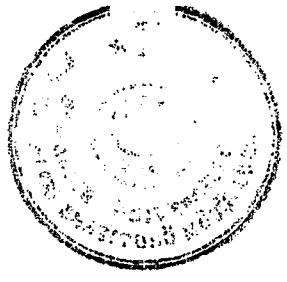


58546



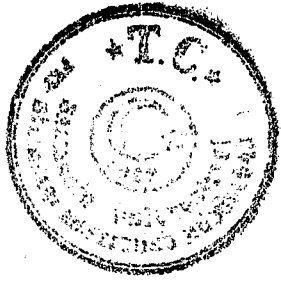
T.C  
BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ  
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ  
FİZİK EĞİTİMİ ANABİLİM DALI

TEK ŞERİTLİ TEST SİSTEMİ (SINGLE STRIP TESTER)' NİN YAPIMI VE  
FERROMAGNETİK MALZEMELERİN TEST EDİLMESİ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Saim KERMAN

Balıkesir, Kasım-1997



**T.C**  
**BALIKESİR ÜNİVERSİTESİ**  
**FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**  
**FİZİK EĞİTİMİ ANABİLİM DALI**

**TEK ŞERİTLİ TEST SİSTEMİ (SINGLE STRIP TESTER)' NİN YAPIMI VE**  
**FERROMAGNETİK MALZEMELERİN TEST EDİLMESİ**

**YÜKSEK LİSANS TEZİ**

**Saime KERMAN**

**Tez Danışmanı : Prof. Dr. A. Hikmet AKSEL**

**Sınav Tarihi : 12.11.1997**

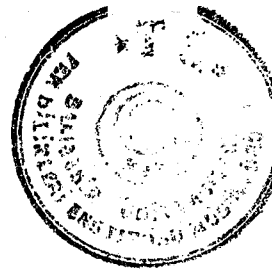
**Jüri Üyeleri**

**: Prof. Dr. A. Hikmet AKSEL**

**: Prof. Dr. Ömer ERGİN**

**: Yrd. Doç. Dr. Mustafa GÖKTEPE**

**Balıkesir, Kasım-1997**



**ÖZ**

**TEK ŞERİTLİ TEST SİSTEMİ (SINGLE STRIP TESTER)' NİN YAPIMI VE  
FERROMAGNETİK MALZEMELERİN TEST EDİLMESİ**

**Saime KERMAN**

**Balıkesir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Fizik Eğitimi Bölümü**

**(Yüksek Lisans Tezi / Danışman : Prof. Dr. A. Hikmet AKSEL)**

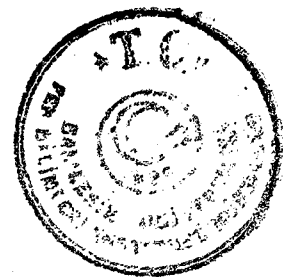
**Balıkesir, 1997**

Bu çalışmada çeşitli ferromagnetik malzemelerin B-H karakteristiklerini ölçmek için tek şeritli test sistemi (SST) yapılarak magnetik ölçme düzeneği kurulmuştur.

Tek şeritli test sistemi kullanılarak amorf ferromanyetik malzemelerden Metglas 2605CO ( $Fe_{67}Co_{18}B_{14}Si_1$ ), Metglas 2605SC ( $Fe_{81}Ni_{13.5}Si_{3.5}C_2$ ), Metglas 2705M ( $Fe_{5.85}Co_{72.15}Mo_2B_{15}Si_5$ ) Metglas 2714A ( $Fe_4Co_{72}Mo_2Si_{10}B_{12}$ ) ve Metglas 2826MB ( $Fe_{40}N_{38}Mo_4B_{18}$ ) malzemelerinin B-H eğrileri çizilmiş ve osiloskop ekranında histerezis eğrileri gözlenmiştir. Aynı işlemler kristal ferromanyetik malzemelerden M2H, M5, M0H tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir ve çizgili tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir için tekrar edilmiştir. Deneyler amorf malzemeler için 50 Hz ve 100 Hz' de, kristal malzemeler için ise 50 Hz, 60 Hz, 100 Hz ve 200 Hz' de yapılmıştır.

Ayrıca amorf ve kristal ferromanyetik malzemelerin bağlı manyetik geçirgenliklerinin manyetik alanla değişimi incelenmiştir.

**ANAHTAR SÖZCÜKLER :** Kristal / Amorf / Tek Şeritli Test Sistemi /  
Ferromagnetik Malzeme / Hysterezis/ Bağlı  
Geçirgenlik



**ABSTRACT**

**CONSTRUCTION OF SINGLE STRIP TESTER AND TESTING  
FERROMAGNETIC MATERIALS**

**Saime KERMAN**

**Balıkesir University, Institute of Science, Department of Physics Education**

**(M. Sc. Thesis / Supervisor : Prof. Dr. A. Hikmet AKSEL)**

**Balıkesir-Turkey, 1997**

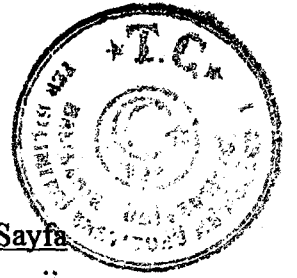
In this study, a basic magnetic measurement circuit was established in which the single strip testing apparatus was designed and constructed for measuring B-H characteristic of ferromagnetic samples.

By using single strip tester, B-H curves of amorphous ferromagnetic materials, which are Metglas 2605CO ( $Fe_{67}Co_{18}B_{14}Si_1$ ), Metglas 2605SC ( $Fe_{81}Ni_{13.5}Si_{3.5}C_2$ ), Metglas 2705M ( $Fe_{5.85}Co_{72.15}Mo_2B_{15}Si_5$ ) Metglas 2714A ( $Fe_4Co_{72}Mo_2Si_{10}B_{12}$ ) and Metglas 2826MB ( $Fe_{40}N_{38}Mo_4B_{18}$ ) were plotted and then hysteresis loops of these amorphous materials were observed on the oscilloscope screen. After that, the same procedure was done for M2H, M5, M0H, grain-oriented silicon-iron and sketched grain-oriented silicon-iron.

Experiments were done for amorphous materials at 50 and 100 Hz frequency. The frequency values for crystal, ferromagnetic materials were 50 Hz, 60 Hz, 100 Hz and 200Hz.

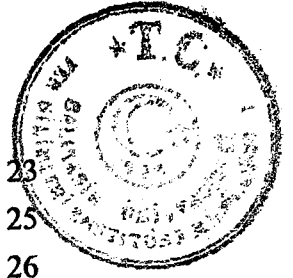
Finally, relative permeability curves for all ferromagnetic samples were investigated and plotted.

