ve hatta tıbbi sistemlere kadar, geniş bir kullanım alanı vardır. Şerit sargılı toroidsel biçimdeki manyetik nüveler 0.27- 0.35 mm aralığındaki kalınlıklarda ve 10 - 50 mm şerit genişliğinde %3 Si-Fe alaşımlı elektrik çeliğinden sarılarak üretilir. Bu tip toroidsel manyetik nüveler genellikle manyetik indüksiyon değerleri minimum 0,5 T ve maksimum 1,7 T olacak şekilde tasarlanır. Şerit sargılı toroidlerin boyutlandırılmalarında istenilen performansı sağlamaları bakımından dikkate değer bir nokta ise iç çapın 30 mm' den büyük, dış çapın şerit genişliğine oranının 1' den büyük olması gerektiğidir. Bunun yanı sıra toroide elektriksel yalıtım için vernik veya tutkal emdirilmişse manyetik özelliklerde istenmeyen biçimde azalma meydana gelir. Bu azalma manyetik kayıplarda yalıtım amaçlı kullanılan malzemenin kullanım oranına bağlı olarak %15 ile %40 arasında bir kayba yol açar. Toroidsel nüvede manyetik akı yoğunluğunun daha düzgün bir dağılım göstermesi için, nüvenin iç çapı ile dış çapının oranı 1.25 ile 2 arasında bir değer olmalıdır.

#### 4.1.1 Toroidsel Nüvenin Manyetik Davranışları

Mekanik zorlanmaya maruz kalmayan toroidsel nüve, normalde toroidsel bir nüvenin davranışının nasıl olması gerektiğinin gözlemlenmesi amacı ile verilmiştir. Aşağıda Şekil 4.1’ de manyetik akı yoğunluğu ve manyetik alan şiddetinin toroid içindeki hareketi görülmektedir. Bu iki büyüklüğün aynı zamanda hem dağılımları hem de vektörel davranışları verilmiştir. Böylece bu büyüklüklerin yönlerini gösteren çizimler elde edilmiştir.

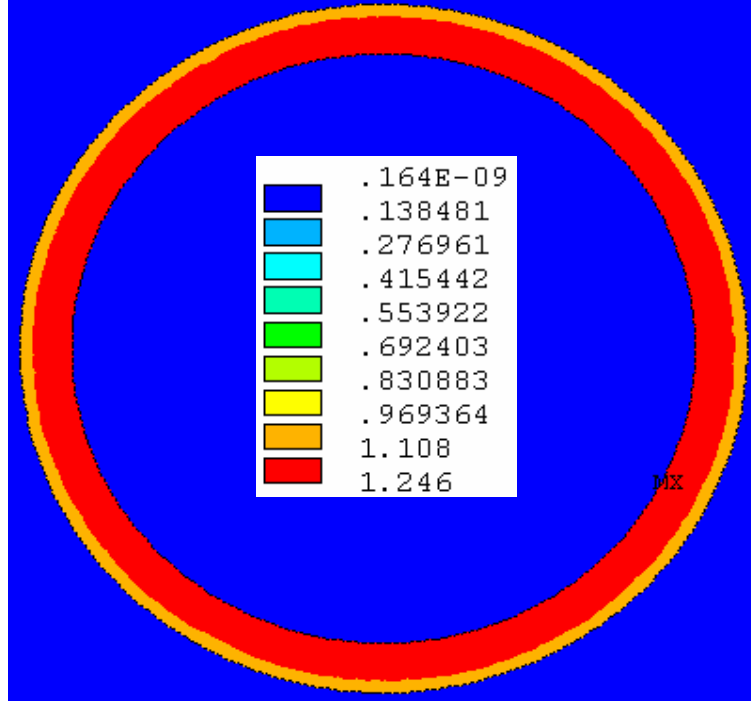


a. Çalışılan toroidin görünümü.

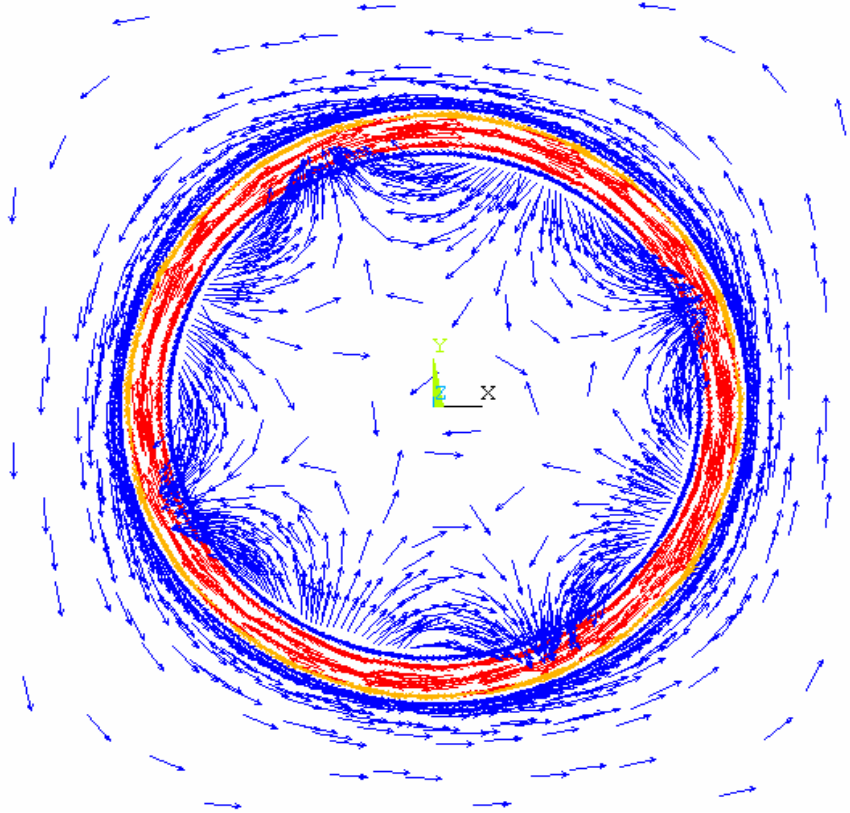


b. Toroide uygulanan akım yoğunluğunun vektörel gösterimi.

Şekil 4.1 Toroidsel nüvenin manyetik davranışları.

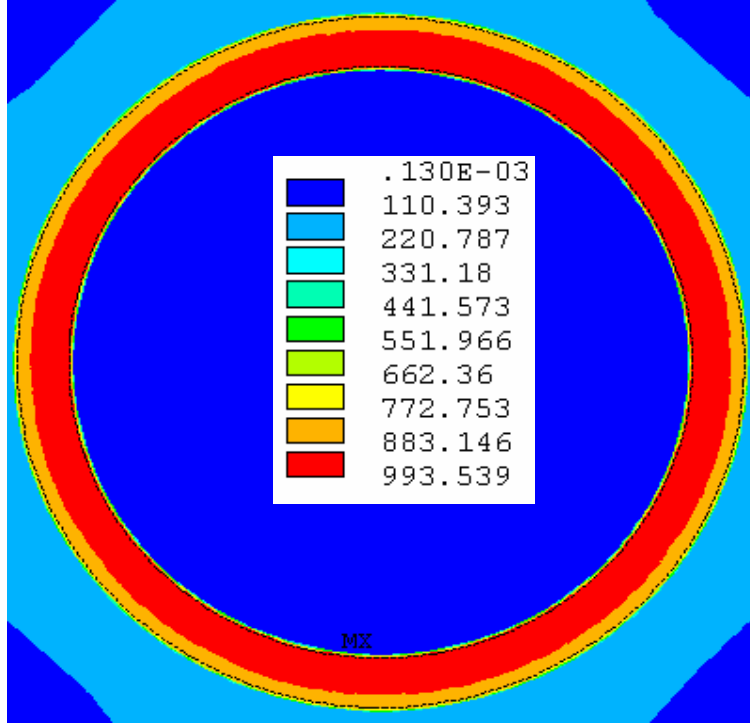


c. Toroid üzerindeki manyetik akı yoğunluğu.

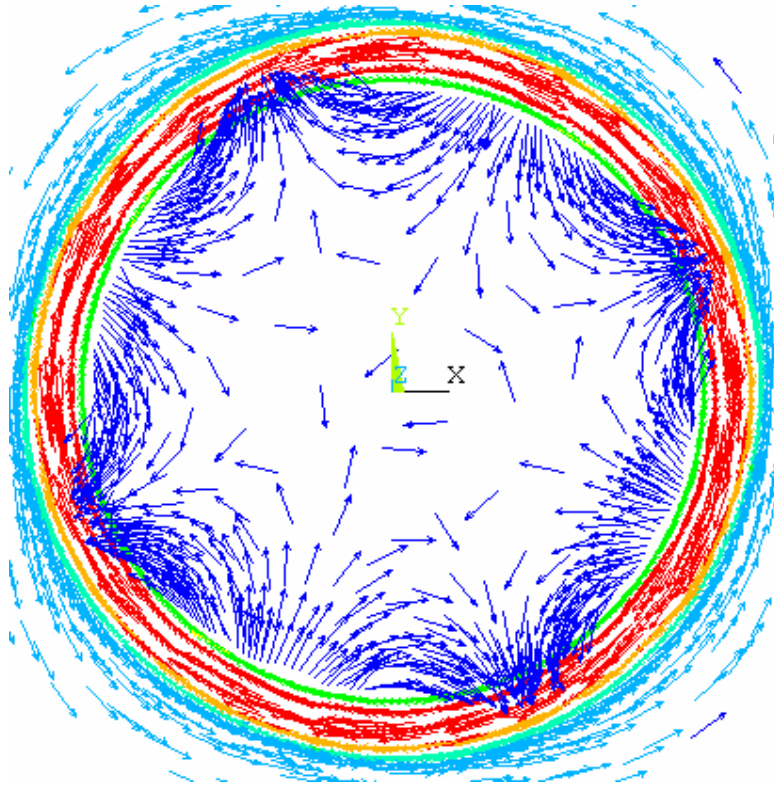


d. Toroid üzerindeki manyetik akı yoğunluğu dağılımının vektörel gösterimi.

Şekil 4.1(devam ediyor).

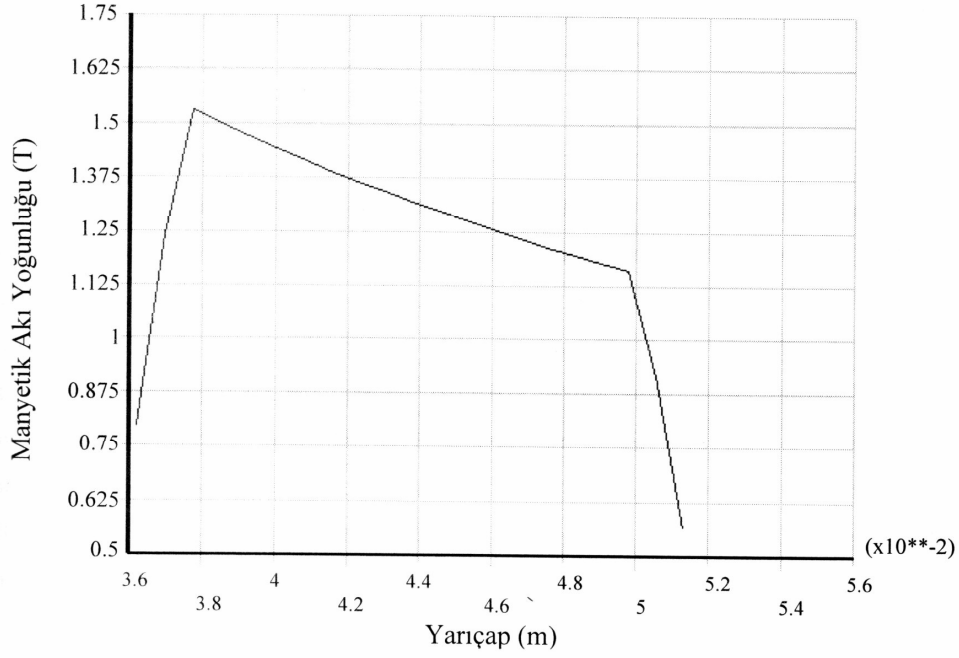


e. Toroid üzerindeki manyetik alan şiddeti.



f. Toroid üzerindeki manyetik alan şiddetinin izlediği yol.

Şekil 4.1(devam ediyor).



g. Manyetik akı yoğunluğunun değişimi.

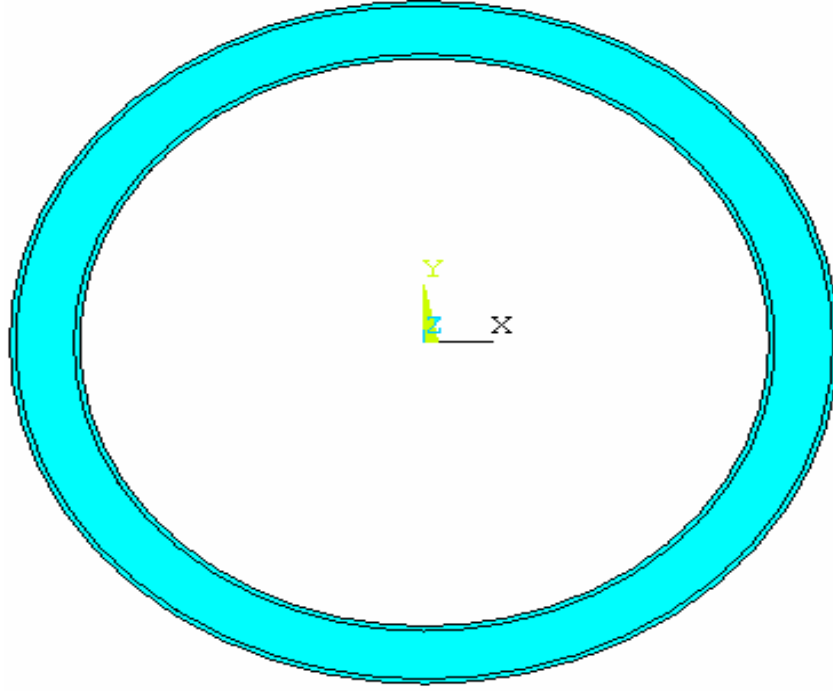
Şekil 4.1(devam ediyor).

#### 4.1.2 Mekanik Zorlanmaya Maruz Kalan Toroidsel Nüve

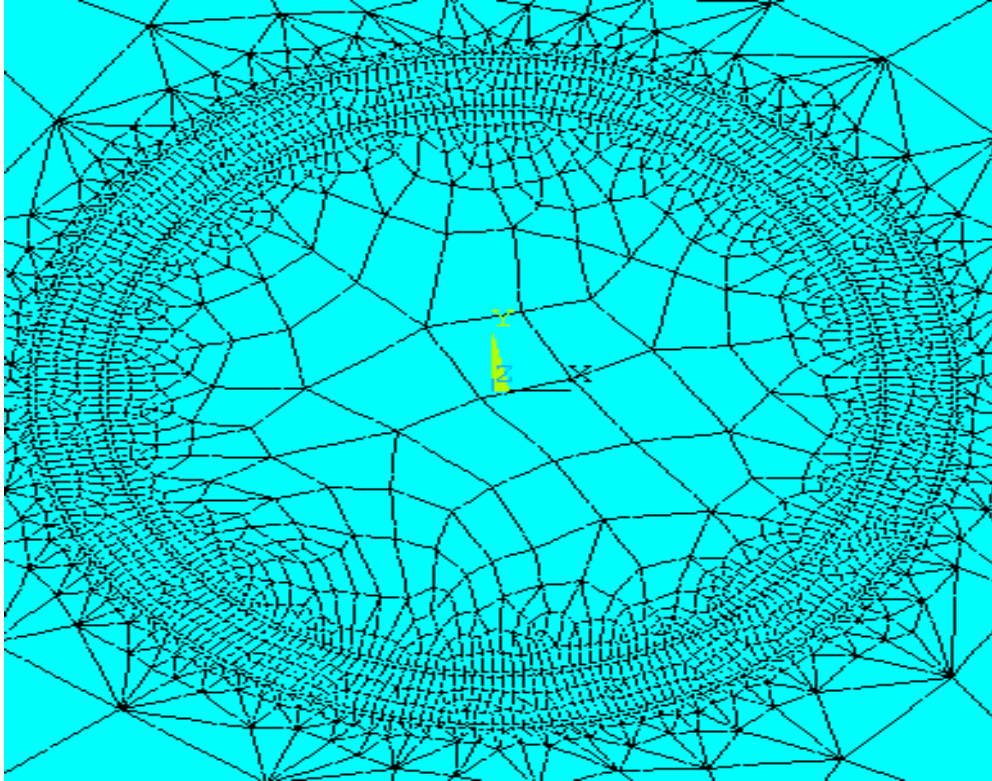
Aşağıdaki bölümlerde çeşitli faktörlerin etkisinde kalan toroidsel nüveyi inceleyeceğiz. İlk olarak mekanik zorlanmaya maruz kalan toroidsel nüve için Şekil 4.2’ de manyetik akı yoğunluğu ve manyetik alan şiddeti görülmektedir. Bu iki büyüklüğün hem dağılımları hem de vektörel davranışları gösterilmiştir.

Daha sonra akım yoğunluğundaki değişimler sonrasında ortaya çıkan manyetik akı yoğunluğu ve manyetik alan şiddeti değişimleri inceleyeceğiz. Bunların akı dağılımları ve vektörel gösterimleri üzerinde durulacaktır.

Toroide uygulanan kuvvet neticesinde, toroidde meydana gelen fiziksel değişimler gösterilmiştir. Kuvvet sonrasında malzemenin yapısında meydana gelen değişimler incelenmiştir.