**KEY WORDS :** Crystal / Amorphous / Single Strip Tester / Ferromagnetic Materials / Hysteresis / Relative Permeability

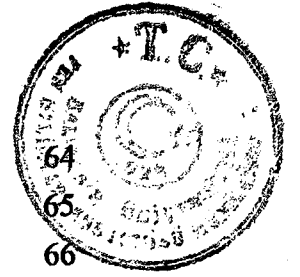


## İÇİNDEKİLER

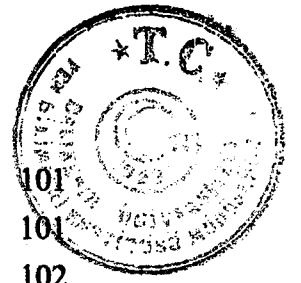
	Sayfa
ÖZ	ii
ABSTRACT	iii
İÇİNDEKİLER	iv
SEMBOL LİSTESİ	vii
ŞEKİL LİSTESİ	x
ÇİZELGE LİSTESİ	xii
ÖNSÖZ	xiii
1. BÖLÜM	1
1.1 Giriş	1
1.2 Magnetik Alan	1
1.2.1 Magnetik Alanın Oluşturulması	1
1.2.2 H Magnetik Alan Şiddetinin Tanımı	2
1.2.3 Biot-Savart Yasası	2
1.2.4 Magnetik Kuvvet çizgileri	4
1.2.5 Amper Yasası	6
1.3 Magnetik İndüksiyon	8
1.3.1 Magnetik Akı	8
1.3.2 B Magnetik Akı Yoğunluğu	8
1.3.3 Magnetik Dipol	9
1.3.4 Magnetizmada Kullanılan Birim Sistemleri	10
1.3.5 Magnetik Alan Hesapları	11
1.3.6 İnce Uzun Bir İletkenin Magnetik Alanı	12
1.3.7 Dairesel Akım Devresinin Eksenindeki Magnetik Alan	14
1.3.8 Toroid Bir Bobin Üzerindeki Magnetik Alan	16
1.3.9 Selenoidin Magnetik Alanı	17
2. BÖLÜM	20
2.1 Maddenin Magnetik Özellikleri	20
2.1.1 Atomların İçindeki Akımlar, Magnetik Dipoller ve Miknatıslanma	20



2.1.2	Mıknatıslanma	23
2.1.3	H, M ve B Arasındaki İlişki	25
2.1.4	Doyum Mıknatıslığı	26
2.1.5	Magnetik Geçirgenlik ve Alınganlık	26
2.2	Magnetik Malzemelerin Sınıflandırılması	28
2.2.1	Diamagnetler	29
2.2.2	Paramagnetler	31
2.2.3	Ferromagnetler	33
2.2.4	Ferromagnetizmanın Fiziksel Nedeni	34
2.3	Ferromagnetlerin Önemli Magnetik Özellikleri	36
2.3.1	Mıknatıslanma Eğrileri	36
2.3.2	Mıknatıslanma Eğrilerinin Çıkarılması	37
2.3.3	Magnetik Geçirgenlik	37
2.3.4	Kalıcı Mıknatıslık	38
2.3.5	Histerezis	38
2.3.6	Histerezis Kaybı	40
2.3.7	Artık Mıknatıslık ve Artık Akı Yoğunluğu	40
2.3.8	Artık Akı Yoğunluğunu Yok Edici Magnetik Alan	41
2.3.9	Diferansiyel Geçirgenlik	41
2.3.10	Curie Sıcaklığı	42
2.3.11	Soft ve Hard Magnetik Malzemelerin Sınıflandırılması	43
2.3.12	İzotropik Malzemeler	44
2.3.13	Anizotropik Malzemeler	45
2.4	Domainler	46
2.4.1	Weiss Domain Teorisi	47
2.4.2	Enerji Minimizasyonu Sonucu Domainlerin Var Olması	48
2.5	Magnetik Domain Duvarları	50
2.6	Ferromagnetlerde Domain oluşumu	55
2.6.1	Magnetik Kristal Anizotropi Enerjisi	56
2.6.2	Magnetik Statik Enerji	56
2.6.3	Magnetik Elastik Enerji	57
2.6.4	Domain Duvar Enerjisi	59
2.6.5	Değişim Enerjisi	60
3.	BÖLÜM	61
3.1	Histerezis ve İlgili Özellikler	61
3.1.1	Histerezisin Paramagnetik Karakteristiği	62
3.1.2	Histerezisin Nedenleri	63



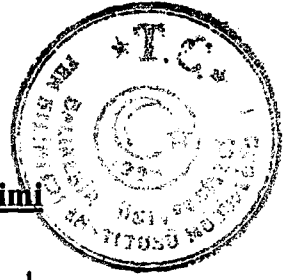
3.1.3 Anihisteretik ya da Serbest Histerezis Miknatıslanması	
3.1.4 Frohlich-Kennelly İlişkisi	
3.1.5 Anihisteretik Miknatıslanmanın Ölçütü	66
3.1.6 Düşük Magnetik Alan Davranışı: Rayleigh Yasası	66
3.1.7 Yüksek Alan Davranışı: Doyuma Ulaşma Yasası	68
3.2 Barkhausen Etkisi ve İlgili Olaylar	69
3.2.1 Magnetoakustik Emisyon	70
3.3 Magnetrostriksiyon	70
3.3.1 İzotropik Malzemelerde Kendiliğinden Magnetrostriksiyon	71
3.3.2 Doyum Miknatıslılığı $\lambda_s$	73
3.3.3 Teknik Satürasyon ve Zorlanmış Magnetrostriksiyon	73
3.3.4 Magnetik Alanla $\theta$ Açısında Olan Magnetrostriksiyon	73
3.3.5 Anizotropik Malzemeler	74
3.3.6 Alan Etkili Bulk Magnetrostriksiyonu	76
3.3.7 Enine Magnetostirsiyon	77
4. BÖLÜM	79
4.1 Deney Sistemi	79
4.1.1 Single Strip Tester	81
4.1.1.1 C Çekirdeği (Yoke)	82
4.1.1.2 Former (Sample Holder)	82
4.1.1.3. Magnetize Edici Bobin	83
4.1.2 Osilatör	83
4.1.3 GüçYükselteci	84
4.1.4 İzolasyon Transformatörü	84
4.1.5 Karşılama Bobini	84
4.1.5.1 B ve H' nin Çıkarılışı	88
4.1.6 Algılama Bobini	90
4.1.7 Katlı Yükselteç	91
4.1.8 İntegratör	91
4.1.9 Osiloskop	91
4.1.10 Sinyalin Kare Ortalama Karekökü ve Ortalama Değerini Ölçebilen Voltmetre	92
4.2 Devrenin Çalışması	92
5.BÖLÜM	94
5.1 Sonuçlar ve Tartışma	94
5.2 Genel Sonuçlar	98



5.3 B-H Grafikleri	
5.3.1 Doğrusal B-H Grafiği	101
5.3.2 Amorf Malzemeler İçin B-H Grafikleri	102
5.3.3 Kristal Malzemeler İçin B-H Grafikleri	107
5.4 $\mu_r$ -H Grafikleri	112
5.4.1 Amorf Malzemeler İçin $\mu_r$ -H Grafikleri	112
5.4.2 Kristal Malzemeler İçin $\mu_r$ -H Grafikleri	117
5.5 Histerezis Eğrileri	122
5.6 Grafiklerin Karşılaştırılması	125
5.6.1 B-H Grafiklerinin Karşılaştırılması	125
5.6.2 $\mu_r$ -H Grafiklerinin Karşılaştırılması	131
5.6.3 Bazı Amorf ve Kristal Malzemelerin B-H Grafikleri	137
KAYNAKÇA	138

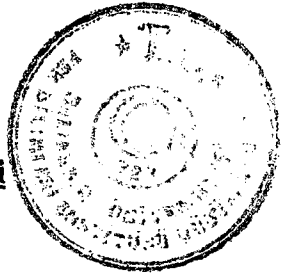




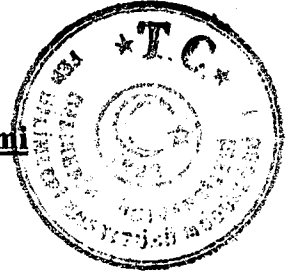


## SEMBOL LİSTESİ

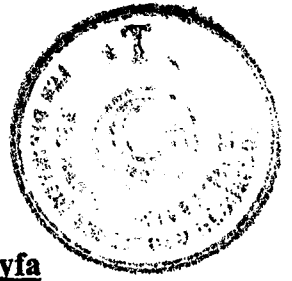
Simge	Adı	Tanımı/Değeri	Birimi
H	Magnetik alan şiddeti		A m <sup>-1</sup>
B	Magnetik akı yoğunluğu	$B=\mu_0(H+M)$	T
M	Mıknatıslık		A m <sup>-1</sup>
I	Mıknatıslanma şiddeti		-
$\Phi$	Magnetik akı	$\Phi=BA$	Wb
$\mu_0$	Boşluğun magnetik geçirgenliği	$\mu_0=4\pi\times 10^{-7}$	H m <sup>-1</sup>
$\mu$	Magnetik geçirgenlik	$\mu = \frac{B}{H}$	H m <sup>-1</sup>
m	Magnetik moment		A m <sup>2</sup>
$\tau$	Tork	$\tau=m\times B$	N m
p	Kutup şiddeti		A m
T	Periyot		s
e	Elektronun yükü	$1.602\times 10^{-19}$	C
$m_e$	Elektronun kütlesi	$9.10\times 10^{-31}$	kg
$m_L$	Yörünge magnetik momenti	$m_L = \frac{e}{2m_e}L$	A m <sup>2</sup>
$m_S$	Spin magnetik momenti	$m_S = \frac{e}{m_e}S$	A m <sup>2</sup>
n	Birim hacimdeki atom sayısı		m <sup>-3</sup>



Simge	Adı	Tanımı/Değeri	Birimi
$M_0$	Doyum mıknatıslığı	$M_0=nm$	$A m^{-1}$
$\chi$	Magnetik alınganlık	$\chi = \frac{M}{H}$	-
$m_r$	Bağlı magnetik geçirgenlik	$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$	-
$\mu'$	Diferansiyel magnetik geçirgenlik	$\mu' = \frac{dB}{dH}$	$H m^{-1}$
$\chi'$	Diferansiyel magnetik alınganlık	$\chi' = \frac{dM}{dH}$	-
$F_c$	Coulomb kuvveti		N
$F_L$	Lorentz kuvveti		N
C	Curie sabiti		
T	Kelvin cinsinden sıcaklık		K
$B_r$	Artık akı yoğunluğu	$B_r = \mu_0 M_r$	T
$M_r$	Mıknatıslık		$A m^{-1}$
$H_c$	Kohersivite		$A m^{-1}$
$M_s$	Teknik doyum mıknatıslığı		$A m^{-1}$
$E_{ex}$	Değişim enerjisi		J
$E_k$	Magnetik kristal anizotropi enerjisi		J

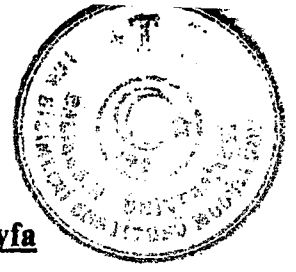


Simge	Adı	Tanımı/Değeri	Birimi
$E_m$	Magnetik statik enerji		J
$E_\lambda$	Magnetik Elastik Enerji		J
$E_w$	Domain duvar enerjisi		J
$B_s$	Satürasyon magnetik indükyonu		T
$W_h$	Histerezis kaybı		$J m^{-3}$
$\lambda$	Gerilme magnetostriksiyonu	$\lambda = \frac{dl}{l}$	-
$\lambda_0$	Kendiliğinden magnetostriksiyon		-
$e(\theta)$	İzotropik domain içerisindeki zorlanma		-
$\lambda_s$	Doyum magnetostriksiyonu		-
$\lambda_t$	Enine magnetostriksiyon	$\lambda_t = -\frac{\lambda}{2}$	-

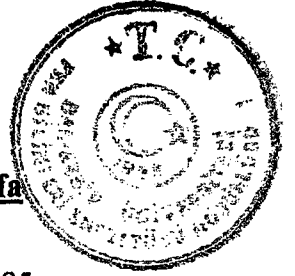


## ŞEKİL LİSTESİ

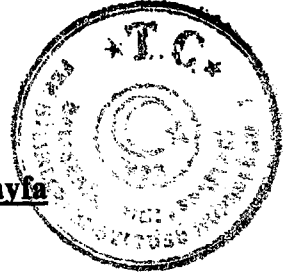
Şekil Numarası	Adı	Sayfa
Şekil 1.1	Elektrik akımı taşıyan uzun bir iletkenin oluşturduğu magnetik alan.	3
Şekil 1.2	Magnetik kuvvet çizgileri.	5
Şekil 1.3	Tek sarımlı iletkenin magnetik alanı.	6
Şekil 1.4	Akım taşıyan ince uzun bir iletkenin P noktasındaki magnetik alanı.	12
Şekil 1.5	Akım taşıyan dairesel bir halkanın eksenindeki magnetik alan.	14
Şekil 1.6	Sıkıca sarılmış toroid içindeki magnetik alan.	16
Şekil 1.7	N sarımlı selenoidin magnetik alanı çizgileri.	17
Şekil 1.8	N sarımlı selenoidin enine kesiti.	18
Şekil 2.1	Bir akım halkasından ve bir mıknatıs çubuğundan uzaktaki noktalarda bir magnetik dipol alanı.	21
Şekil 2.2	Yörüngede saat yönünün tersinde dolanan bir elektronun, saat yönünde bir akım doğurması.	21
Şekil 2.3	Diamagnetik bir maddenin bir magnetik alan içindeki durumu.	29
Şekil 2.4	Serbest haldeki helyum atomunun toplam magnetik momentinin sıfır olmasına karşılık aynı atomun bir magnetik alan içine getirildiği takdirde, alan yönüne dik ve sıfırdan farklı net bir magnetik moment kazanması.	30
Şekil 2.5	Ferromagnetik bir madde olan nikelde mıknatıslanma şiddeti ve magnetik alınganlığın magnetik alan şiddetine bağlı olarak gösterdiği değişim.	34
Şekil 2.6	Demir, kobalt ve nikelde 3d alt grubundaki elektron spinlerinin diziliş biçimleri ve atomların buna uygun olarak kazandıkları magnetik momentler.	35
Şekil 2.7	Demirin mıknatıslanma eğrisi.	37
Şekil 2.8	Ferromagnetik malzemelerin histerezis eğrisi.	39
Şekil 2.9	Sıcaklığın mıknatıslanmaya etkisi.	42
Şekil 2.10	Çeşitli ferromagnetik malzemelerin bağıl geçirgenlikleri ve kohersiv kuvvetleri.	44
Şekil 2.11	Tek demir kristalinin üç temel kristalografik yön için mıknatıslanma eğrileri	46