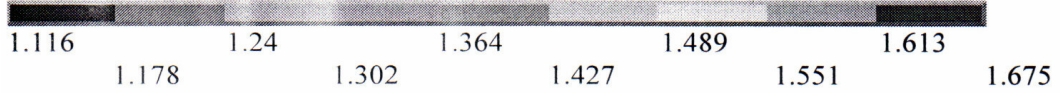
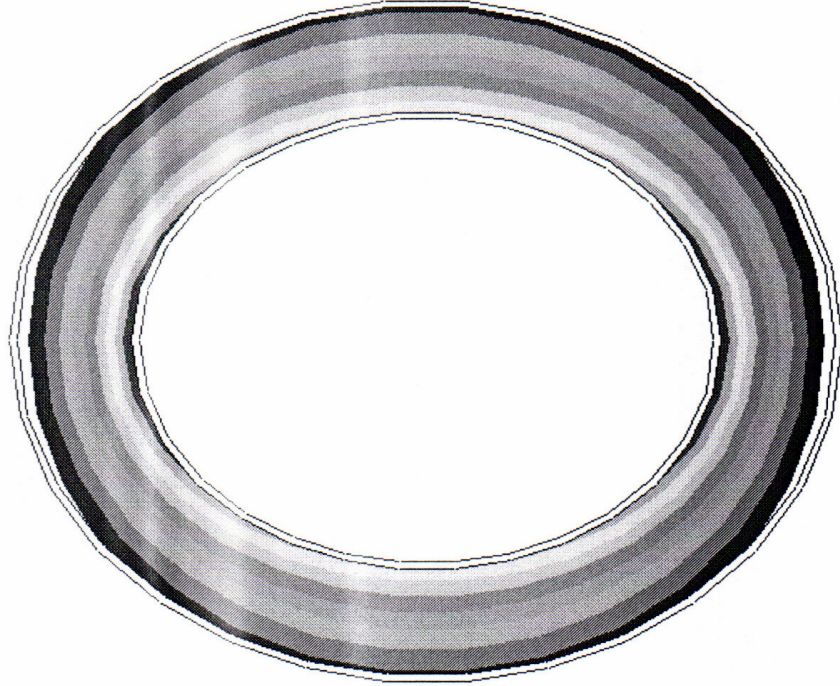


a. Çalışılan toroid.

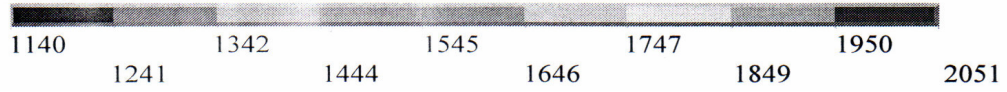
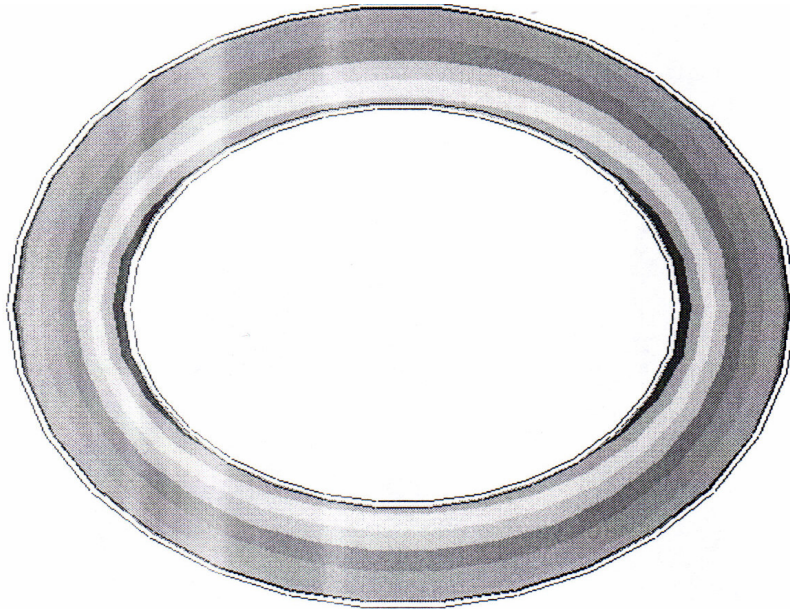


b. Toroid geometrisinin sonlu elemanlar modeli.

Şekil 4.2 Mekanik zorlanmaya maruz kalan toroidsel nüve.

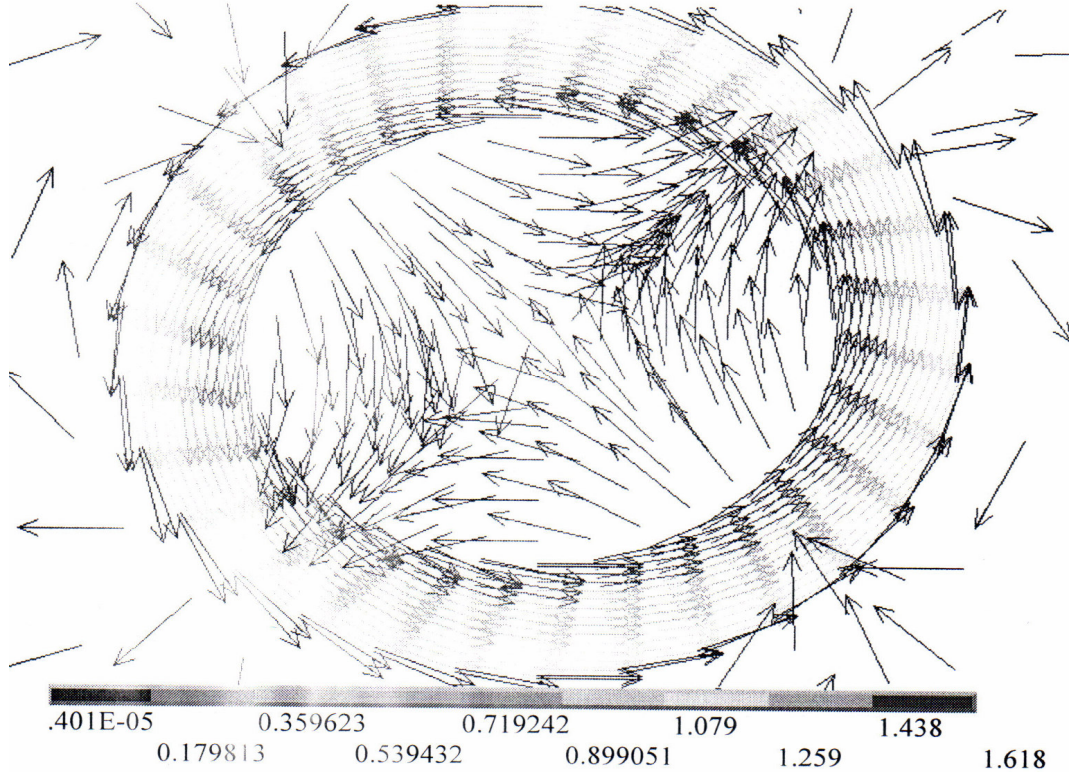


c. Toroidin üzerindeki manyetik akı yoğunluğun dağılımı.

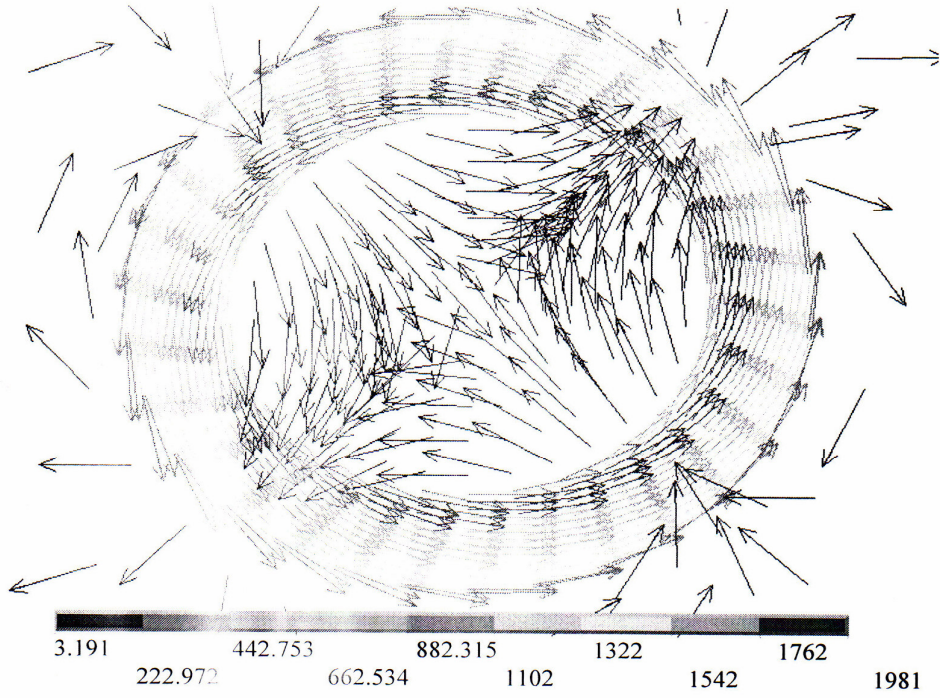


d. Toroid üzerindeki manyetik alan şiddeti.

Şekil 4.2 (devam ediyor).

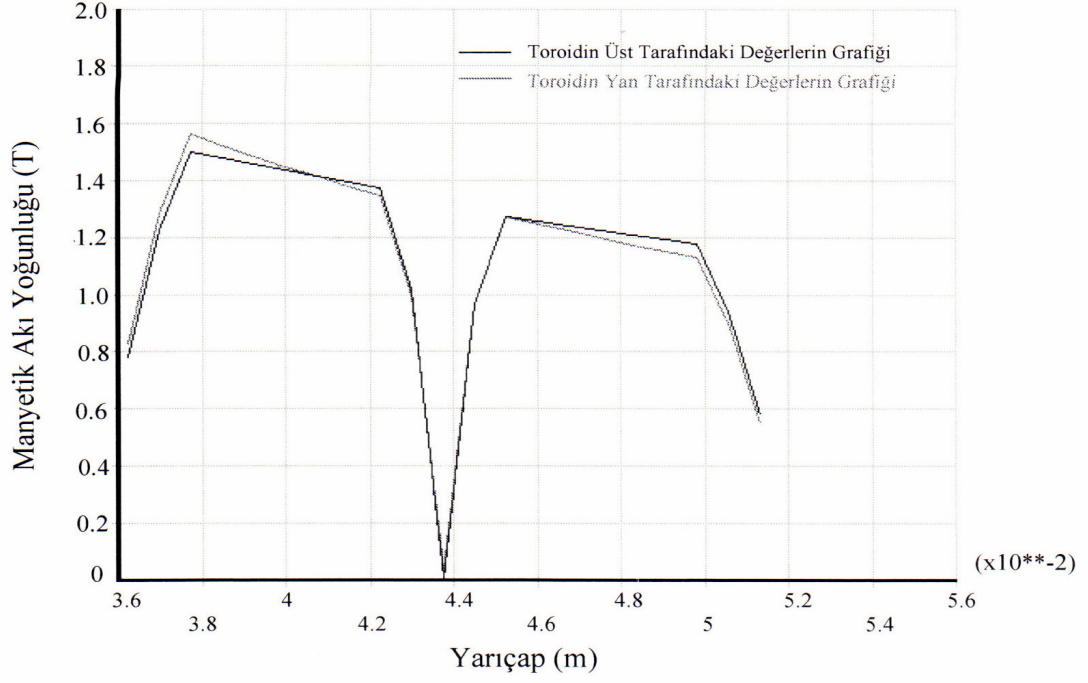


e. Toroid üzerindeki manyetik akı yoğunluğunun izlediği yön.

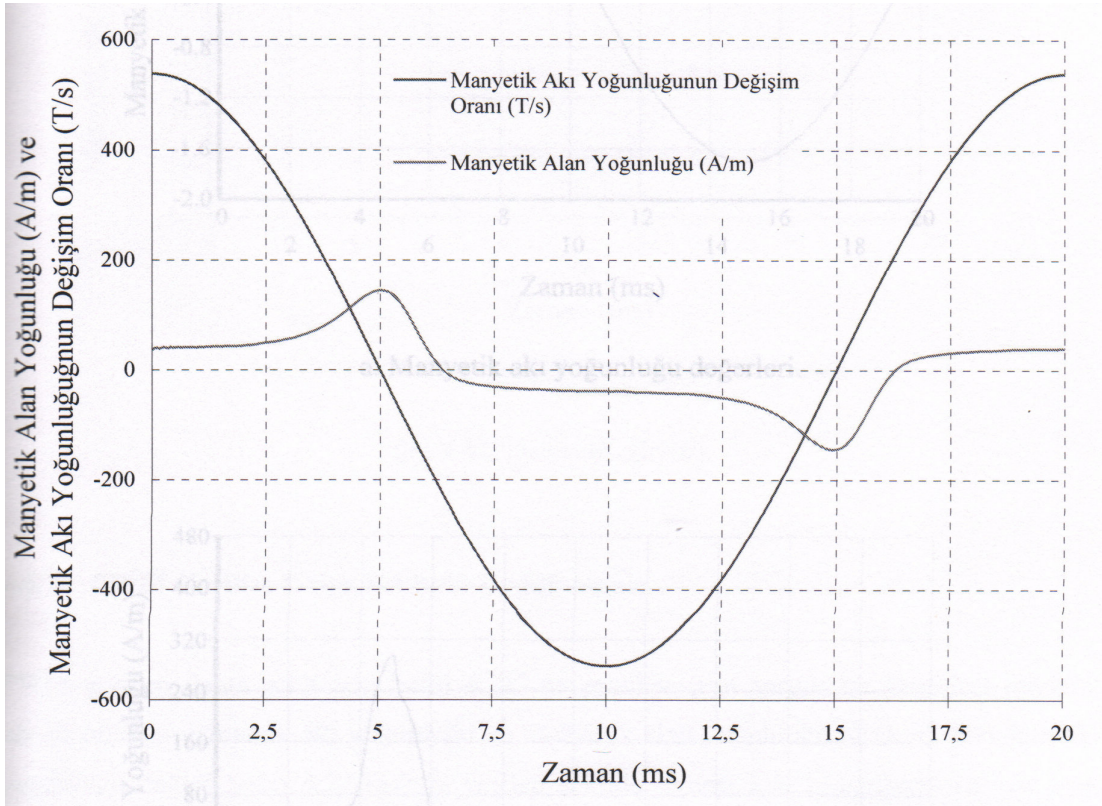


f. Toroid üzerindeki manyetik alan şiddetinin yönü.

Şekil 4.2 (devam ediyor).



g. Manyetik akı yoğunluğunun değişimi.

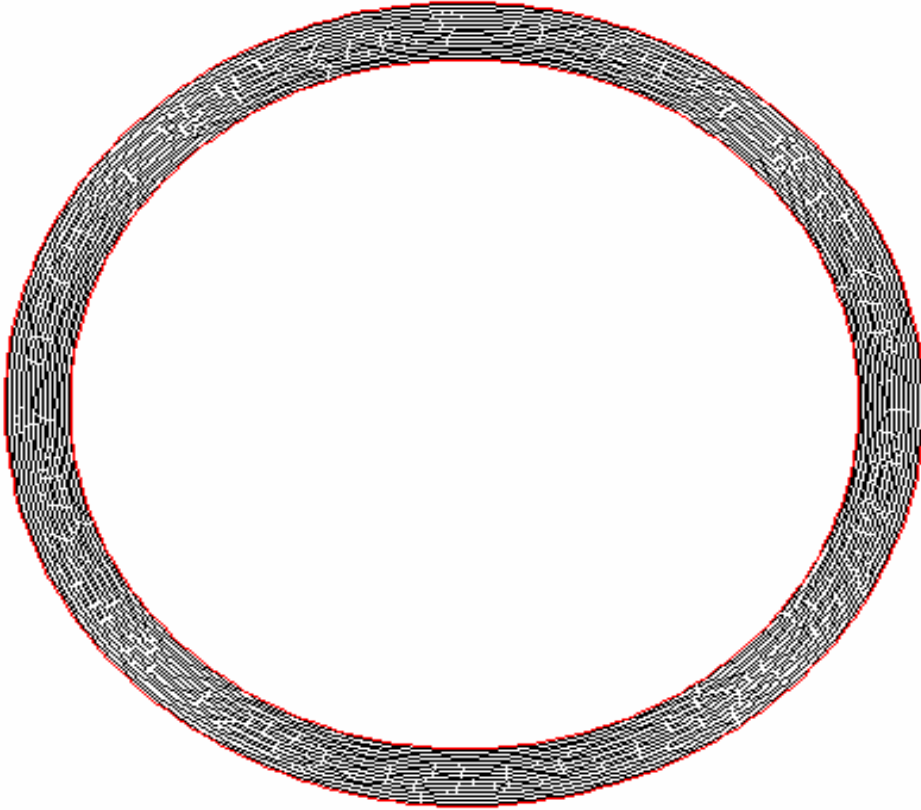


h. Manyetik akı yoğunluğu değerleri.

Şekil 4.2 (devam ediyor).

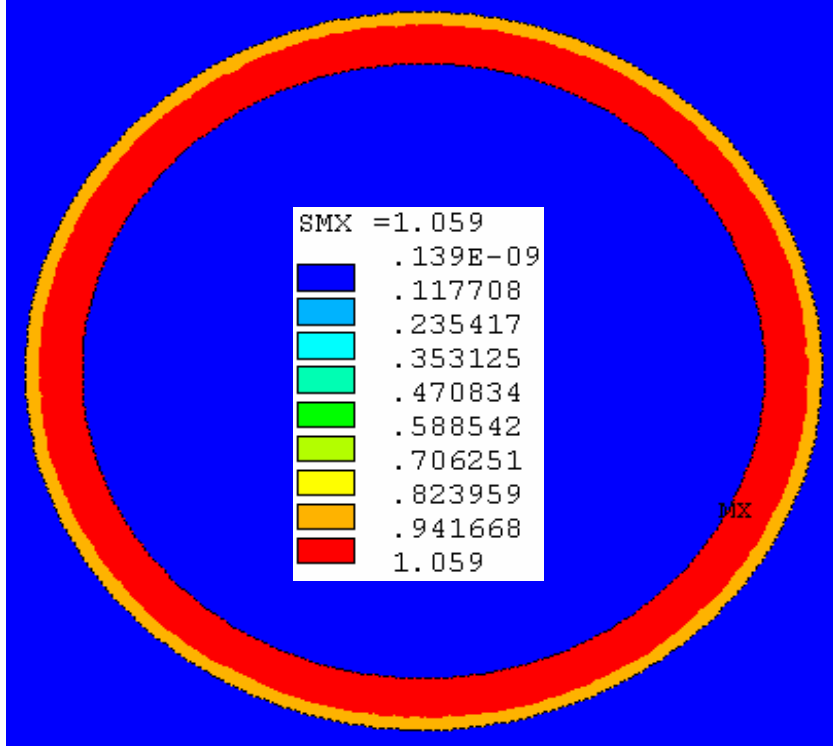
### 4.1.3 Akı Yoğunluğu Değişimlerine Maruz Kalan Toroid

Akı yoğunluğundaki farklı iki değer için malzemede meydana gelen değişimler gösterildi. İlk alışmada Şekil 4.3' de 850 olan akı yoğunluğu değeri, ikinci çalışmada Şekil 4.4' de 1000 olarak alındı. Malzemelerde meydana gelen değişimler incelendi ve karşılaştırmalar yapıldı. Bunların neticesinde oluşan manyetik alan şiddeti ve manyetik akı yoğunluğu grafikleri gösterildi. Akı dağılımları ve vektörel dağılımları da gösterildi.