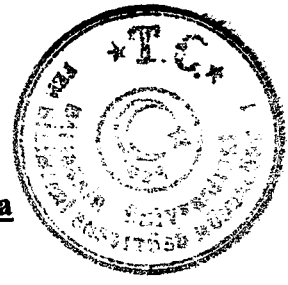
Şekil Numarası	Adı	Sayfa
Şekil 2.12	Malzemenin doyuma kadar mıknatıslanma süreci:a)Demagnetize durumdan kısmi magnetize durumuna;b)Domain duvar hareketiyle, kısmi magnetizasyon durumundan mıknatıslanma eğrisinin tepe durumuna;c)Domain magnetizasyonunununtersinmez dönmesi ile ; b konumundan teknik satürasyona d)Tersinir dönme ile satürasyon durumuna gelişi	49
Şekil 2.13	Çeşitli sıcaklıklardaki domain içindeki her bir atomik magnetik momentin yönelimi:. a)Rasgele yönelenmeyi gösteren Curie noktası üzerinde; b)Curie noktasının altında; c)Çok düşük sıcaklıklarda; d)0 K' de	50
Şekil 2.14	Sonsuz incelikte 180° domain duvarı	51
Şekil 2.15	180° domain duvar yapısı	51
Şekil 2.16	Toplam domain duvar enerjisi $\gamma'$ nın duvar kalınlığı $\delta'$ ya bağlılığı	54
Şekil 2.17	Tek eksenli kristal için basit domain yapısı: a) Magnetik alan yokken; b) Magnetik alan varken	55
Şekil 2.18	Magnetik statik enerjiyi azaltmak için domainlere bölünme	58
Şekil 2.19	H magnetik alan şiddetiyle magnetik gerilimin değişimi	58
Şekil 2.20	180° domain duvarı. Zıt yönde mıknatıslanmış iki domain arasındaki atom dizisi boyunca spin geçişi	60
Şekil 3.1	Fe-C 0.25 Wt % örneğinin sigmoid şeklinde histerezis eğrisi.	61
Şekil 3.2	Anihisteretik mıknatıslanma eğrisi.	65
Şekil 3.3	Rayleigh bölgesinde düşük alan genliğinde histerezis döngüleri.	67
Şekil 3.4	Mıknatıslanmanın artırılmasıyla gözlenen ilk mıknatıslanma eğrisi boyunca gözlenen Barkhausen süreksizlikleri	70
Şekil 3.5	Paramagnetlerde düzensiz durumdaki, ferromagnetlerde demagnetize durumdaki ve ferromagnetlerde düzenli doyuma ulaşmış durumdaki magnetostriksiyonu gösteren şematik şekiller	72
Şekil 3.6	Demir, nikel, kobalt ve yüksek magnetostriktif nadir toprak demir alaşımı Tb <sub>0.27</sub> Dy <sub>0.73</sub> Fe <sub>1.95</sub> için bulk magnetostriksiyonunun uygulanan magnetik alana bağlılığı	76
Şekil 4.1	Magnetik test sisteminin devresi	80
Şekil 4.2	Magnetik test sisteminin fotoğrafı	81
Şekil 4.3	Single strip tester'ı oluşturan parçaların fotoğrafı	81
Şekil 4.4	C çekirdeğinin üstten görünüşü	82
Şekil 4.5	Örnek tutucu (sample holder)' nun fotoğrafı	83



Şekil Numarası	Adı	Sayfa
Şekil 4.6	Karşılıklı bobin ile magnetize edici bobinin bağlantısı	85
Şekil 4.7	Karşılıklı bobin düzeneği	87
Şekil 5.1	Hiç malzeme yokken B-H karakteristiği	101
Şekil 5.2	Metglas 2605CO amorf malzemesinin farklı iki frekans için B-H karakteristiği	102
Şekil 5.3	Metglas 2605SC amorf malzemesinin farklı iki frekans için B-H karakteristiği	103
Şekil 5.4	Metglas 2705M amorf malzemesinin farklı iki frekans için B-H karakteristiği	104
Şekil 5.5	Metglas 2714A amorf malzemesinin farklı iki frekans için B-H karakteristiği	105
Şekil 5.6	Metglas 2826MB amorf malzemesinin farklı iki frekans için B-H karakteristiği	106
Şekil 5.7	M2H malzemesinin dört farklı frekans için B-H karakteristiği	107
Şekil 5.8	M5 malzemesinin dört farklı frekans için B-H karakteristiği	108
Şekil 5.9	MOH malzemesinin dört farklı frekans için B-H karakteristiği	109
Şekil 5.10	Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının dört farklı frekans için B-H karakteristiği	110
Şekil 5.11	1/4 inç'lik aralıklarla çizilmiş tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının dört farklı frekans için B-H karakteristiği	111
Şekil 5.12	Metglas 2605CO malzemesinin farklı iki frekans için $\mu_T$ -H değişimi	112
Şekil 5.13	Metglas 2605SC malzemesinin farklı iki frekans için $\mu_T$ -H değişimi	113
Şekil 5.14	Metglas 2705M malzemesinin farklı iki frekans için $\mu_T$ -H değişimi	114
Şekil 5.15	Metglas 2714A malzemesinin farklı iki frekans için $\mu_T$ -H değişimi	115
Şekil 5.16	Metglas 2826MB malzemesinin farklı iki frekans için $\mu_T$ -H değişimi	116
Şekil 5.17	M2H malzemesinin dört farklı frekans için $\mu_T$ -H değişimi	117
Şekil 5.18	M5 malzemesinin dört farklı frekans için $\mu_T$ -H değişimi	118
Şekil 5.19	MOH malzemesinin dört farklı frekans için $\mu_T$ -H değişimi	119



Şekil Numarası	Adı	Sayfa
Şekil 5.20	Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının dört farklı frekans için $\mu_r$ -H karakteristiği	120
Şekil 5.21	1/4 inç'lik aralıklarla çizilmiş tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının dört farklı frekans için $\mu_r$ -H karakteristiği	121
Şekil 5.22	Metglas 2705M malzemesinin histerezis eğrisi (Skalalar: X girişi 0.5 V, Y girişi 0.2 V)	122
Şekil 5.23	Metglas 2605SC malzemesinin histerezis eğrisi (Skalalar: X girişi 0.5 V, Y girişi 0.2 V)	122
Şekil 5.24	M5 kristal malzemesinin histerezis eğrisi (Skalalar: X girişi 1 V, Y girişi 5 V)	123
Şekil 5.25	M2H kristal malzemesinin histerezis eğrisi (Skalalar: X girişi 1 V, Y girişi 5 V)	123
Şekil 5.26	Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının histerezis eğrisi (Skalalar: X girişi 1 V, Y girişi 5 V)	124
Şekil 5.27	Çizilmiş tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının histerezis eğrisi (Skalalar: X girişi 1 V, Y girişi 5 V)	124
Şekil 5.28	Bazı amorfaların B-H eğrilerinin karşılaştırılması (f= 50 Hz)	125
Şekil 5.29	Bazı amorfaların B-H eğrilerinin karşılaştırılması (f= 100 Hz)	126
Şekil 5.30	Bazı kristal malzemelerin B-H eğrilerinin karşılaştırılması (f= 50 Hz)	127
Şekil 5.31	Bazı kristal malzemelerin B-H eğrilerinin karşılaştırılması (f= 60 Hz)	128
Şekil 5.32	Bazı kristal malzemelerin B-H eğrilerinin karşılaştırılması (f= 100 Hz)	129
Şekil 5.33	Bazı kristal malzemelerin B-H eğrilerinin karşılaştırılması (f= 200 Hz)	130
Şekil 5.34	Bazı amorf malzemelerin $\mu_r$ -H eğrilerinin karşılaştırılması (f= 50 Hz)	131
Şekil 5.35	Bazı amorf malzemelerin $\mu_r$ -H eğrilerinin karşılaştırılması (f= 100 Hz)	132
Şekil 5.36	Bazı kristallerin aynı frekansta $\mu_r$ -H değişimlerinin karşılaştırılması (f= 50 Hz)	133
Şekil 5.37	Bazı kristallerin aynı frekansta $\mu_r$ -H değişimlerinin karşılaştırılması (f= 60 Hz)	134
Şekil 5.38	Bazı kristallerin aynı frekansta $\mu_r$ -H değişimlerinin karşılaştırılması (f= 100 Hz)	135
Şekil 5.39	Bazı kristallerin aynı frekansta $\mu_r$ -H değişimlerinin karşılaştırılması (f= 200 Hz)	136



**Şekil**

**Numarası**    **Adı**

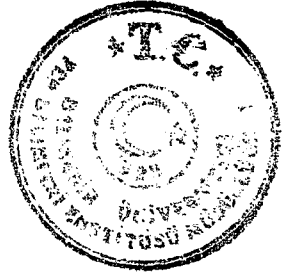
**Sayfa**

Şekil 5.40    Bazı amorf ve kristal malzemelerin B-H karakteristiklerinin karşılaştırılması ( $f=50$  Hz)

137



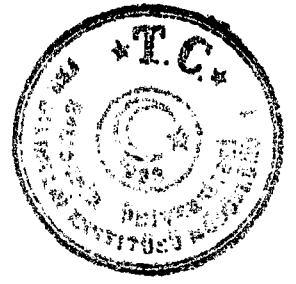




## ÇİZELGE LİSTESİ

### Çizelge

<u>Numarası</u>	<u>Adı</u>	<u>Sayfa</u>
Çizelge 1.1	Magnetizmada kullanılan başlıca birim sistemleri	11
Çizelge 2.1	Bazı diamagnetik ve paramagnetik malzemelerin magnetik alınganlık ve bağıl magnetik geçirgenlikleri	33
Çizelge 2.2	Çeşitli malzemelerin Curie sıcaklıkları	43
Çizelge 3.1	Yüksek geçirgenlikli çeşitli ferromagnetik malzemelerin magnetik özellikleri	62
Çizelge 3.2	Kübik malzemelerin magnetostriksiyon sabitleri	74
Çizelge 4.1	Karşılıyıcı bobinin boyutları	88
Çizelge 5.1	Allied Signal Inc. tarafından üretilen amorf magnetik malzemelerin özellikleri	99
Çizelge 5.2	Allied Signal Inc. tarafından üretilen amorf magnetik malzemelerin özellikleri	100



## ÖNSÖZ

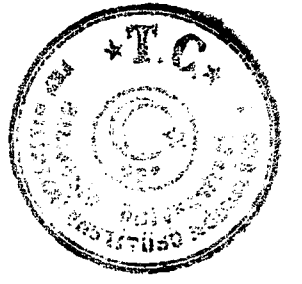
Bu çalışmaya başladığım andan itibaren engin bilgisiyle bana yol gösteren, her türlü konuda yardımlarını esirgemeksizin ilgilenen ve çalışmalarım sırasında kendisinden çok şey öğrendiğim danışman hocam Prof. Dr. A. Hikmet AKSEL 'e ne kadar teşekkür etsem azdır.

Bilgi ve tecrübesiyle bu tezin oluşmasında büyük katkıları olan ve deney sırasında karşılaştığım problemlere değerli zamanlarını esirgemeksizin çözüm bulan kendime örnek aldığım saygıdeğer hocam Yrd. Doç. Dr. Mustafa GÖKTEPE 'ye emeklerinden ötürü sonsuz teşekkürler.

Ayrıca deney düzeneğinin kurulmasında büyük katkıları olan Best Transformatör fabrikasının tüm elemanlarına ve deneysel çalışmalarımda gerek duyduğum laboratuvar malzeme ve aletlerinin sağlanmasında yardımcı olan Balıkesir Üniversitesi Meslek Yüksek Okulu 'nun tüm personeline çok teşekkür ediyorum. İlgilerinden ötürü Fizik Eğitimi Bölümü 'nün tüm öğretim elemanlarına, yardımlarından dolayı Yrd. Doç. Dr. Ömer GEMİCİ 'ye ve her zaman yanımda olan aileme yürekten teşekkürler.

**Balıkesir, 1997**

**Saime KERMAN**



## 1. BÖLÜM

### 1.1 Giriş

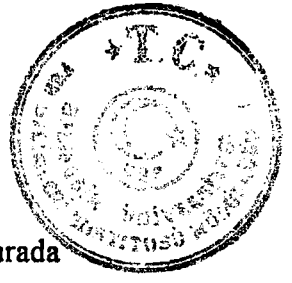
Bu bölümde *magnetik alan* ile ne kastediliyor sorusu açıklanmaya ve sonra bunun hareketli elektrik yüklerinin bir sonucu olduğu gösterilmeye çalışılacaktır. Daha sonra da *magnetik akı yoğunluğu* ya da *magnetik indüksiyon* kavramı ve magnetik akı yoğunluğunun magnetik alan ile olan ilişkisi konuları üzerinde durulacaktır. Ayrıca magnetizmada kullanılan çeşitli birimler ve magnetik alan hesaplamaları tartışılacaktır [1].

### 1.2 Magnetik Alan

Magnetizma konusunda en önemli konu magnetik alan kavramıdır. Uzay hacminde bir magnetik alan oluşturulduğunda, o hacmin enerjisinde bir değişimin olması söz konusudur ve buna ek olarak magnetik alandaki hareketli bir elektrik yükünün ivmelenmesiyle, akım taşıyan iletken üzerindeki kuvvetle, çubuk mıknatıs gibi magnetik dipol üzerindeki dönme momenti ile hatta belirli atomlar içindeki elektronlardaki spinlerin karşılıklı yönelmeleri ile gözlenebilir bir kuvvetin oluştuğu bir enerji gradyanı vardır. Magnetik dipole bir örnek olan pusula iğnesi üzerindeki dönme momenti magnetik alanın en çok bilinen özelliğidir [1].

#### 1.2.1 Magnetik Alanın Oluşturulması

Hareketli bir elektrik yükünün varlığında, bir magnetik alan oluşur. İletken içinden geçen elektrik akımı, magnetik alanın bir diğer nedeni olabilir. Ayrıca kalıcı bir mıknatısla da magnetik alan oluşturulabilir. Bu durumda magnetik alana neden olan elektrik akımı veya kalıcı mıknatıs malzemesi içindeki elektronların spinleri ve yörüngesel hareketleridir. Magnetik alan hem akım taşıyan iletkenlere hem de kalıcı mıknatıslara bir kuvvet uygular [1].