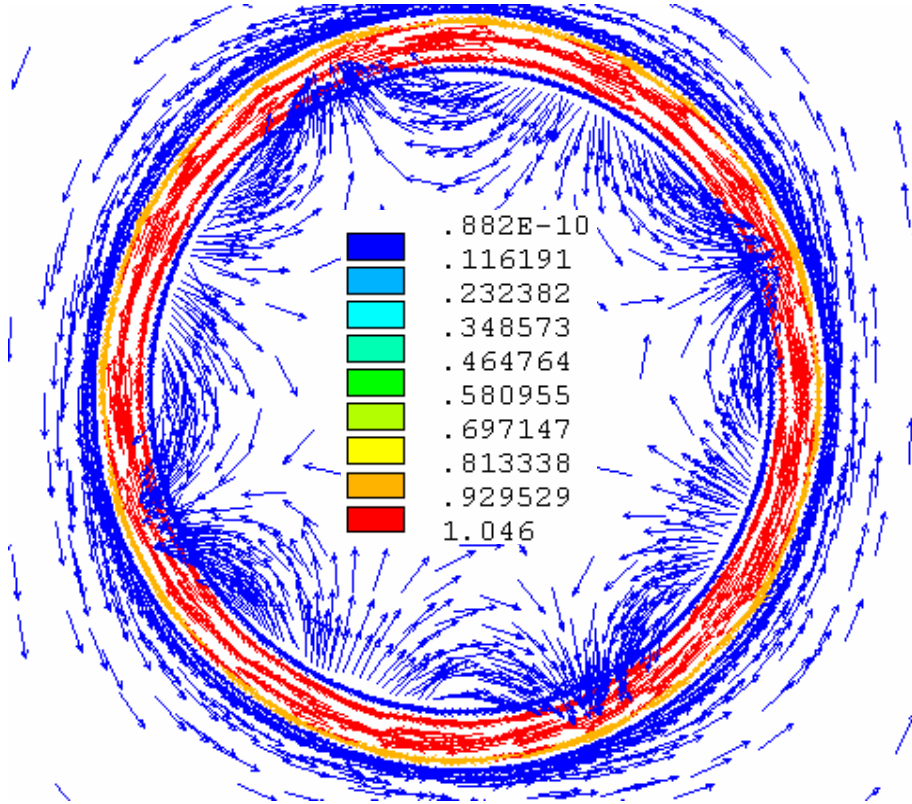


a. Toroidin manyetik akı dağılımı.

Şekil 4.3 Akı yoğunluğu değişimlerine maruz kalan toroid.

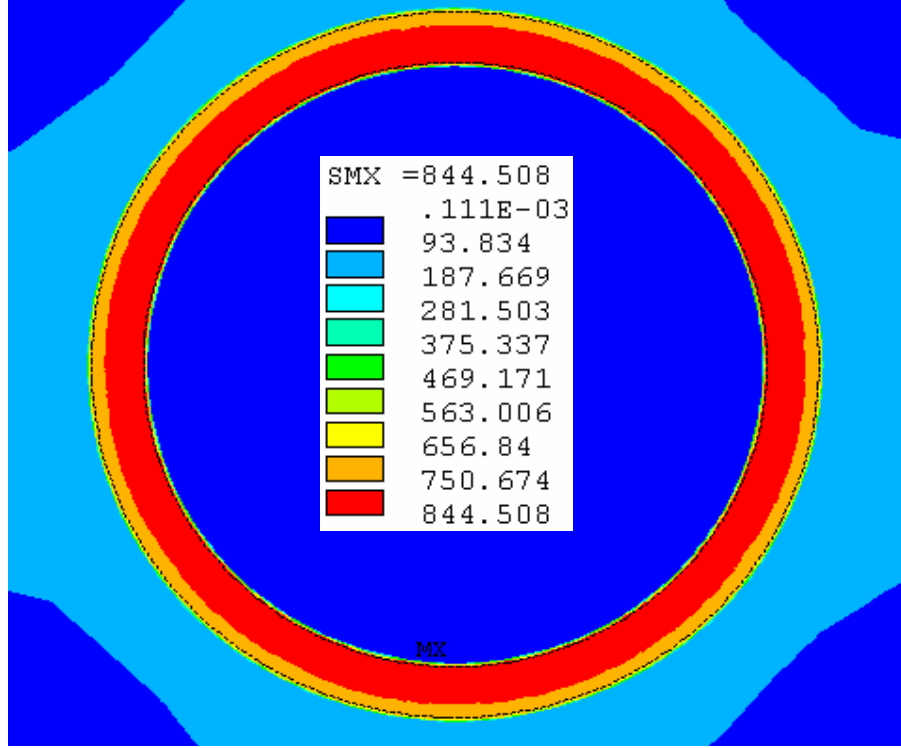


b. Toroidin manyetik akı yoğunluğu.

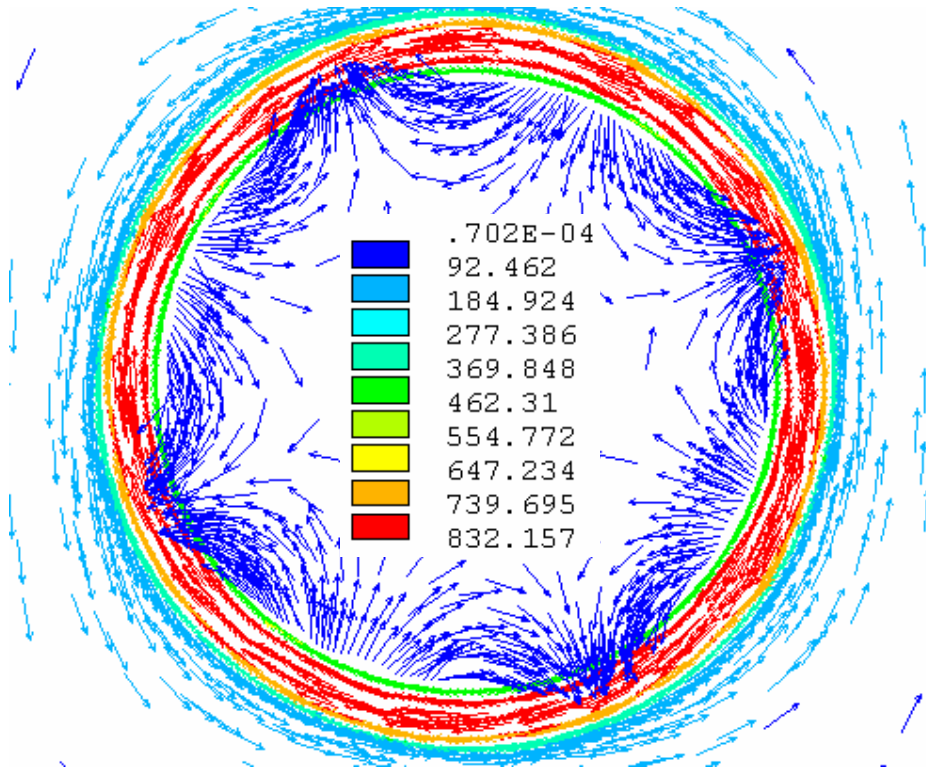


c. Toroidin manyetik akı yoğunluğu vektörel gösterimi.

Şekil 4.3 (devam ediyor).

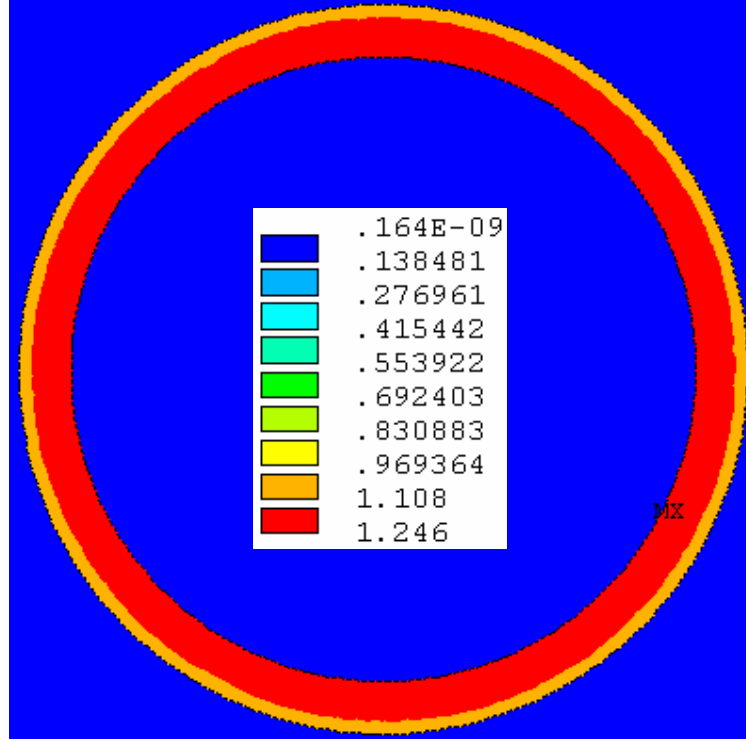


d. Toroidin manyetik alan şiddeti.

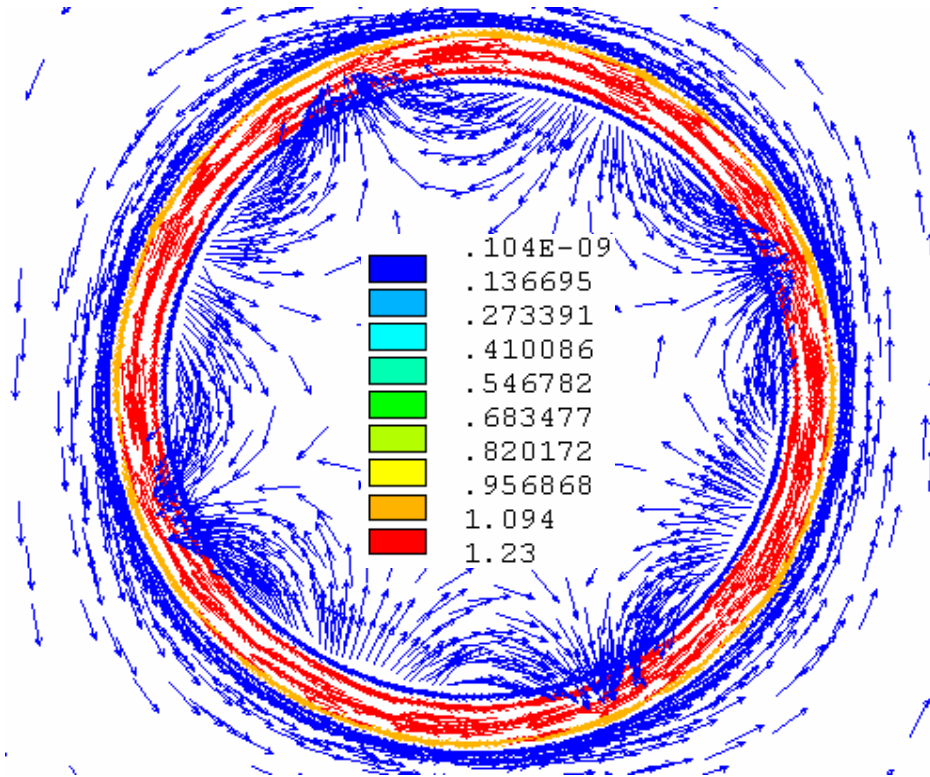


e. Toroidin manyetik alan şiddeti vektörel gösterimi.

Şekil 4.3 (devam ediyor).

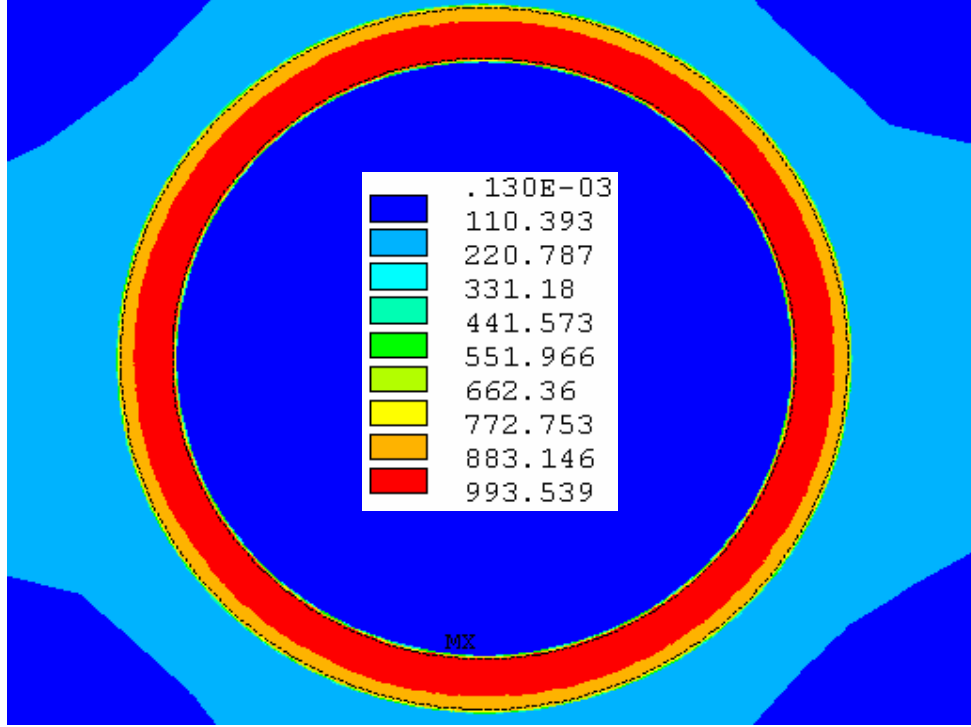


a. Toroidin manyetik akı yoğunluğu.

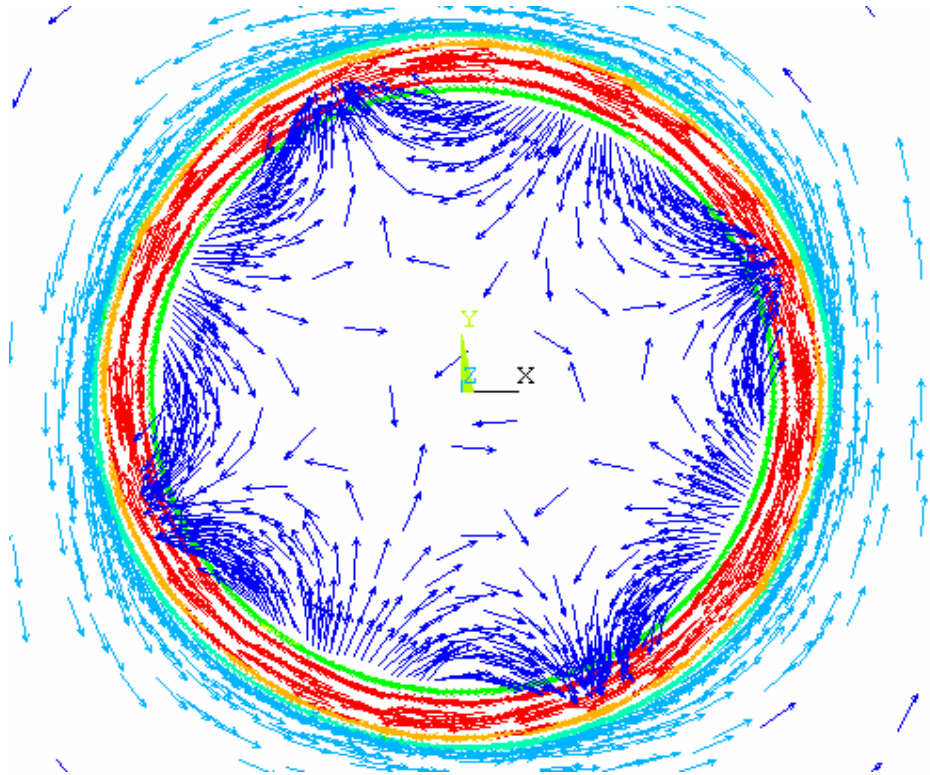


b. Toroidin manyetik akı yoğunluğu vektörel gösterimi.

Şekil 4.4 Toroidin manyetik akı yoğunluğu.



c. Toroidin manyetik alan şiddeti.