### 1.2.2 H Magnetik Alan Şiddetinin Tanımı

Magnetik alan şiddeti  $H$  'nin tanımlanabileceği bir yöntem vardır. Burada geliştirilen fikirlerle bağlantılı olarak, magnetik alan  $H$  ile elektrik akımı üretmek arasındaki ilişki, vurgulanmak istendiğinden magnetik alan şiddeti birimi, “Amper/metre” cinsinden tanımlanacaktır. Amper/metre, metre başına  $n$  tane sarım içeren sonsuz uzunluktaki bobin tarafından üretilen mıknatısal alan olarak tanımlanır.

Sonsuz uzunluktaki bobin bir varsayım olduğundan, daha pratik olan diğer bir tanım verilebilir. Buna göre, 1 amperlik akım geçen düz bir telden , bir metre radyal uzunlukta  $1/2\pi$  A/m 'lik teğetsel bir alan şiddeti oluşur. Bu iki tanım Biot-Savart Yasası ile bulunana eşdeğerdir [1].

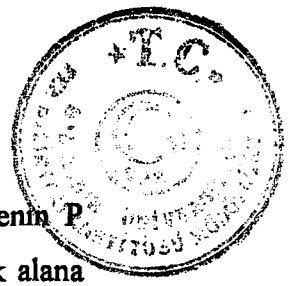
Magnetik alan  $H$ , yalnızca kendisini oluşturan akımların dağılımı ve büyüklüğü ile belirlenir.  $H$ , malzemenin ortamından bağımsızdır. Bu ise magnetik alan ile magnetik akı yoğunluğu arasında bir fark olduğunu açıkça ortaya koyar.

### 1.2.3 Biot-Savart Yasası

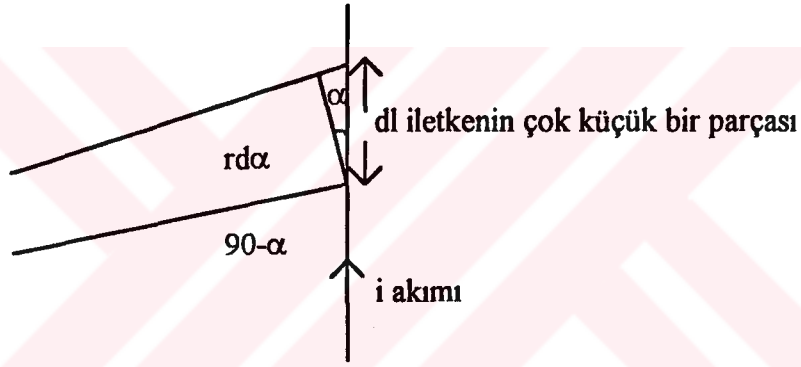
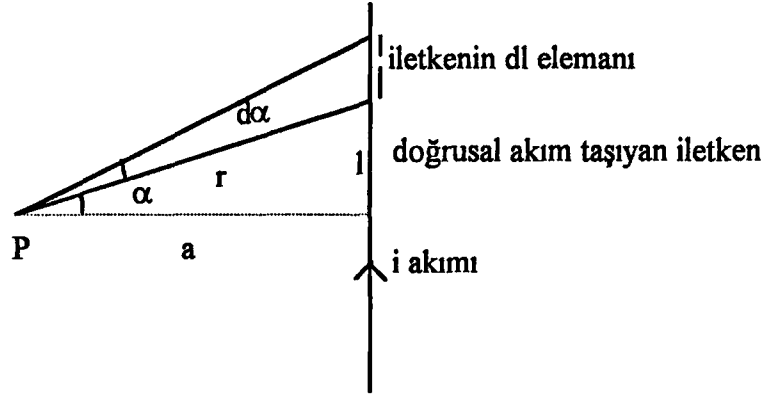
Elektrik akımı tarafından oluşturulan magnetik alan şiddetini hesaplamaya yardımcı olan Biot-Savart Yasası, elektromagnetizmanın en temel yasalarından birisidir. Bu, kuramsal tahminden çok deneysel bir gözlemin ifadesidir. Bu yasa, iletkenin birim uzunluğundan geçen akım tarafından oluşturulan alanı,

$$dH = \left( \frac{1}{4\pi r^2} \right) idl \times u \quad (1.1)$$

şeklinde ifade eder. Burada  $i$  iletkenin birim uzunluğu  $dl$  'den geçen akım,  $r$  radyal uzunluk,  $u$  radyal yön boyunca olan birim vektör ve  $dH$ ,  $idl$  akım elemanından kaynaklanan  $r$  'deki magnetik alana katkısıdır. Bu bağıntı, aynı yıl Ampere tarafından başka bir şekilde bulunmuş olsa da Biot-Savart Yasası olarak bilinir. Sabit akımlar için bu yasa Amper 'in devre yasasına eşittir [1].



Telden a metre kadar uzakta bulunan ve  $i$  A 'lık akım taşıyan iletkenin P noktasında oluşturduğu magnetik alanı hesaplayalım. P noktasındaki magnetik alana  $dH$  'nin katkısını Biot-Savart Yasası 'nı kullanarak bulabiliriz.



Şekil 1.1 Elektrik akımı taşıyan uzun bir iletkenin oluşturduğu magnetik alan.

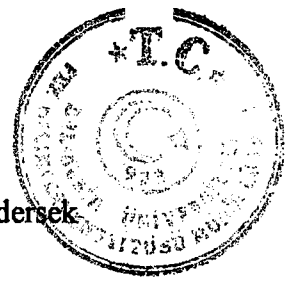
Şekil 1.1 'den

$$dH = \frac{1}{4\pi r^2} idl \sin(90 - \alpha) \quad (1.2)$$

$$dl = \frac{rd\alpha}{\cos\alpha} = \frac{ad\alpha}{\cos^2\alpha}$$

değerini yazarak

$$dH = \frac{i \cos\alpha d\alpha}{4\pi a} \quad (1.3)$$



bağıntısını elde ederiz ve bu ifadeyi  $\alpha=-\pi/2$  ile  $\alpha=\pi/2$  sınırları arasında integre edersek toplam  $H$  'nin

$$H = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{i}{4\pi a} \cos\alpha d\alpha$$

$$H = \frac{i}{2\pi a} \text{ A / m} \quad (1.4)$$

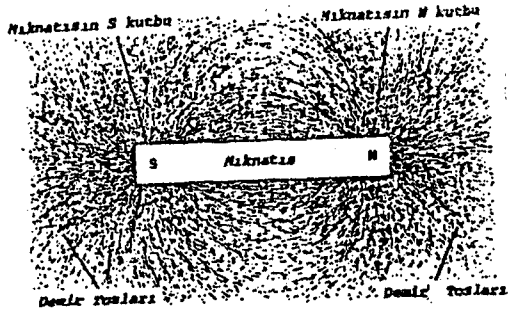
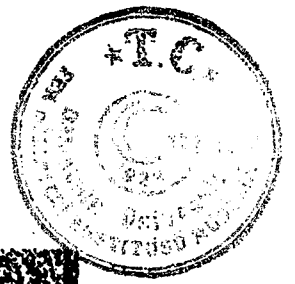
olduğunu buluruz. Magnetik alanın yönü sağ el kuralına göre bulunur yani baş parmak akım yönünü gösterirse sağ elin dört parmağı saatin dönme yönünde olur.

#### 1.2.4 Magnetik Kuvvet Çizgileri

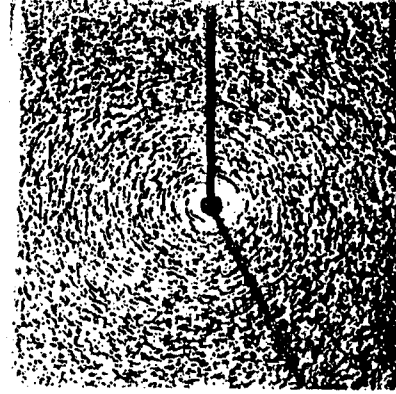
Magnetik alan tanımlanırken, bu alan adına kuvvet çizgileri denilen çizgilerle gösterilir. Magnetik alan vektörüne teğet ve alanla aynı yönlü olan gözle görülemeyen çizgilere *magnetik kuvvet çizgileri* denir [2]. Gerçekte magnetik alan kaynağı etrafında böyle bir çizgi yoktur, ancak magnetik alanı ifade etmek için bu çizgilerden yararlanır.

Çubuk mıknatıs, düz bir iletken, bir halka ve bobin etrafında gözlenen magnetik kuvvet çizgileri demir tozları kullanılarak Şekil 1.2 'de gösterilmiştir.

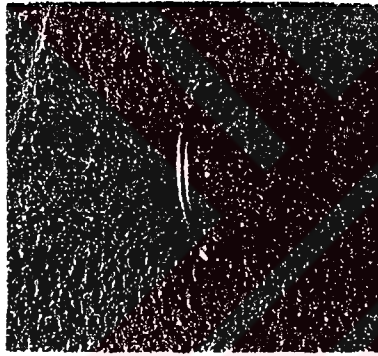
Şekil 1.2-a 'dan görüldüğü gibi kuvvet çizgilerinin karşılıklı olarak, kutupların birinden diğerine yönelir. Sonuç olarak magnetik kuvvet çizgileri mıknatıs kutbunun bir ucundan çıkarak hava boşluğunu geçer ve mıknatısın diğer kutbuna dönerler. Magnetik kuvvet çizgileri, izole edilmiş magnetik kutupların varlığına dair hiçbir kanıt olmadığından daima kapalı bir yol oluştururlar. Magnetik kuvvet çizgilerinin sıklığı mıknatısın kutuplarına yaklaştıkça artar; kutuplardan uzaklaştıkça azalır. Kuvvet çizgilerinin sık olduğu yerlerde magnetik alan kuvvetli, seyrek olduğu yerlerde zayıftır. Magnetik kuvvet çizgilerinin yönü mıknatıs kutupları arasında N kutbundan S kutbuna doğrudur. Mıknatısın içerisinde ise S 'den N 'ye doğrudur [1, 2].



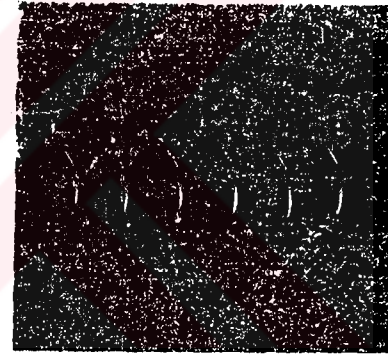
(a)



(b)



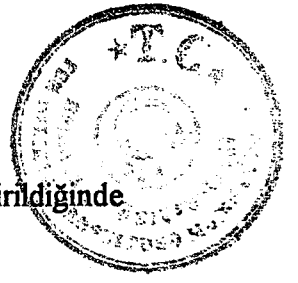
(c)



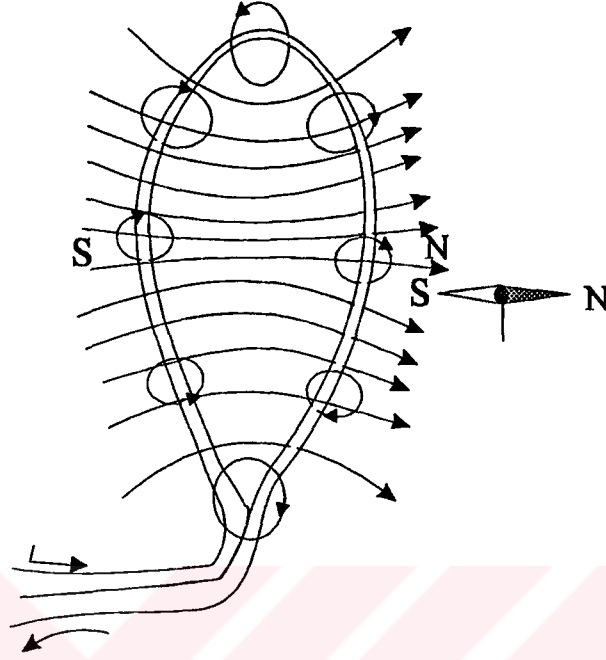
(d)

Şekil 1.2 a) Çubuk mıknatıs; b) Düz bir tel; c) Tek sarımlı bir halka; d) Bobin etrafındaki magnetik kuvvet çizgileri

Şekil 1.2-b 'de ise kuvvet çizgilerinin eş merkezli daireler oluşturduğu görülür. Bir iletkenen geçen akıma göre iletken etrafında oluşan alanın yönü sağ el kuralı ile bulunabilir. Buna göre sağ elin başparmağı, iletkenen geçen akım yönünde tutulursa iletkeni kavramak için diğer dört parmağın dönüş yönü meydana gelen magnetik alanın yönünü gösterir.



Şekil 1.3 'te gösterildiği gibi tek sarımlı bir halkadan akım geçirildiğinde iletkenin bir tarafı N diğer tarafı S kutbu gibi davranır.



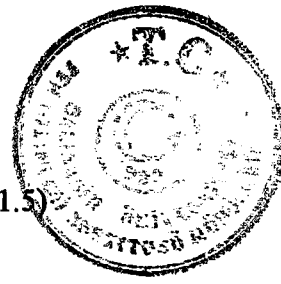
Şekil 1.3 Tek sarımlı iletkenin magnetik alanı.

Şekil 1.2-d 'de ilk başta bobinin etrafındaki alan çizgilerinin, çubuk mıknatısın etrafındaki alan çizgileri ile aynı olduğu görülse de bu gerçekte böyle değildir. Özellikle şunu belirtmek gerekir ki çubuk mıknatısın içindeki alan çizgilerinin yönü ile bobinin içindeki alan çizgilerinin yönü aynı değildir. Bu ise, çubuk mıknatısın kalıcı bir mıknatıslığa sahip olması ama bobinin olmamasıyla açıklanabilir. Bobinde oluşan akımın yönü sağ el kuralı ile bulunur. Sağ elin dört parmağı bobinden geçen akım yönünde tutulursa baş parmak bobinin N kutbunu gösterir [1, 2].