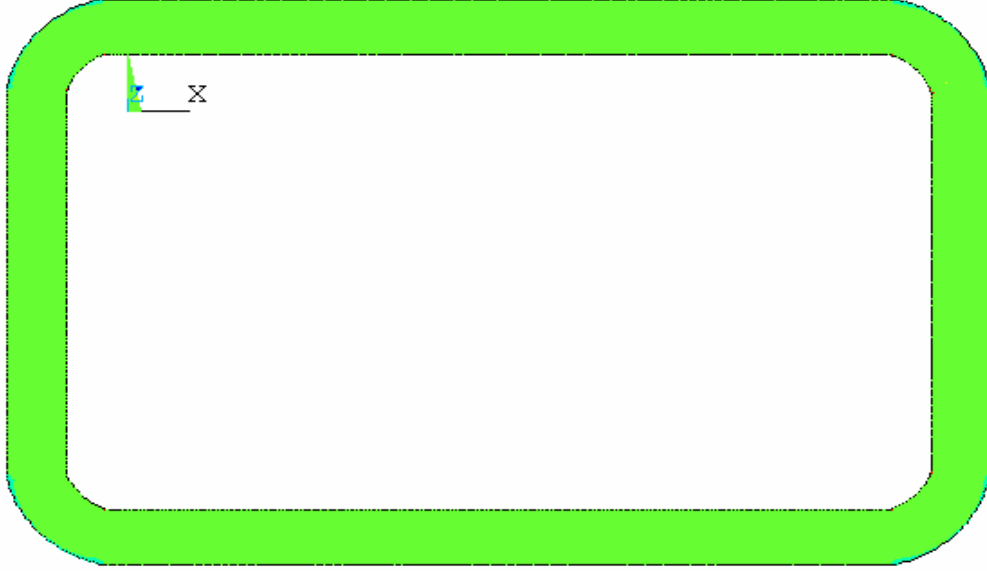


d. Toroidin manyetik alan şiddeti vektörel dağılımı.

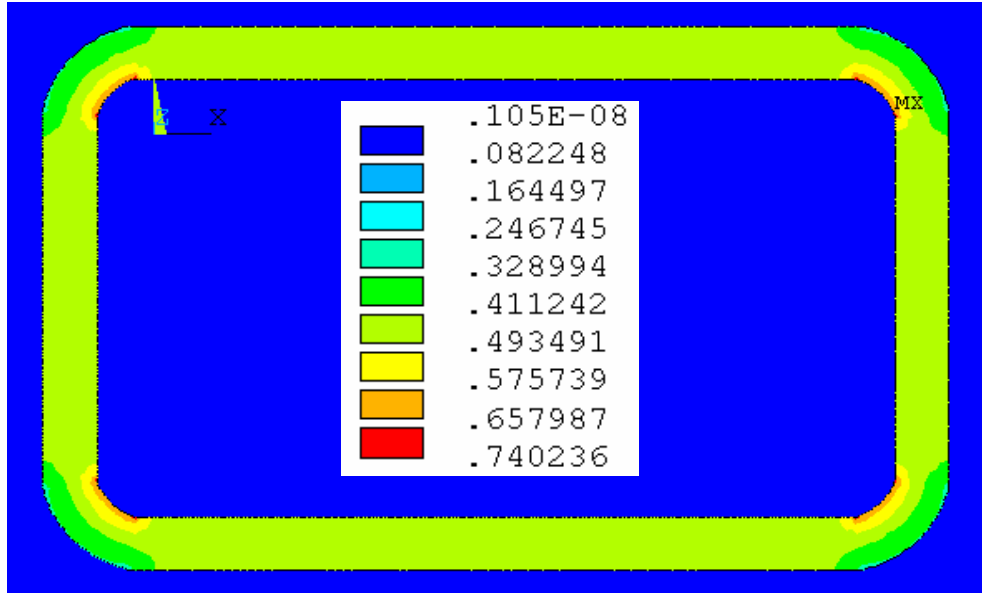
Şekil 4.4 (devam ediyor).

## 4.2 DİKDÖRTGENSEL NÜVE

Toroidsel nüveyle aynı özelliklere sahip fakat şekil olarak değişik olan iki nüve yapısı üzerinde Şekil 4.5 ve Şekil 4.6 da çalışma yapıldı. Sonrasında farklı iki  $\mu$  değeri için incelendi. Şekil 4.7' de  $\mu = 3000$  için, Şekil 4.8' de  $\mu = 5000$  için nüvenin yapısındaki değişimler gösterildi. Yapılan çalışmalar sonucunda aynı şekilde manyetik akı yoğunluğu ve manyetik alan şiddeti ve de bunların vektörel dağılımlarını gösterildi.

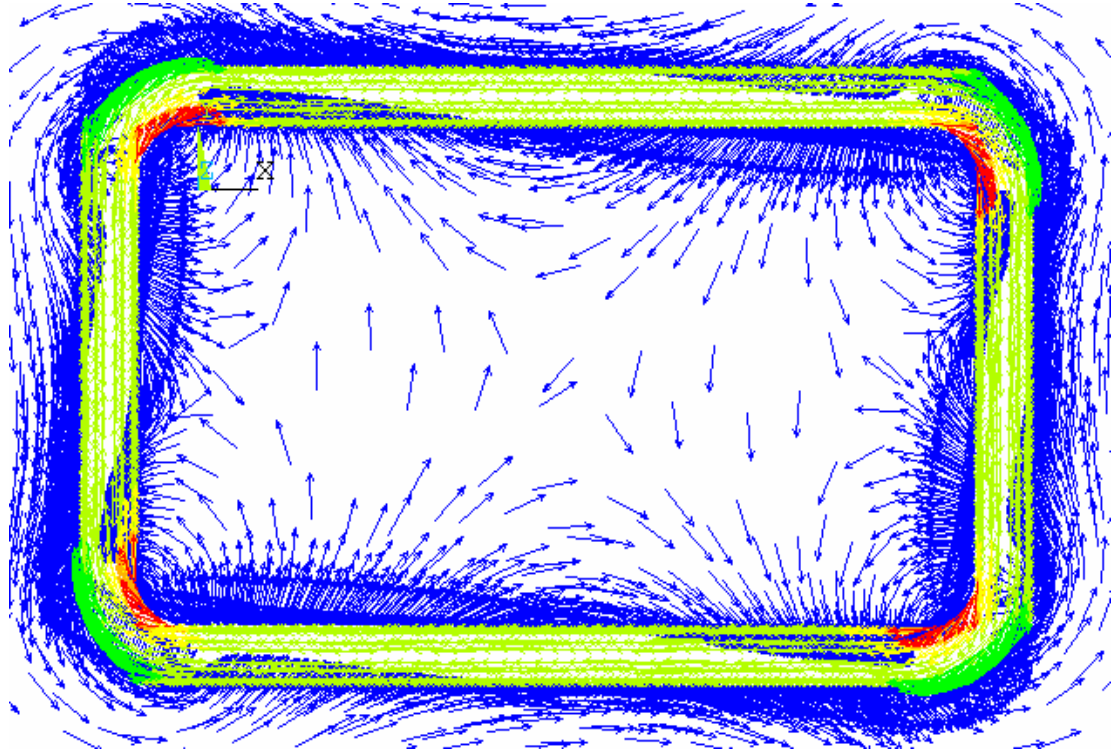


a. Çalışılan geometri.

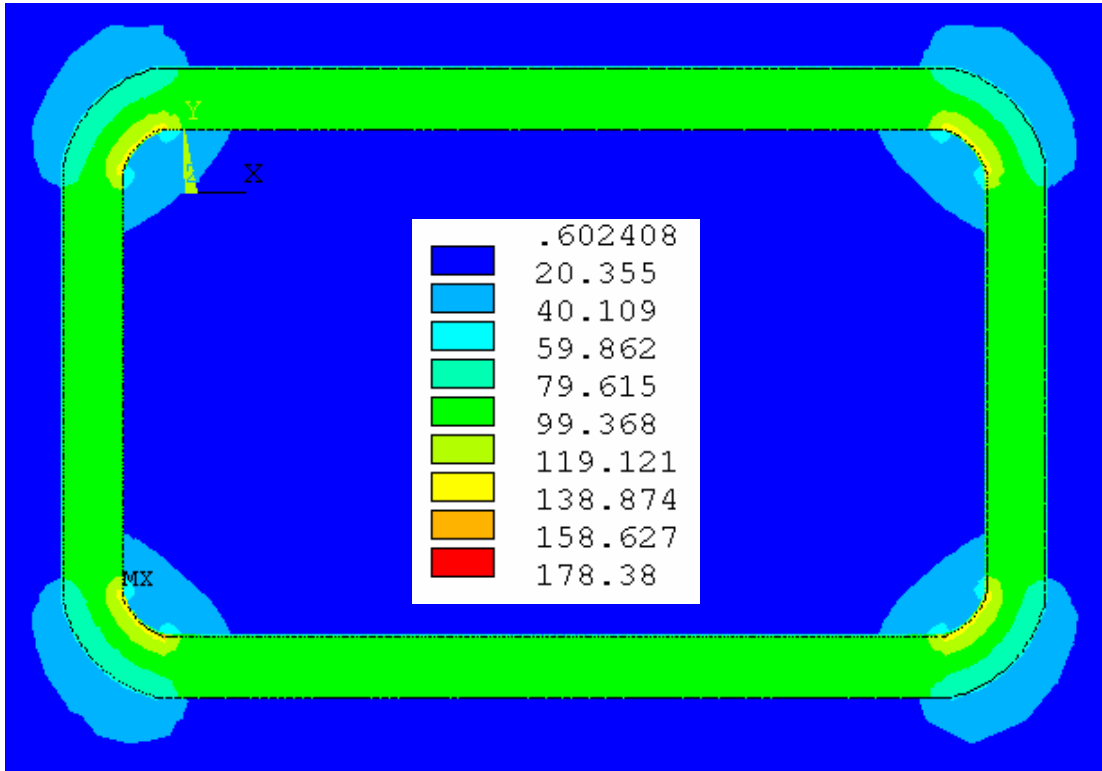


b. Nüvenin manyetik akı yoğunluğu.

Şekil 4.5 Dikdörtgen sel nüve.

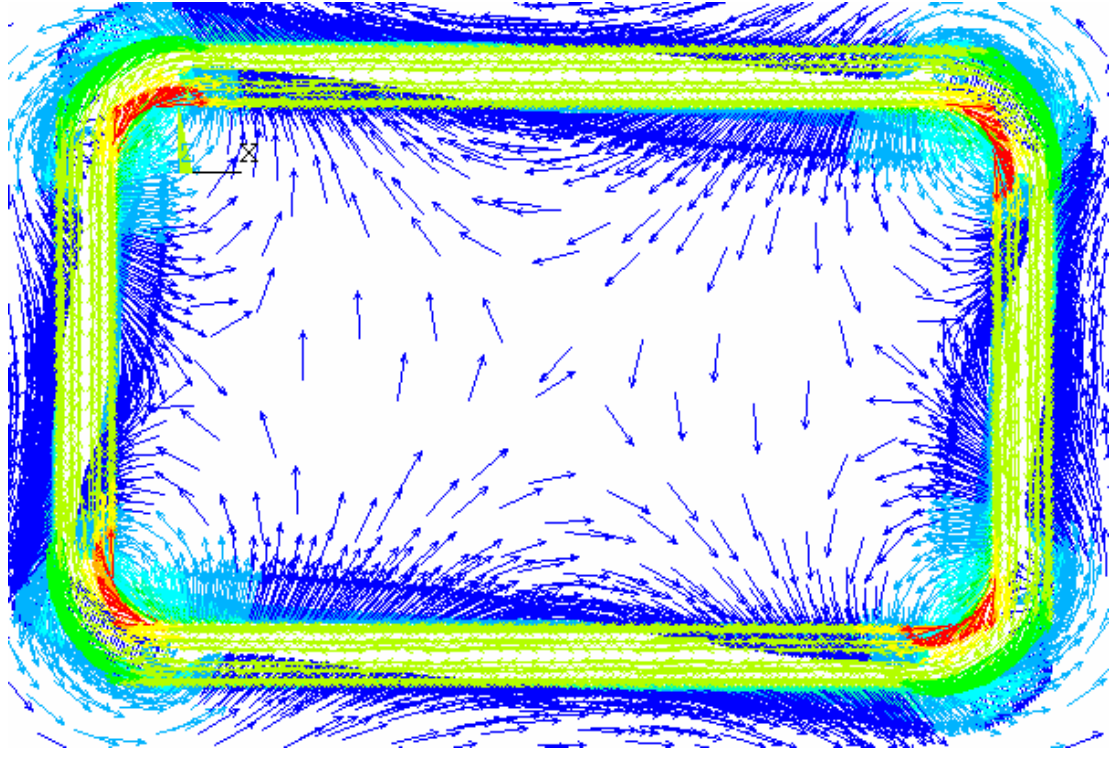


c. Nüvenin manyetik akı yoğunluğu vektörel gösterimi.



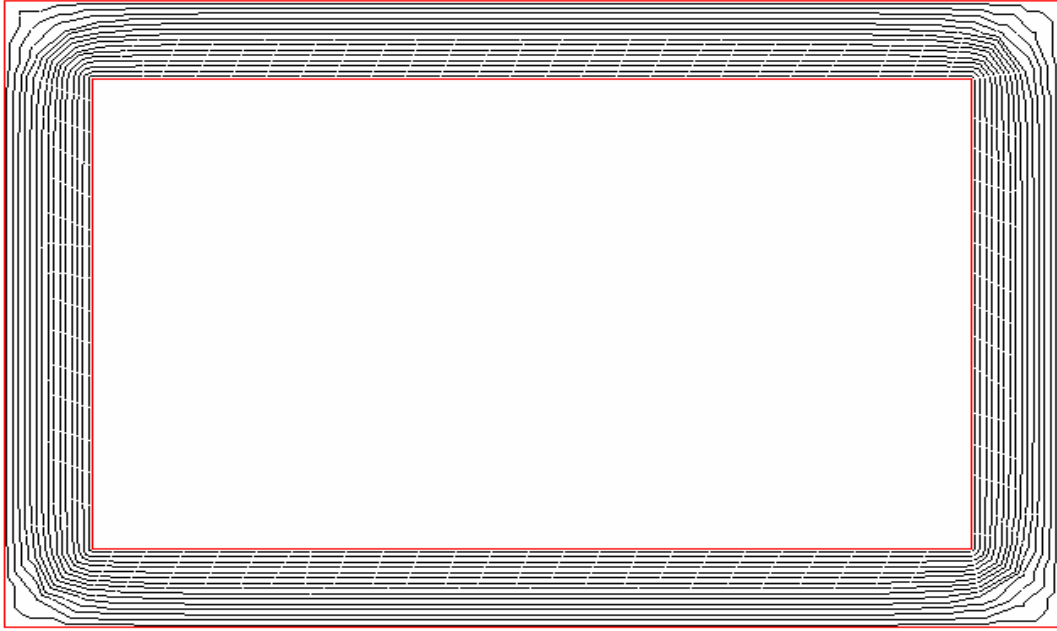
d. Nüvenin manyetik alan şiddeti.

Şekil 4.5 (devam ediyor).



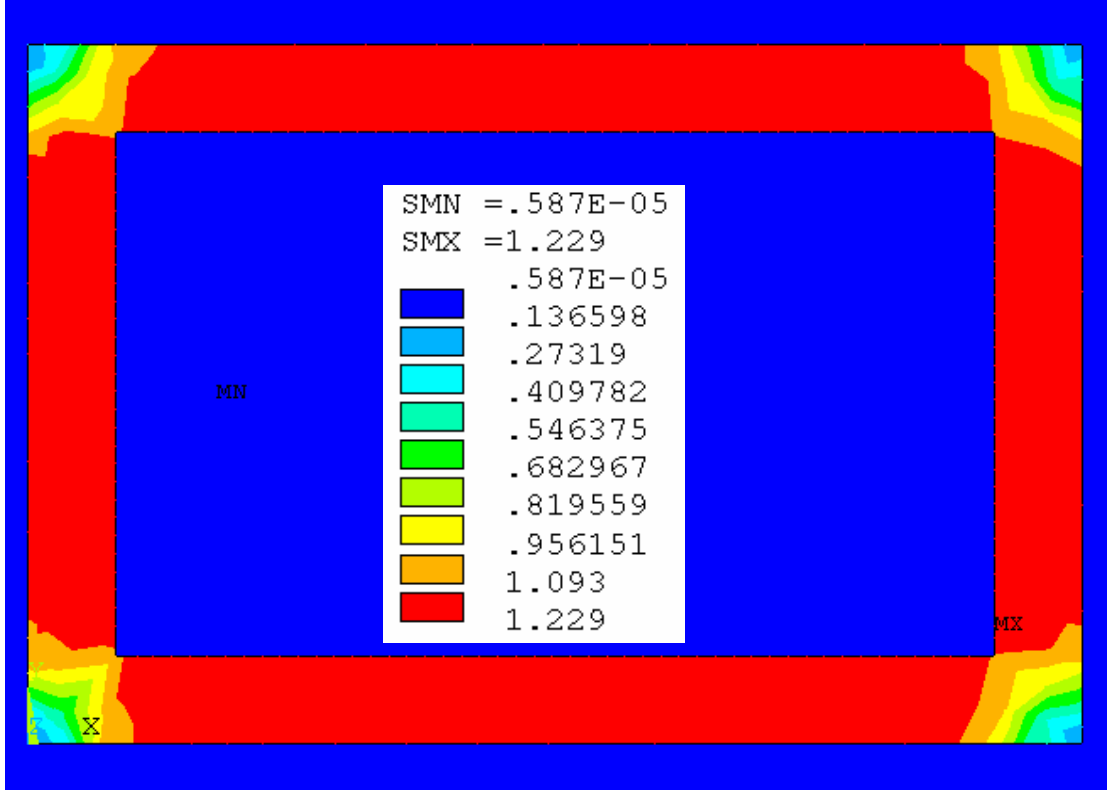
e. Nüvenin manyetik alan şiddetinin vektörel dağılımı.

Şekil 4.5 (devam ediyor).

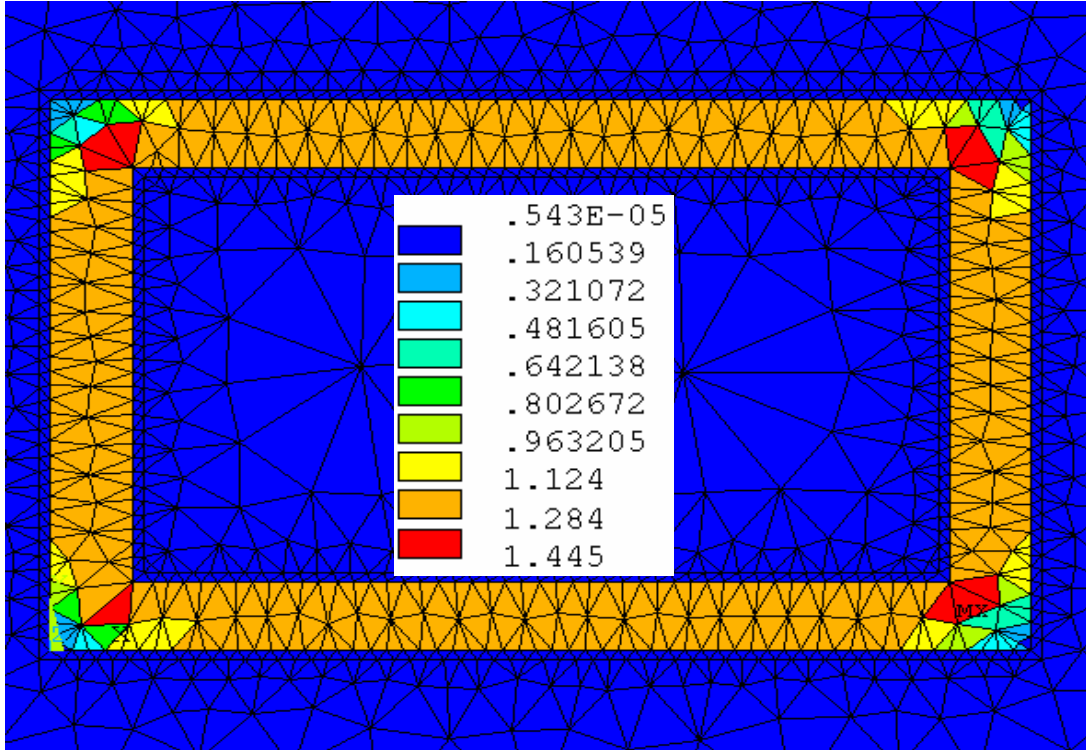


a. Köşeli nüvede akı dağılımı.

Şekil 4.6 Köşeli nüvede akı dağılımı.

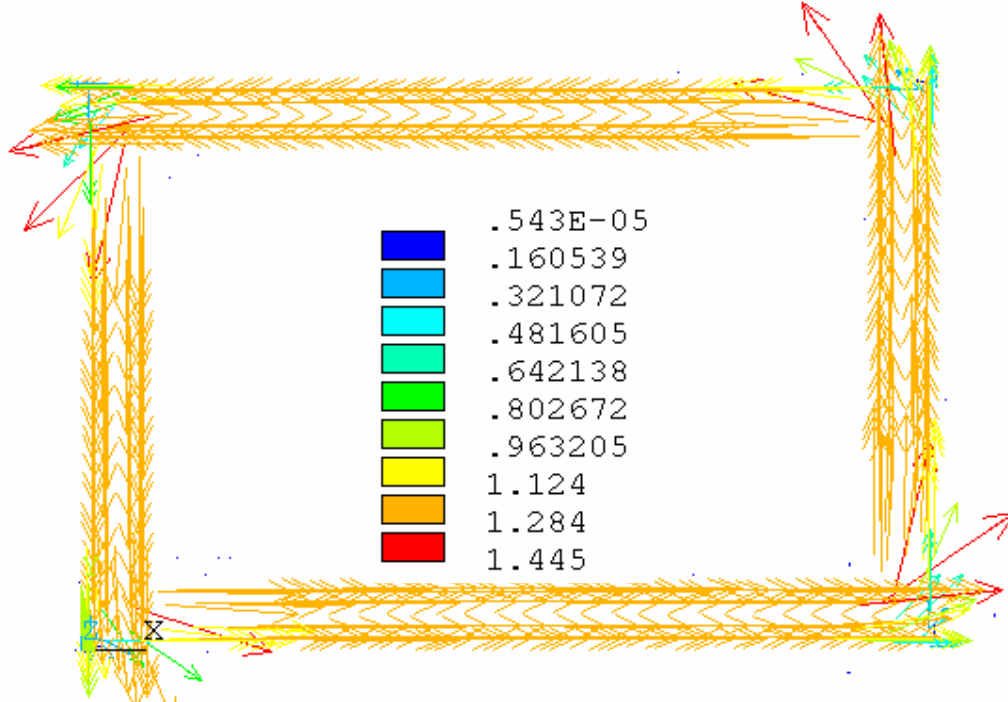


b. Köşeli nüvenin manyetik akı yoğunluğu.

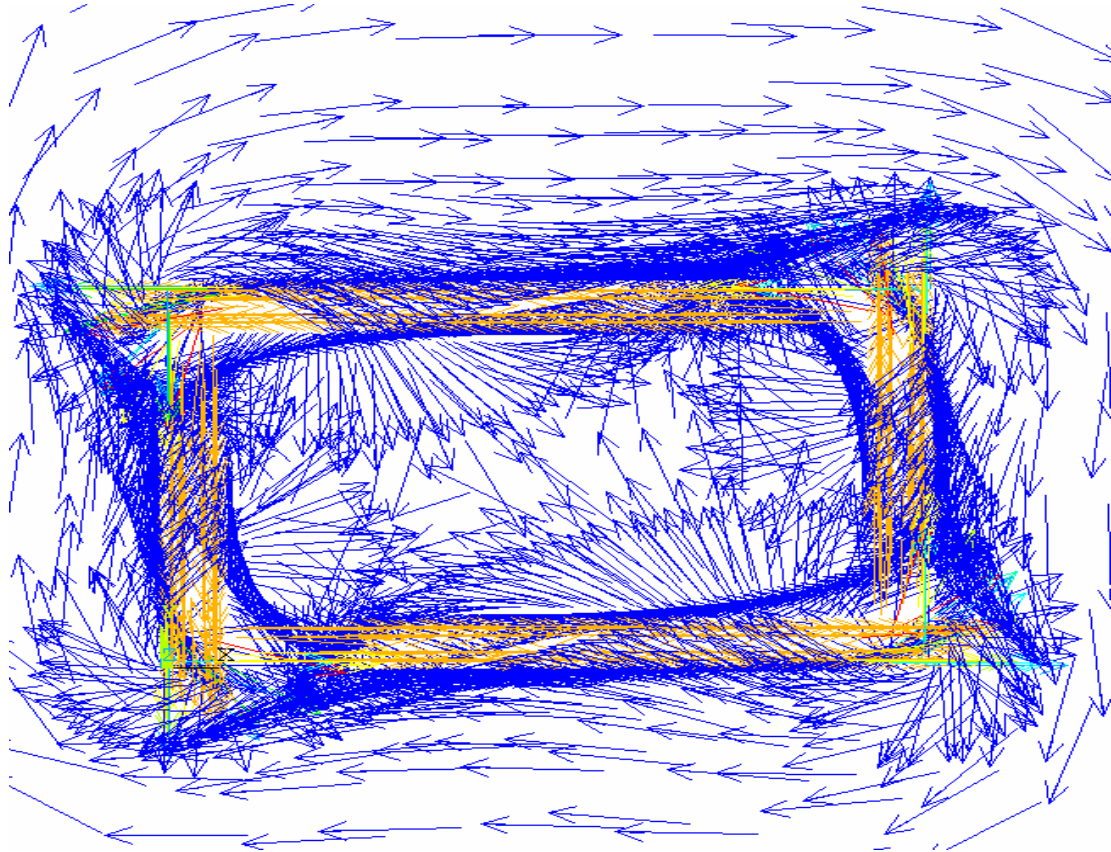


c. Köşeli nüvenin manyetik akı yoğunluğunun element çözümü.

Şekil 4.6 (devam ediyor).

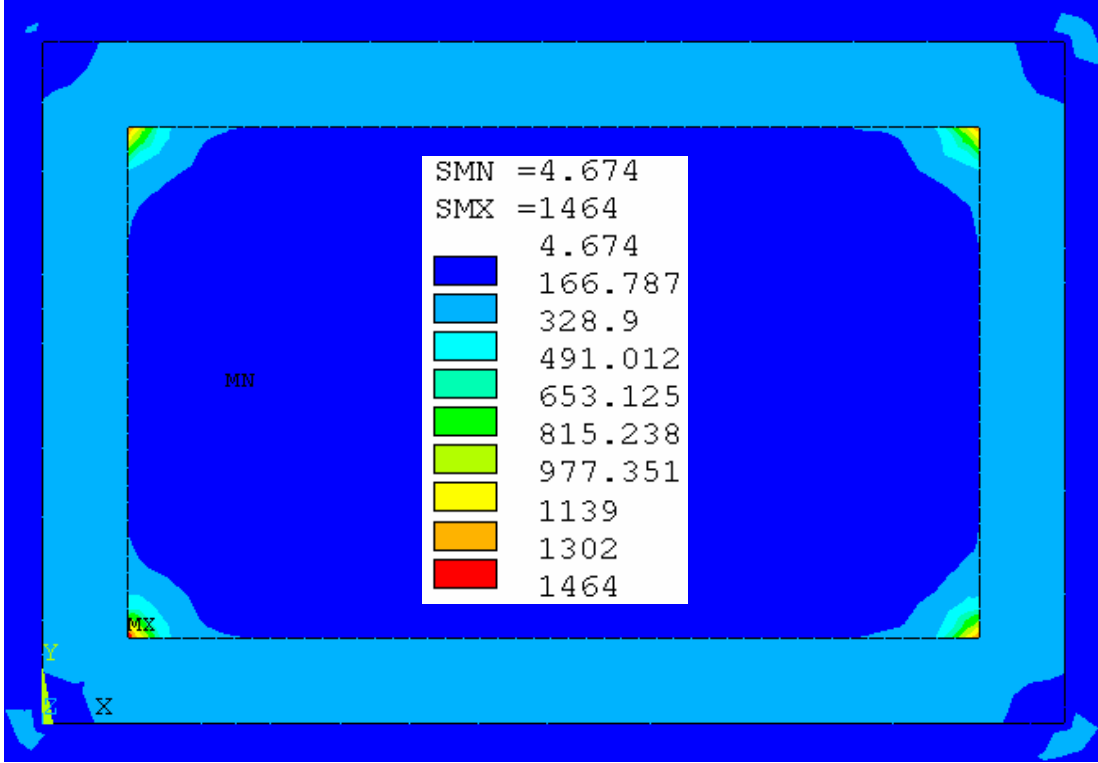


d. Köşeli nüvenin manyetik akı yoğunluğunun vektörel gösterimi.

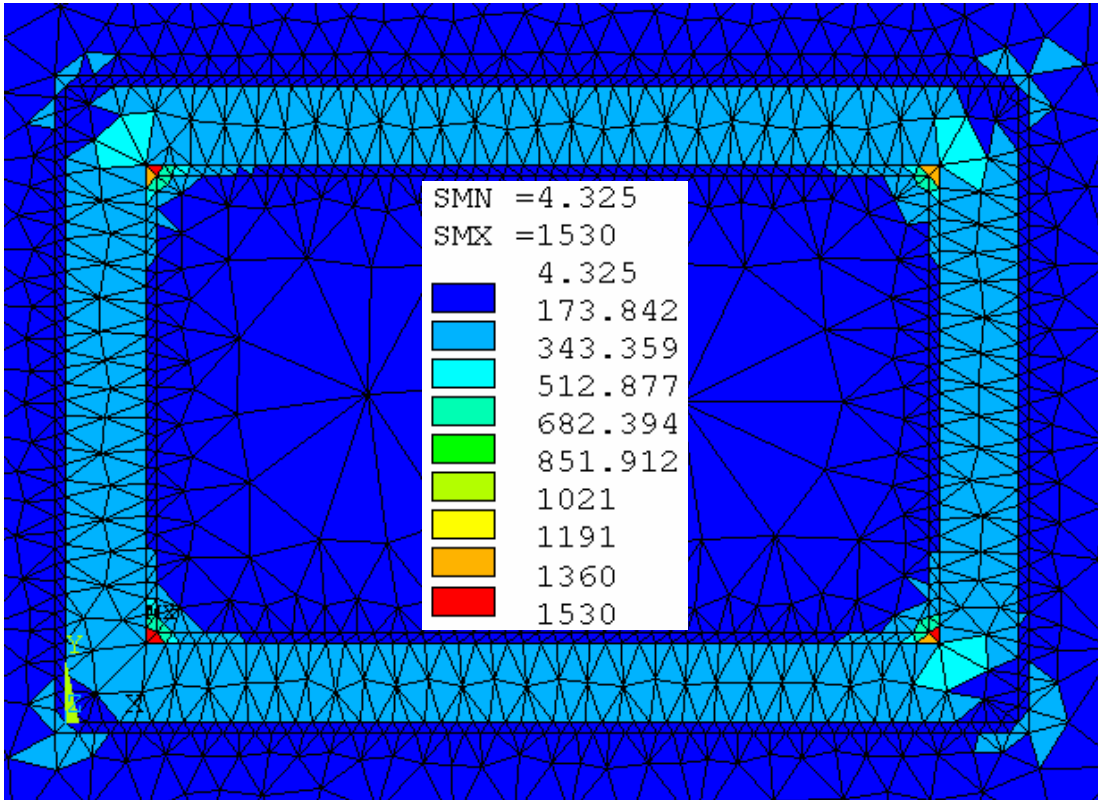


e. Köşeli nüvenin toplam manyetik akı yoğunluğunun vektörel dağılımı.

Şekil 4.6 (devam ediyor).

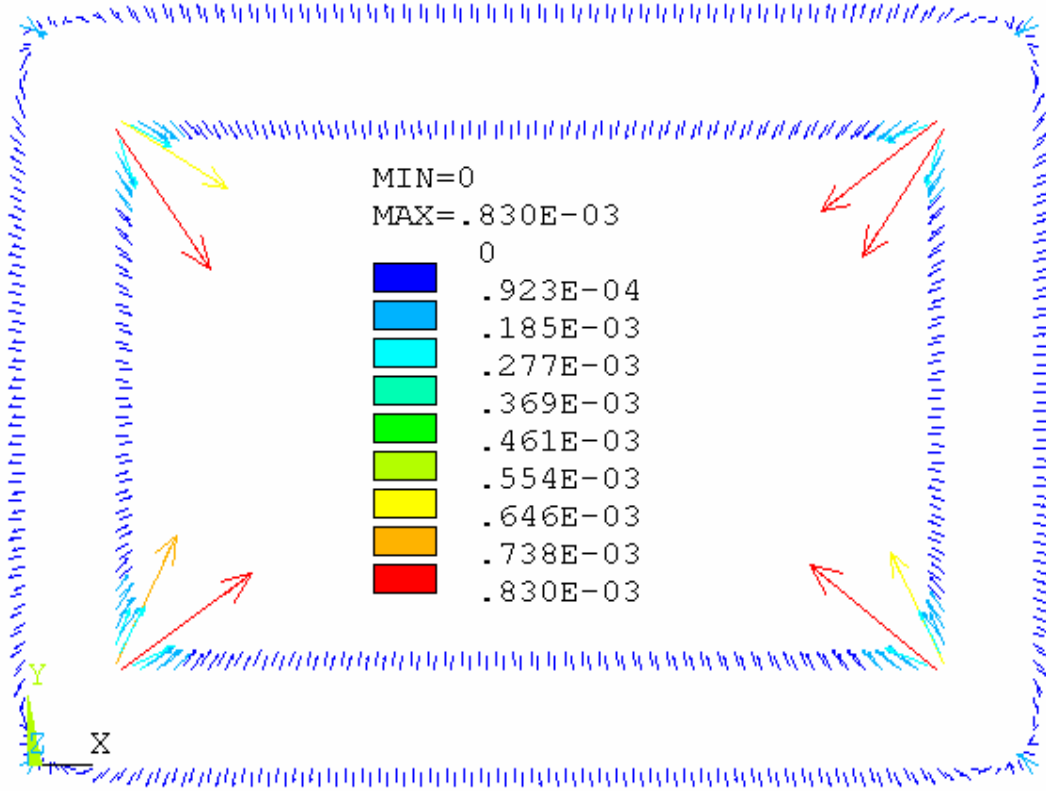


f. Köşeli nüvenin manyetik alan şiddeti.

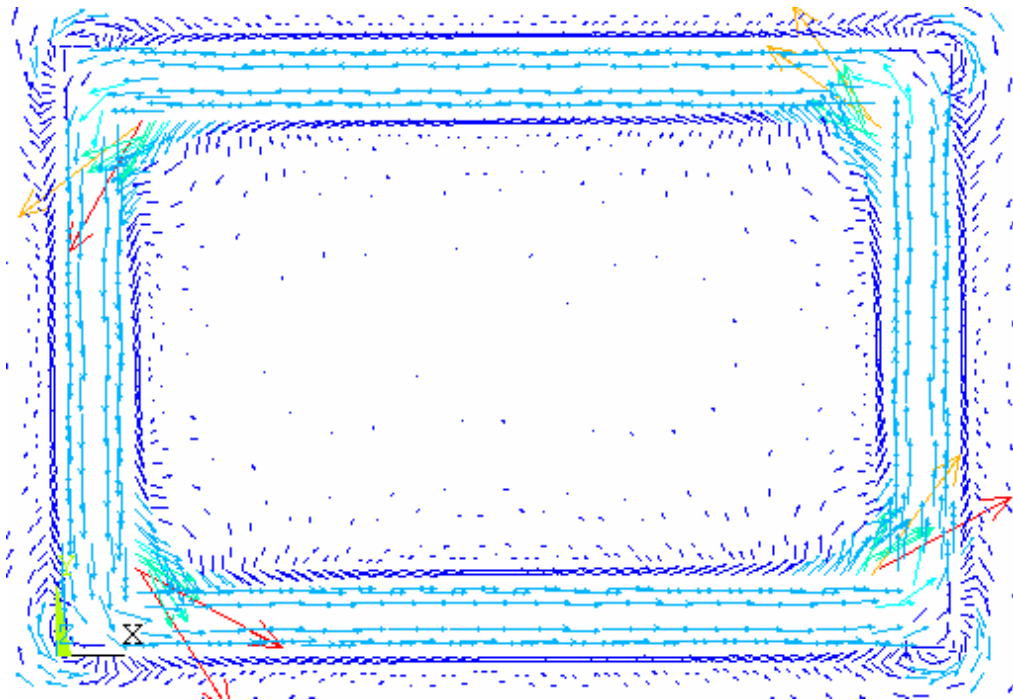


g. Köşeli nüvenin manyetik alan şiddeti element çözümü.

Şekil 4.6 (devam ediyor).

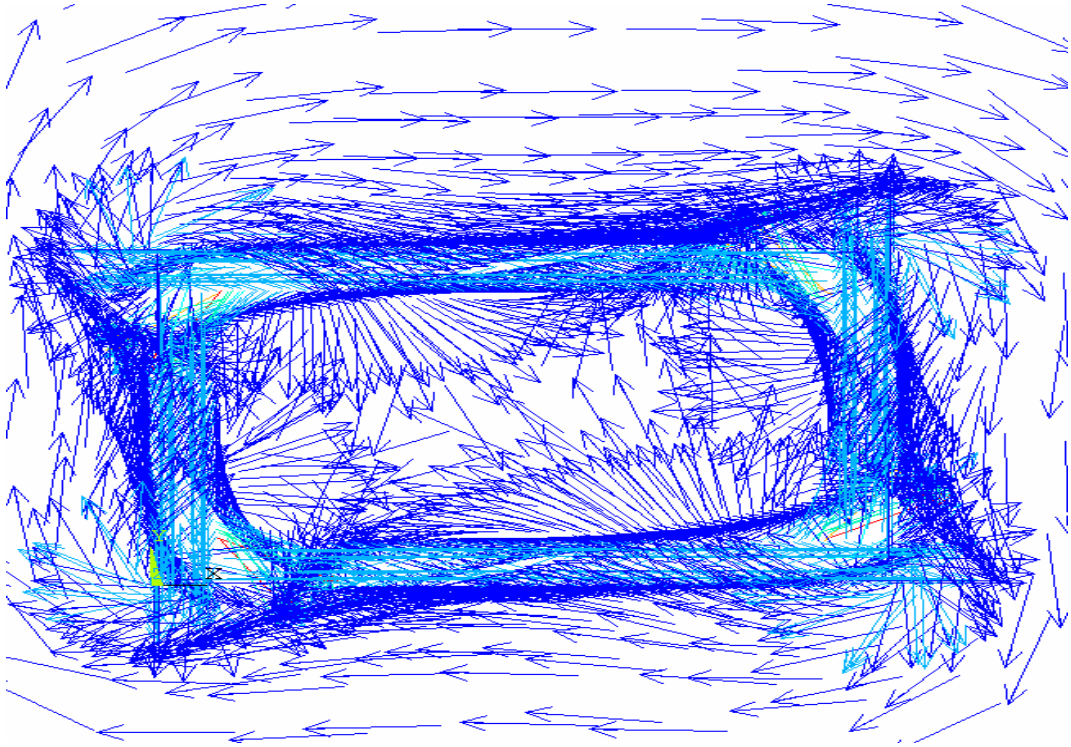


h. Köşeli nüvede manyetik alan şiddetinin vektörel gösterimi.



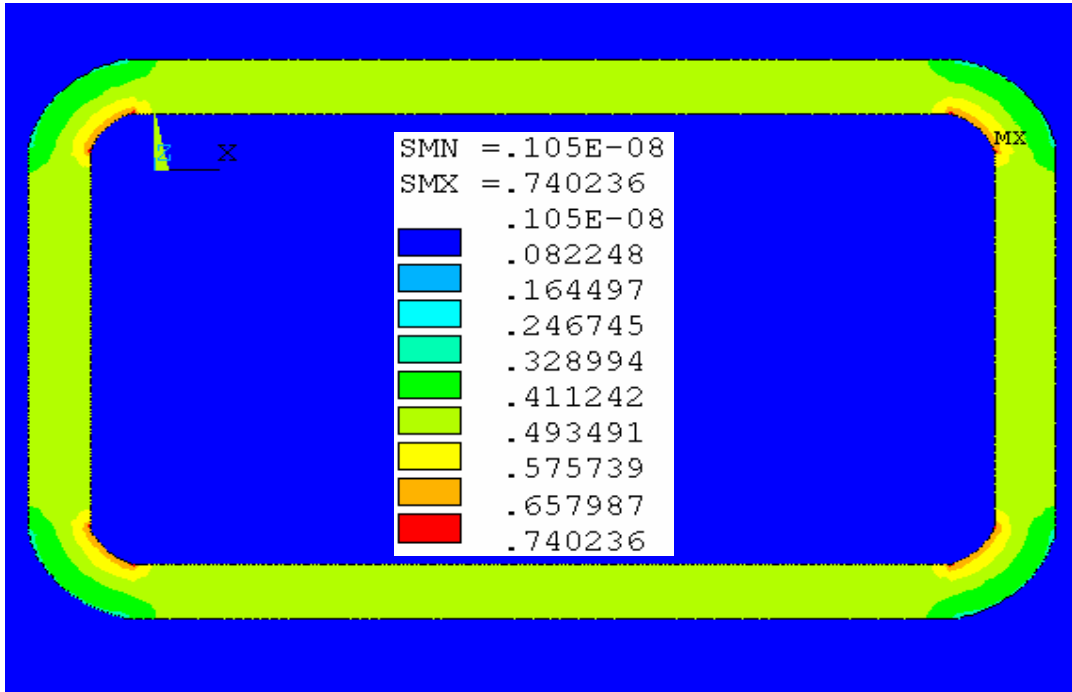
i. Köşeli nüvenin manyetik alan şiddetinin vektörel gösterimi.

Şekil 4.6 (devam ediyor).



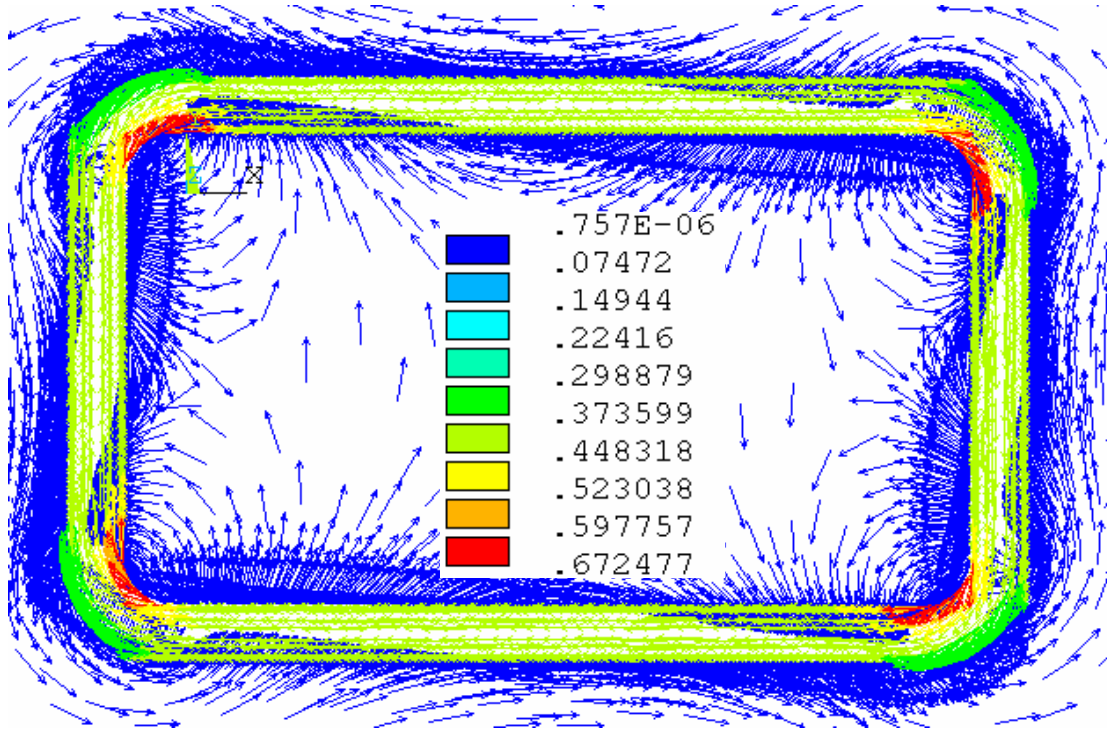
j. Köşeli nüvenin toplam manyetik alan şiddetinin vektörel dağılımı.

Şekil 4.6 (devam ediyor).

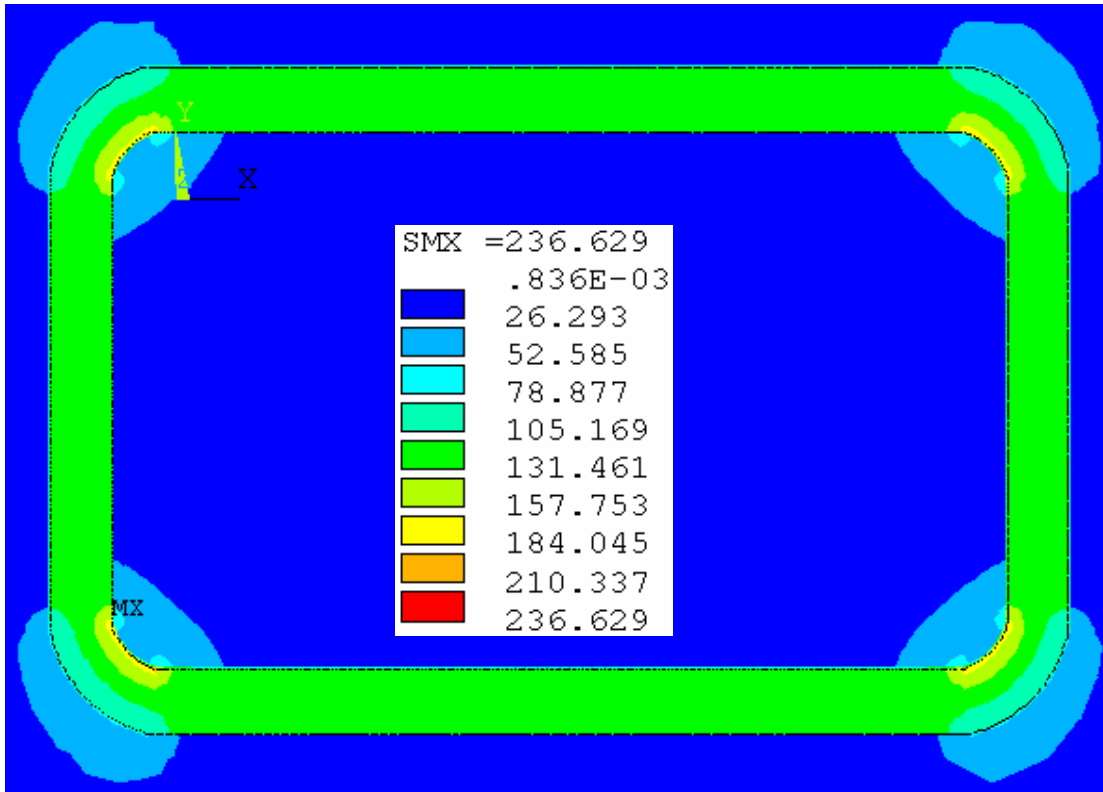


a. Nüvenin manyetik akı yoğunluğu.

Şekil 4.7 Dikdörtgenel Nüvenin manyetik akı yoğunluğu.

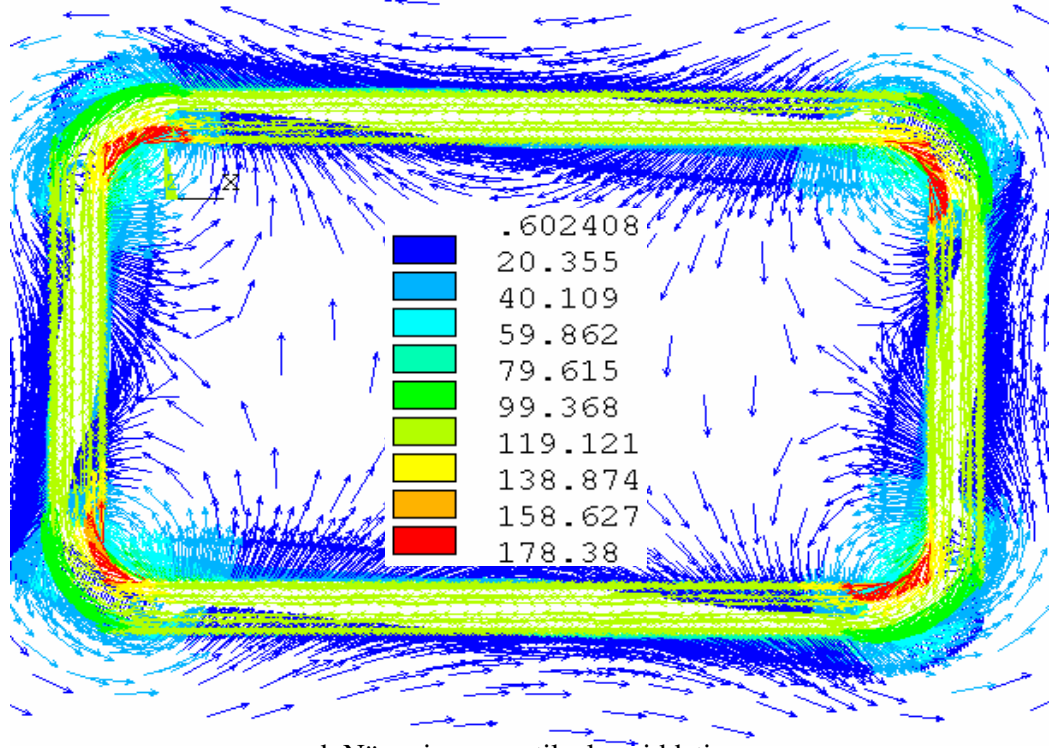


b. Nüvenin manyetik akı yoğunluğu vektörel gösterimi.



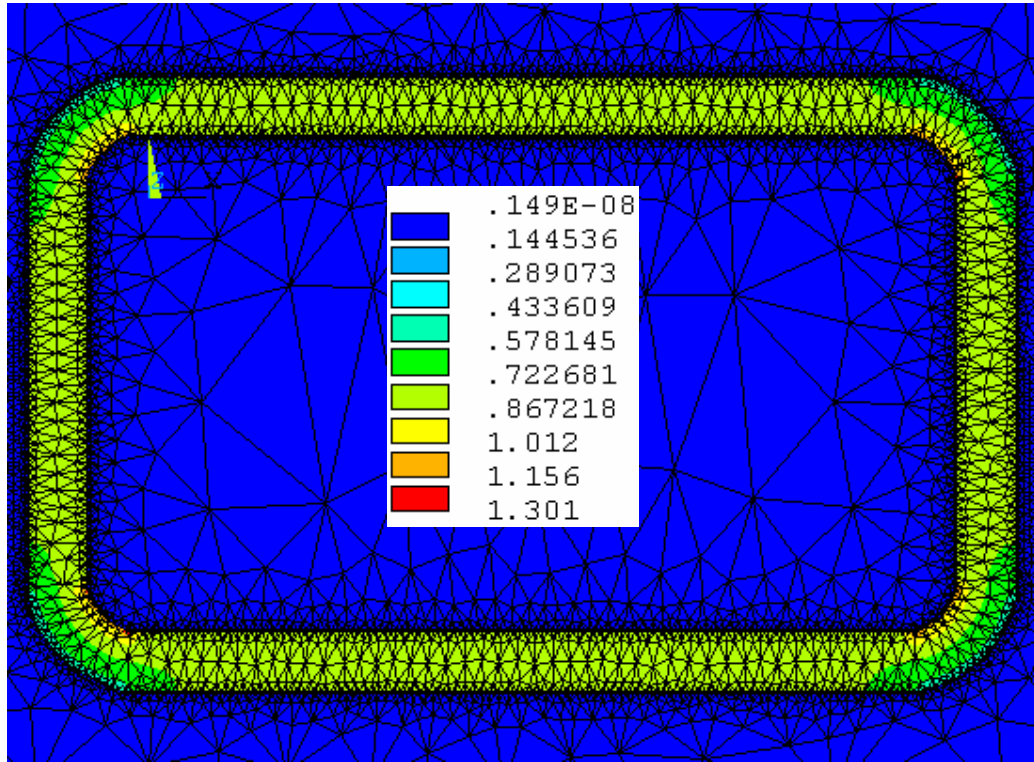
c. Nüvenin manyetik alan şiddeti.

Şekil 4.7 (devam ediyor).



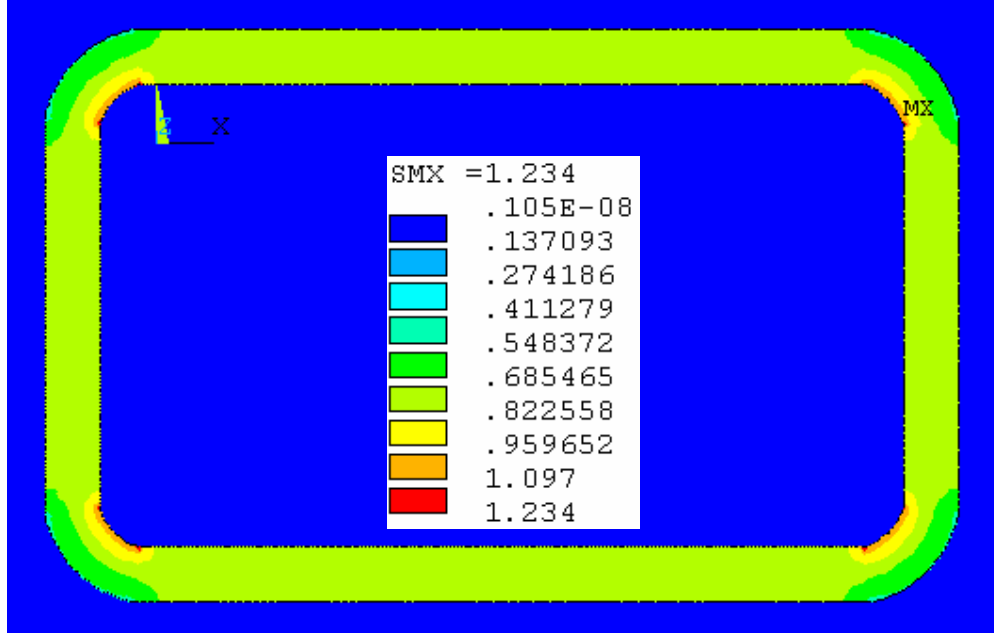
d. Nüvenin manyetik alan şiddeti.

Şekil 4.7 (devam ediyor).

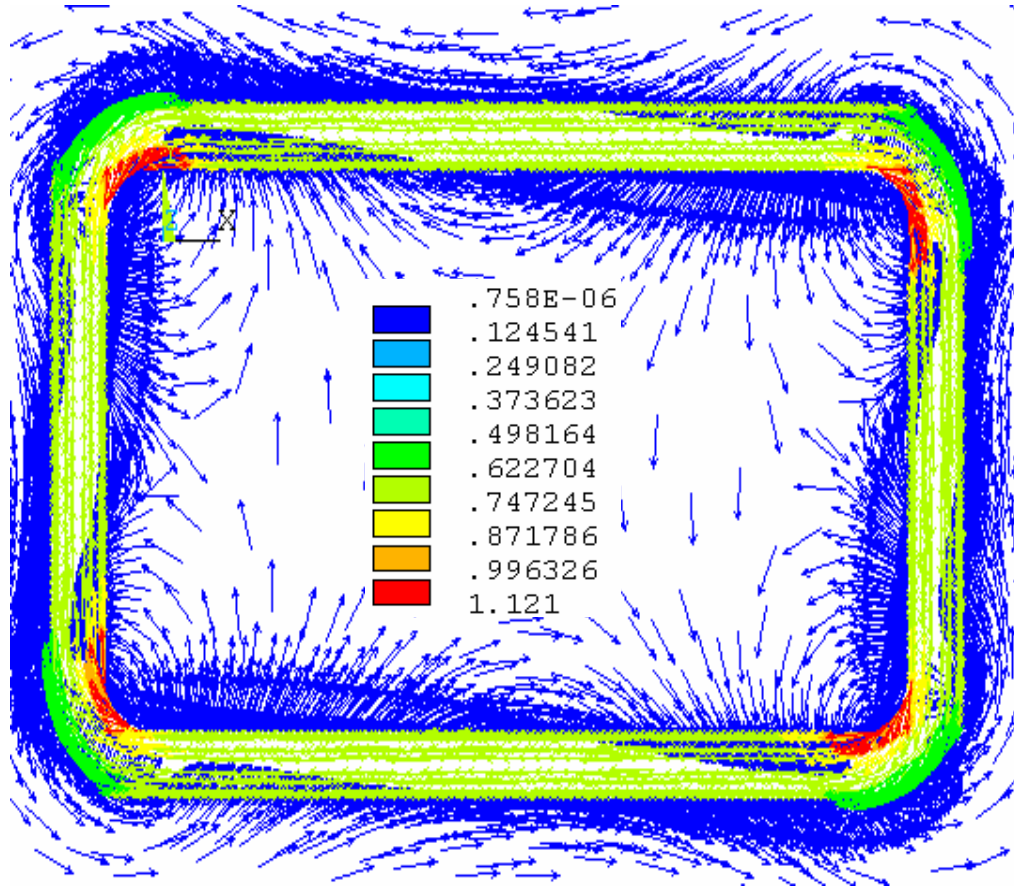


a. Nüvenin manyetik akı yoğunluğu element çözümü.

Şekil 4.8 Dikdörtgensel nüvenin manyetik davranışı.

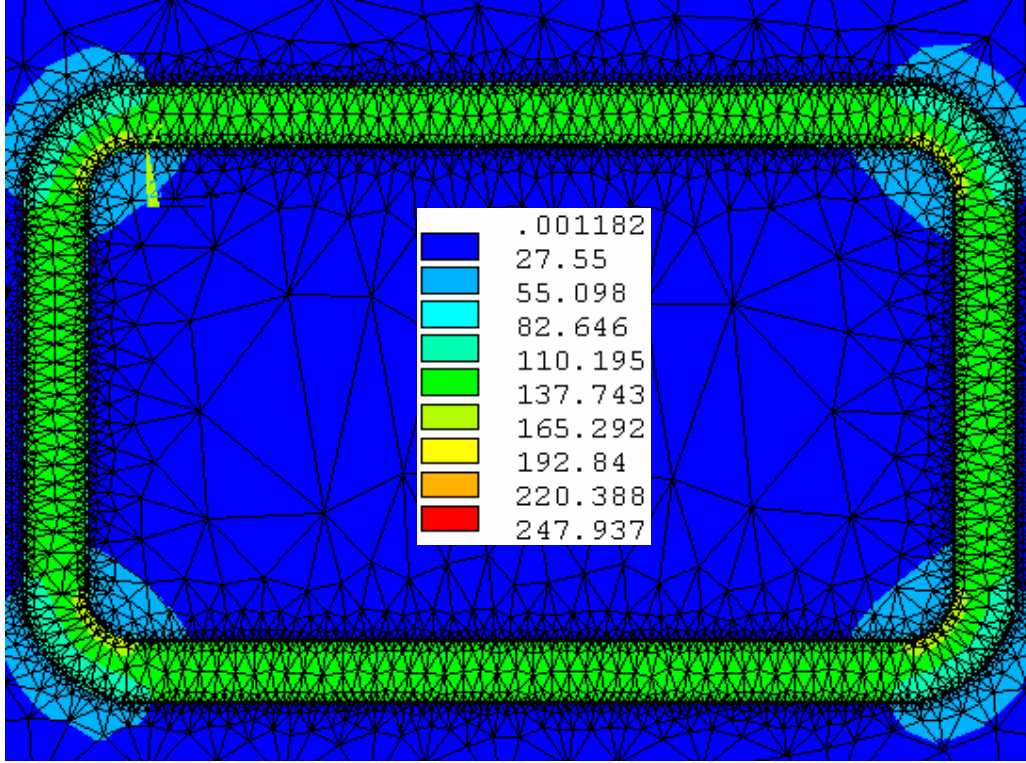


b. Nüvenin manyetik akı yoğunluğu.

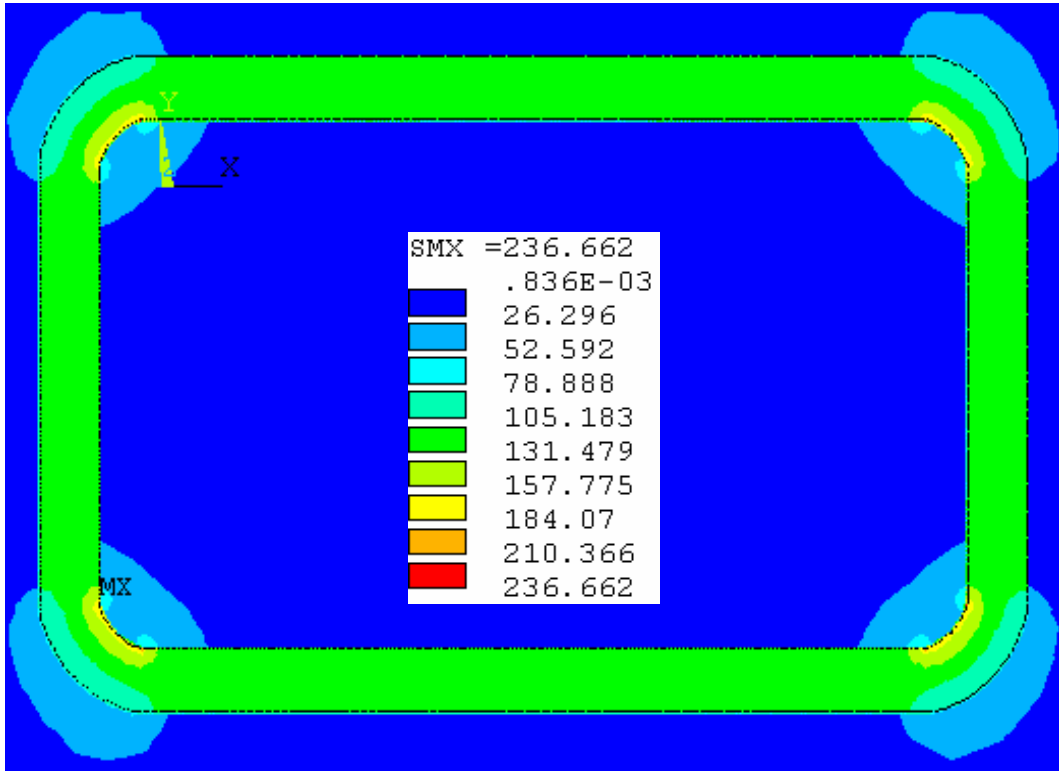


c. Nüvenin manyetik akı yoğunluğu vektörel gösterimi.

Şekil 4.8 (devam ediyor).

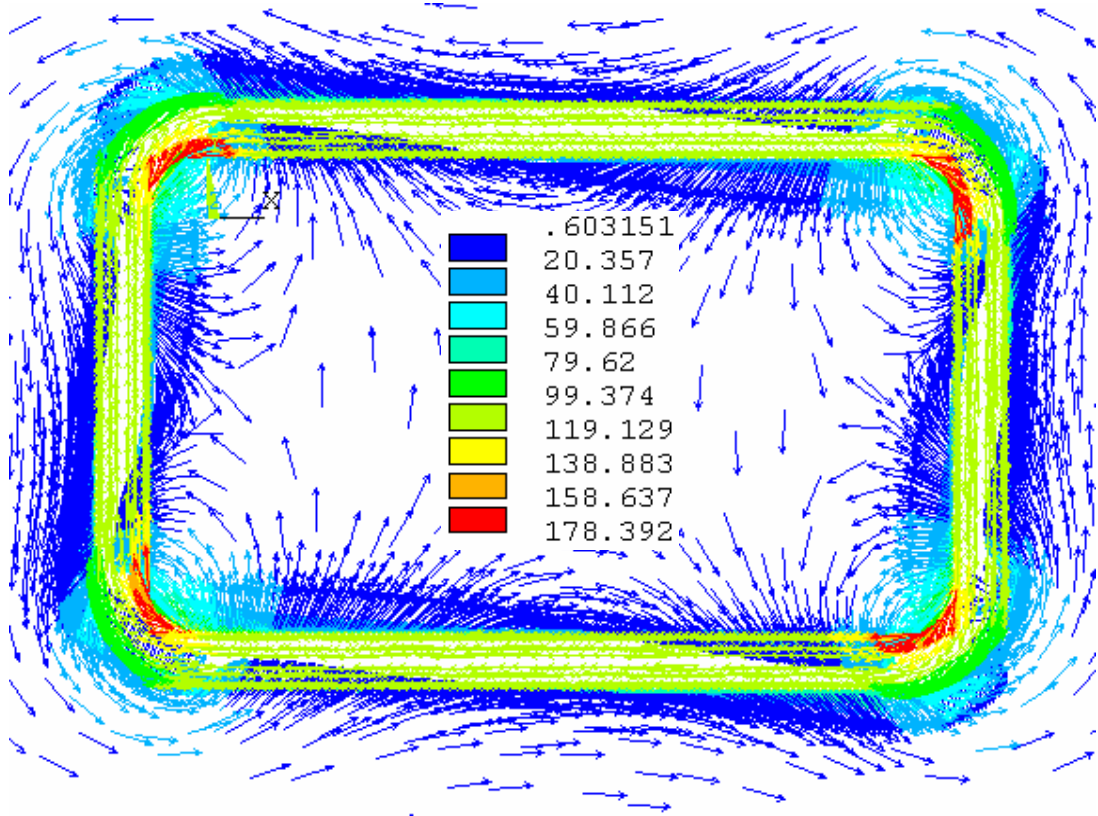


d. Nüvenin manyetik alan şiddeti element çözümü.

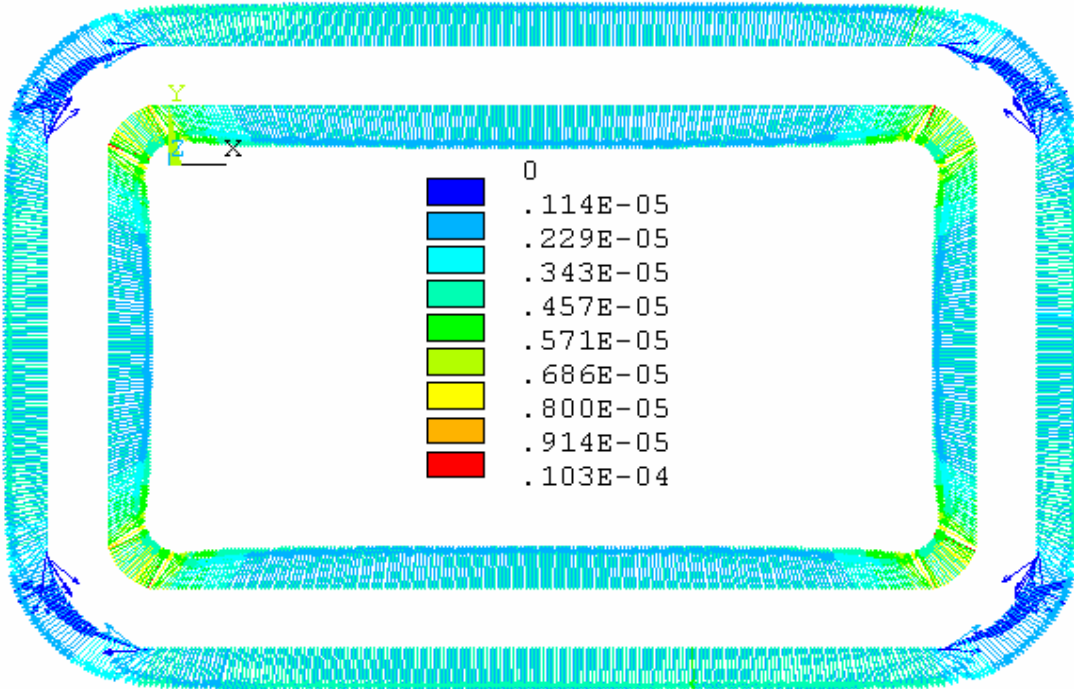


e. Nüvenin manyetik alan şiddeti.

Şekil 4.8 (devam ediyor).



f. Nüvenin manyetik alan şiddeti vektörel gösterimi.



g. Nüvenin manyetik kuvvet vektörü.

Şekil 4.8 (devam ediyor).

Demek oluyor ki enerji kayıplarının ve dolayısıyla yukarda söz konusu edilen iki çeşit demir kaybının küçük tutulması arzu edilmektedir. Bu maksatla şu çarelere başvurulur:

Girdap akımlarının sebep oldukları enerji kayıplarını azaltabilmek için en etkin çarelerden birisi ferromanyetik malzemenin özgül direncini arttırmaktır. Bu maksatla, elektrik makinelerinde kullanılan ferromanyetik malzeme olan demire aşağı yukarı %3 oranında silisyum katılır. Ayrıca, demir tek parçalı bir kütle halinde kullanılmayıp, manyetik alan çizgilerine paralel saçlara bölünerek bu saçlar ince kâğıt yapraklarla veya yalıtkan bir boya ile birbirlerinden yalıtılır. Bu suretle girdap akımları, bölünerek küçültülür ve aynı zamanda bu girdap akımları devrelerinin yolları uzatılarak devrelerinin direnci artırılmış olur. Kullanılan saçlar incelildikçe girdap akımları kaybı da küçülür. (Transformatörlerde 0,35 mm' lik, dinamo, alternatör ve motorlarda 0,5 mm 'lik silisyumlu saçlar kullanılır.)

Girdap akımlarının sebep olduğu enerji kayıpları frekansın karesi ile orantılı olarak arttığından dolayı, daha yüksek frekanslı cihazlarda, örneğin ses frekansı akımlarında çalışan transformatörlerde daha iyi kaliteli ve daha ince saçlar kullanılır. Daha da yüksek frekanslı akımlarda çalışacak olan transformatör ve bobinlerde ise, örneğin telsiz cihazlarının yüksek frekanslı devrelerinde kullanılan bobinler ve transformatörlerde ya hiç demir kullanılmaz veya bir manyetik çekirdek kullanılacaksa, bu manyetik malzeme tozları yalıtkan bir macun ile karıştırılarak ve yoğrulup hamur haline getirilerek pres altında sıkıştırılmak suretiyle özel manyetik çekirdekler imal edilir ve bunlar kullanılır.

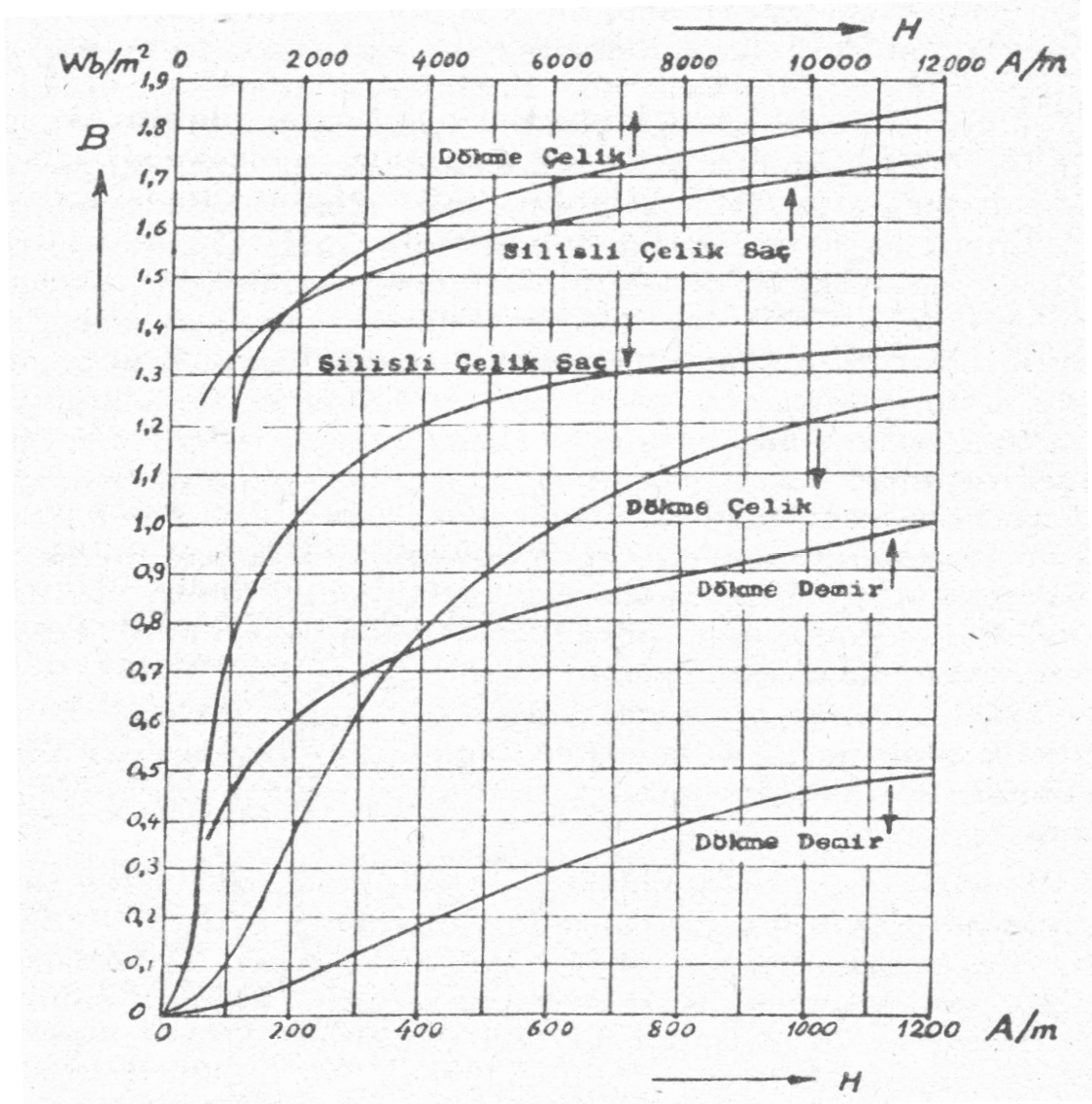
Histerezis kayıplarını azaltabilmek için ise başvurulabilecek tek çare histerezis çevresi alanının yüzölçümü mümkün olduğu kadar küçük olan ferromanyetik malzeme imal etmeye gayret etmektir. Manyetik malzemenin histerezis çevresinin şekli ve yüzölçümü malzemenin cinsine (alaşım cinsi ve içinde bulunan yabancı maddeler), madde yapısına, kristal yapısına ve malzemenin imali sırasında gördüğü ısı ve mekanik işlemlere bağlı olur. Girdap akımlarının sebep olduğu enerji kayıplarını azaltmak için malzemenin özgül direncini yükseltmek maksadıyla demir içersine katılan % 3 oranındaki silisyumla yapılan Fe-Si alaşımının aynı zamanda histerezis çevresinin yüzölçümü de küçük olup, bu suretle histerezis olayının sebep olduğu enerji kayıpları da azaltılmış olur. Keza bu silisyumlu saçlar, imali sırasında, giderici alanı ve neticede histerezis çevresinin yüzölçümünü küçültecek olan özel ısı ve mekanik işlemlere tabi tutulur. Histerezis çevresinin yüzölçümüne etkiyen önemli bir faktör de bu malzemenin çalıştırılacağı maksimum

indüksiyondur. Maksimum indüksiyon  $B_2$  olduğu zaman elde edilen histerezis çevresinin yüzölçümü maksimum; indüksiyon  $B_1$  olduğu zaman elde edilen daha küçük histerezis çevresinin yüzölçümüne nazaran oldukça büyüktür. O halde malzeme maksimum indüksiyon belirli bir sınırdan daha fazla (örneğin  $B_1$  den daha fazla) tutulmamalıdır. Elektrik motorlarının döndürme momentlerinin ve alternatörlerin elektromotor kuvvetlerinin büyük olabilmesi için bunların hava aralıklarındaki ve manyetik malzemesi içindeki manyetik indüksiyonun mümkün olduğu kadar büyük olması arzu edilirdi. Fakat, mıknatıslanma karakteristiğinin (veya ilk mıknatıslanma eğrisinin) doyma kıvrımını geçtikten sonra, doyma bölgesinde, manyetik indüksiyonu daha fazla arttırmakta, örneğin, maksimum indüksiyon olarak  $B_1$  yerine  $B_2$  yi seçmekte pek bir fayda yoktur; daha doğrusu sağladığı fayda yaptığı zararların yanında önemsiz kalır. Zira B yi ancak küçük bir oranda arttırabildiğimiz halde hem H mıknatıslayıcı alanı ve dolayısıyla bu manyetik alanı yaratacak olan uyarma akımı çok büyür ve uyarma devresindeki joule kayıpları büyür, hem de histerezis çevresinin yüzölçümü büyüyerek histerezis kayıpları artar. O halde histerezis kayıplarını küçük tutabilmek için, ferromanyetik malzeme doyma bölgesinde çalıştırılmamalıdır. Malzemenin çalıştırılabileceği en uygun maksimum indüksiyon ilk mıknatıslama eğrisinin doyma kıvrımına karşılık olan indüksiyondur ki bu da malzemenin cinsine göre 0,7 T ile 1,5 T (7 000 gauss ile 15 000 gauss) arasında değişir. O halde elektrik cihazlarında ferromanyetik malzemeyi kullanırken, demir kayıplarının az olması için, yukardan beri söz konusu edilen noktaları göz önünde bulundurmak gerekmektedir.

$B = f(H)$  eğrisine yani histerezis çevresine dikkat edilecek olursa belirli bir H manyetik alanına manyetik indüksiyonun iki farklı değeri karşılık olur. Fakat mühendislikte bizi ilgilendiren değerler manyetik indüksiyonun maksimum değerlerine karşılık olan manyetik alanın maksimum değerleridir ki bu karşılık bire birdir.

Manyetik devrelerin çözümü için, pratik bakımdan önemli olan  $B = f(H)$  eğrisi, muhtelif histerezis çevrelerinin tepe noktalarının geometrik yeri olan ve mıknatıslanma karakteristiği adı verilen eğridir ki bu eğri yaklaşık olarak ilk mıknatıslanma eğrisinin aynıdır. İşte ferromanyetik malzemenin  $B = \mu H$  bağıntısındaki  $\mu$  manyetik permeabilitesi verileceği yerde  $B = f(H)$  eğrisi olan bu mıknatıslanma karakteristiği verilir ve manyetik devrelerin çözümünde bu eğriden faydalanılır. Şekil 4.9' da farklı üç malzemenin mıknatıslanma karakteristikleri verilmiştir. Her bir malzeme için iki eğri görülmektedir.

Üstteki eğri alttaki eğrinin sağa doğru devamı olup bu üstteki eğrinin mıknatıslayıcı alan ıskalası üst taraftadır ve alttaki ıskalanın on katı kadar küçültülmüştür.



Şekil 4.9 Mıknatıslanma karakteristikleri (H.Önal, Elektrotekniğe Giriş, 1984).

Sonlu elemanlar yöntemi son dönem bilgisayarlar teknolojilerinin, bilim insanlarına sunduğu bir yöntemdir. Bilinmelidir ki sonlu elemanlar yöntemi için kesin olarak bilgisayarlara ihtiyaç yoktur. Fakat bilgisayar teknolojisi olmadan bu yöntem karmaşık bir probleme çözüm aramak için oldukça zaman alıcı, çoğu zaman ise caydırıcı yani başka yöntemlere yönlendiricidir. Bilgisayarların devreye girmesi ile ise tanımlanamayan ve analiz edilemeyen birçok yöntem bilim insanları için bir fenomen olmaktan çıkar.

## BÖLÜM 5

### SONUÇLAR VE DEĞERLENDİRME

Yapılan çalışmada, araştırmalar ve deneyler sonucunda, gerekli teorik bilgilerle desteklenerek aşağıdaki sonuçlar elde edilmiştir.

- 1)Çevresel faktörlerin manyetik malzemeler üzerinde önemli ölçüde etkisinin olduğu görülmüştür.
- 2)Toroidsel nüvelerde hava boşluğunun etrafında normal akının toroid içindeki seyrine uymayan farklı doğrultulardaki akılar; değerleri her ne kadar küçük olsa da katman sayısı arttıkça kayıplarında artacağı görülmüştür.
- 3)Mekanik zorlanmaya maruz kalmış toroid üzerinde analiz yapılmıştır. Toroid üzerinde deformasyona sebep olacak kuvvetin büyüklüğü Poisson oranına ve Young modülü katsayılarına bağlıdır. Sert bir malzemedan yapılan toroid de bu kuvvet daha fazla olacakken, daha esnek malzemede aynı kuvvetin daha düşük olması olasıdır. Bu durumda bütün toroidler için, deformasyona neden olan kuvvete bağlı olarak manyetik kayıpları ifade eden genel bir veriyi elde etmek zordur.
- 4)Daha fazla mekanik zorlanmaya maruz kalan toroidin sapan akının sapma oranında farklılık gözükmemektedir. Sonuç olarak etkiyen kuvvete bağlı olarak toroidlerde katmanlar arasındaki sapan akı büyüklüğünün değişeceği gösterilmiştir.
- 5)Çalışmanın son aşamasında farklı bir yapı üzerinde yapılan çalışmada, uygulanan sinyale bağlı olarak malzemenin B-H karakteristiğinden kaynaklanan kayıplarında değişeceği anlaşılmıştır.

6)Kayıplardan dolayı, cihazdan alınan faydalı enerji cihaza verilen enerjiden daha küçük olur, yani kayıplar büyük olursa cihazın verimliliği düşer.

## KAYNAKLAR

- Allahverdiev, Z.** (1995) *Elektriksel Malzemeler*, KTÜ Mühendislik Mimarlık Fakültesi Matbaası, Trabzon, 150pp.
- Azarof, L.V. ve Brophy, J.J.** (1963) *Electronic Processes in Materials*, McGraw-Hill Book Company, New York, Chapter 13, pp.57-78.
- Bachelet, E.** (1912) *Foucault and Eddy Currents Put to Service*, University Park, London, 21pp.
- Berg, K.C. and Chapman, K.J.** (2001) *Chemistry*, 5<sup>th</sup> edition, Addison-Wesley Publishing Co, New York, Chapter 8, pp.128-143.
- Bozorth, R.M.** (1951) *Ferromagnetism*, John Wiley & Sons, New York, 986 pp.
- Brailsford, F.** (1960) *Magnetic Materials*, 3<sup>rd</sup> edition, The Electrician Publishing Co.London, Chapter 13, pp.98-112.
- Bromwell, A.** (1980) Goddard and Maglev, *IEEE Spectrum* 17, [www.spectrum.ieee.org](http://www.spectrum.ieee.org)
- Cardelli, E. and Torre, E.D.** (2001) Modeling of Hysteresis and Dynamic Losses in Soft Ferrites up to Radio Frequency, *Physica B*, Vol.4, pp.240-245.
- Chikazumi, S.** (1964) *Physics of Magnetism*, Wiley, New York, pp.172-174.
- Cheng, D.K.** (1995) *Field and Wave Electromagnetics*, Literatür Yayıncılık, İstanbul, pp.69-148.
- Cullity, B.D.** (1972) *Introduction to Magnetic Materials*, Addison-Wesley Publishing Co., New York, pp.88-100.
- Callister, W.D.** (1979) *Materials Science and Engineering*, An Introduction, Vol.3, pp. 659-689.
- Edminister, J.A.** (2000) *Electromagnetic*, Nobel Yayın Dağıtım, Ankara, pp.1-145.

## KAYNAKLAR (devam ediyör)

- Figgis, B.N.** (1966) Introduction to Ligand Fields, *Interscience Publishers*, New York, pp.139-145.
- Grimmond, W., Moses, A.J. and Ling, P.C.** (1989) Geometrical Factors Affecting Magnetic Properties of Wound Toroidal Cores, *IEEE Transaction on Magnetic*, Vol.25, No.3, <http://www.spectrum.ieee.org/oct06/inthisissue>.
- Hernandez, E.M., Muranaka, C.S. and Cardoso, J.R.** (2000) Identification of the Jiles, *Atherton Model Parameters Using Random and Deterministic Searches*, *Physica B*, pp.212-215.
- Jin, J.** (2002) *The Finite Element Method in Electromagnetics*, 2. Basım, J. Wiley and Sons, New York, pp.103-181.
- Jiles, D.** (1991) *Magnetism and Magnetic Materials*, Chapman Hall, Vol.6, London, pp.27-105.
- Johnson, L.R., Rote, D.M, Hull, H.T., Coffey, J.G. and Giese, R.F.** (1989) Maglev Vehicles and Superconducting Technology, *Integration of High-Speed Ground Transportation into the Air Travel System*, <http://www.systemdynamics.org>.
- Keffer, F.** (1967) *The Magnetic Properties of Materials*, *Scientific American*, Corgi Books, Vol.217, pp.222-234.
- Khanlou, A., Moses, A.J., Ling, P. and Fox, D.** (1996) Correlation and Inter-comparison Between The Magnetic Properties of Toroidal Wound Cores and C-cores, *Elsevier Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 7, pp.159-161.
- Kolm, H.H. and Thornton, R.D.** (1973) Electromagnetic Flight, *Scientific American*, Vol.8, pp.17-26.
- Küçük, F.** (2004) Yüksek Lisans Tezi, İTÜ, İstanbul, 65 s.
- Makaveev, D. and Dupre, L.** (2001) Modeling of Quasistatic Magnetic Hysteresis Withfeed, *Forward Neural Networks*, *Journal of Applied Physics*, Vol. 11, pp.6737-6739.
- Martin, D.H.** (1967) *Magnetism in Solids*, Illife Books, London, pp.201-222.
- Matsch, L.W. and Morgan, J.D.** (1987) *Electromagnetics and Electromechanical Machines*, New York, 55pp.

## KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Mayergoyz, I.D. and Friedman, G.** (1988) Generalized Preisach Model of Hysteresis, *IEEE Trans. Mag.*, pp.212-217.
- Mayergoyz, I.D.** (1986) Mathematical Models of Hysteresis, *IEEE Trans. Mag.*, pp.603-608.
- Melyman, W.T.** (1997) *Magnetic Core Selection for Transformers and Inductors*, New York, Chapter 3, pp.38-54.
- Mitti, G.K., Moses, A.J., Derebasi, N. and Fox, D.** (2003) A neural network-based tool for magnetic performance prediction of toroidal cores, *Elsevier Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol.2, pp.262-264.
- O'Neill, G.K.** (1988) Magnetic Flight, *Fundamentals of Physics*, 3rd edition, Crane ve Russak & Co., New York, Chapter 8, pp.46-51.
- Önal, H.** (1984) Elektromagnetizma, *Elektroteknikçe Giriş*, İTÜ, İstanbul, 4.Basım, pp.37-85.
- Powell, J.R.** (1963) The Magnetic Road, *A New Form of Transport*, ASME Railroad Konferansı, pp.63-67.
- Prousalidis, J., Hatzigryriou, N. and Kladas, A.** (2001) Iron Lamination Efficient Representation in Power Transformers, *Journal of Material Processing Technology*, Vol.1, pp.217-219.
- Rose, R.M., Shepard, L.A. and Wulff, J.** (1966) The Structure and Properties of Materials, *Electronic Properties*, Vol.4, New York, Chapters 9-11, pp.345-407.
- Rossing, T.D. and Hull, J.R.** (1991) Magnetic Levitation, *The Physics Teacher*, Vol.3, pp.552-562.
- Sarıkaya, T.** (2006) *Küçük Güçlü Toroidsel Transformator Nüvelerinin Optimal Tasarımında Genetik Algoritmaların Uygulanması*, Yüksek Lisans Tezi, ZKÜ Fen Bilimleri Enstitüsü, Zonguldak, 225 s.
- Saliah, H.H. and Lowher, D.A.** (1997) The Use of Neural Networks in Magnetic Hysteresis Identification, pp.318-323.
- Sen, P.C.** (1997) *Principles of Electrical Machines and Power Electronics*, 2<sup>nd</sup> Edition, New York, Chapter 7, pp.343-401.

## KAYNAKLAR (devam ediyor)

- Szcyglowski, J.** (2001) Influence of Eddy Currents on Magnetic Hysteresis Loops in Soft Magnetic Materials, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol.5, pp.97-102.
- Shoemaker, D.P.** (1989) *Experiments in Physical Chemistry*, 5th edition, Charnell Co., New York, Vol.12, pp.418-429.
- Turan, M.** (2000) *Siniüzoidal olmayan gerilimlerde yönlendirilmemiş saclarda oluşan kayıpların belirlenmesi*, İTÜ, İstanbul, 84s.
- Wert, C.A. and Thomson R.M.** (1970) *Physics of Solids*, 2<sup>nd</sup> edition, Thermal Co., Chapters 20-22, New York, pp.245-284.
- Yüksel İ.** (2001) *Otomatik Kontrol Sistem dinamiği ve denetim sistemleri*, Uludağ Üniversitesi, Bursa, s.88-103.

## **ÖZGEÇMİŞ**

Murat SOLAK 1980' de Zonguldak' da doğdu; ilk ve orta öğrenimini aynı şehirde tamamladı; Zonguldak Mehmet Çelikel Lisesi'nden mezun olduktan sonra 1998 yılında SAÜ Mühendislik Fakültesi Elektrik-Elektronik Mühendisliği Bölümü'ne girdi; 2002'de mezun olduktan sonra askerlik vazifesini tamamlayıp; 2003 yılında ZKÜ Mühendislik Fakültesi Elektrik-Elektronik Mühendisliğinde yüksek lisansa başladı. Halen bu görevine devam etmektedir

### **ADRES BİLGİLERİ**

Adres: Cumhuriyet cad. No: 44/C  
Soğuksu  
Zonguldak

Tel: (372) 2536158  
Faks: (372) 2512780  
E-posta: muratsolak@yahoo.com