### 1.2.5 Amper Yasası

Amper hareketli elektrik yüklerinin bir magnetik alan oluşturduğunu ortaya koydu. Amper 'e göre elektrik devresi tarafından oluşturulan magnetik alan şiddeti, taşınan akıma ve devrenin şekline bağlıdır. Herhangi bir akım dağılımının oluşturduğu magnetik alan Amper Yasası 'na dayanan integrasyon yöntemi ile hesaplanır. Buna göre Amper





$$N_i = \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l}$$

(1.5)

bağıntısına ulaşmıştır. Burada N, her biri i A akım taşıyan akım taşıyıcı iletkenlerin sayısıdır. Bu bir çizgi integrali olan  $\mathbf{H} \cdot d\mathbf{l}$  magnetik alanının kaynağıdır.  $N_i$  toplam akımı, kapalı bir yol etrafındaki  $\mathbf{H}$  'nin çizgi integraline eşittir. Kapalı yol,  $d\mathbf{l}$  diferansiyel elementlere ayrılmıştır. Burada  $\mathbf{H} \cdot d\mathbf{l}$  terimi skaler bir çarpım olduğundan değeri  $H \cos \theta dl$  ile verilir, yalnız bu eşitlik sadece sabit akımlar için geçerlidir. Bu denklemdaki integral

$$N_i = \oint H \cos \theta dl$$

şekline dönüşür. Bu çizgisel integral eğri boyunca ilerledikçe  $H \cos \theta dl$  değerlerinin toplanacağı anlamını taşır. Eşitliğin sol tarafı net akımı gösterir. Eşitliği daha ileri bir sonuca götürmek için, kapalı eğri olarak aynı merkezli r yarıçaplı bir merkez alınırsa simetriden yararlanılabilir. Çember için  $\mathbf{H}$  ve  $d\mathbf{l}$  her zaman aynı doğrultuyu gösterir ve aralarındaki  $\theta$  açısı sıfırdır. O halde bağıntı

$$N_i = \oint H dl \cos \theta$$

$$N_i = \oint H dl \cos 0$$

$$N_i = \oint H dl = H \oint dl$$

$$N_i = H 2\pi r$$

şeklinde olur. Kapalı eğri boyunca alınan  $\oint$  çizgisel integral, çemberin çevresine eşittir ve  $N=1$  olduğundan

$$H = \frac{i}{2\pi r}$$

(1.6)



elde edilir. Görüldüğü gibi sonuç Biot-Savart Yasası kullanılarak elde edilen uzun bir iletkenin belli bir noktada oluşturduğu magnetik alan şiddeti ile aynıdır. Sonuç olarak Biot-Savart Yasası ile Amper Yasası birbirlerine eşdeğerdir denilebilir [1, 8].

### 1.3 Magnetik Akı Yoğunluğu

Bir ortamda bir  $H$  magnetik alanı oluşturulduğunda, Amper Yasası 'na göre, ortamın tepkisi  $B$  magnetik indüksiyonu da denilen magnetik akı yoğunluğudur. Magnetik akı yoğunluğu ve magnetik alan arasındaki bağıntı ortamın geçirgenliği olarak adlandırılan bir özelliikle verilir. Ortam olarak şimdilik boşluk ortamı alınacaktır.

#### 1.3.1 Magnetik Akı

Boşlukta, magnetik alan varlığı söz konusu olduğunda magnetik akının da varlığından söz edilir. Belli bir yüzeyden geçen kuvvet çizgisi sayısı o yüzeydeki *magnetik akı* olarak tanımlanır [1]. Magnetik akı  $\Phi$  'nin SI 'daki birimi weber olup Wb ile gösterilir. Magnetik akı değişimini ölçmek mümkündür çünkü magnetik akı geçtiği iletkenin kapalı devresinde bir e.m.k oluşturur. Şekil 1.2 'de gösterildiği gibi, demir tozları gibi küçük magnetik parçacıklar kendilerini magnetik akının yönü boyunca yönlendirirler. Magnetik akının, ortamdaki magnetik alanın varlığı tarafından oluşturulduğu düşünülebilir. Magnetik alan tarafından oluşturulan akı miktarı ortamın özelliklerine bağlıdır ve bir ortamdan diğerine değişiklik gösterir.

#### 1.3.2 B Magnetik Akı Yoğunluğu

Birim yüzeyden dik olarak geçen magnetik kuvvet çizgisi sayısına *magnetik akı yoğunluğu* veya *magnetik indüksiyon* denir [7].

$$B = \frac{\Phi}{A} \quad (1.7)$$

bağıntısı ile ifade edilir.  $1 \text{ Wb m}^{-2}$  akı yoğunluğu  $1 \text{ T}$  'lık akı yoğunluğuna eşittir. Magnetik akı yoğunluğu sabitse tesla şu şekilde tanımlanır:  $1 \text{ tesla } B$  magnetik akı yoğunluğu, akı yoğunluğu yönüne dik,  $1 \text{ amper}$  şiddetinde akım taşıyan iletkenin birim



uzunluğunda 1 newton değerinde bir kuvvet oluşturur. Magnetik akı yoğunluğunun oluşmasında iki katkı söz konusudur. Bunlardan birisi magnetik alan, diğeri ise miknatıslanmadır. Genellikle  $H$  magnetik alan kavramı ile  $B$  magnetik akı yoğunluğu kavramı birbirlerine karıştırılır. Çoğu ortamda  $B$ ,  $H$  'nin doğrusal bir fonksiyonudur ve boşluk için

$$B = \mu_0 H \quad (1.8)$$

bağıntısı yazılabilir. Bu eşitlikte  $\mu_0$ , boşluğun magnetik geçirgenliğidir. Burada ele alınan birimlere göre yani SI birim sisteminde  $H$ ,  $A \, m^{-1}$  ve  $B$ ,  $N \, A^{-1} \, m^{-1}$  alınarak  $\mu_0$  magnetik geçirgenliğinin birimi,  $N \, A^{-2}$  bulunur. Boşluğun magnetik geçirgenliğinin değeri  $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \, N \, A^{-2}$  'dir.

Bunun yanında özellikle ferromagnetlerde  $B$ ,  $H$  'nin ne doğrusal ne de tek değerli bir fonksiyonudur. Ferromagnetlerde  $B$  ile  $H$  arasındaki fark açık ve çok önemlidir, yine de  $B$  ile  $H$  arasındaki ilişki, geçirgenliği  $\mu$  olan bir ortam için

$$B = \mu H \quad (1.9)$$

bağıntısı ile verilir ve bu bağıntıda  $\mu$  sabit olmak zorunda değildir. Ferromagnetlerde  $\mu$ ,  $H$  ile çabucak değişir. Sonuç olarak  $A \, m^{-1}$  cinsinden verilen  $H$  magnetik alan değeri,  $N \, A^{-2}$  cinsinden ölçülen  $\mu$  magnetik geçirgenliği ile birlikte ortamda tesla cinsinden  $B$  magnetik akı yoğunluğuna neden olurlar [1, 2].

### 1.3.3 Magnetik Dipol

Daha önceden Amper Yasası 'nda bahsedildiği gibi, bir elektrik devresindeki akım, bir magnetik alan oluşturur. Magnetik alan oluşturabilecek en basit devre elektrik akımı taşıyan daire şeklinde iletken bir halkadır. Böylesine bir akım halkası, magnetizmanın en temel birimi olarak düşünülebilir.



İki kutuplu küçük bir mıknatıs çubuğunun, kutup şiddeti  $p$ , kutuplar arasındaki uzaklık  $l$  olsun. Böyle bir elemanter mıknatısa magnetik dipol denir. Bir mıknatısın kutup şiddeti ile uzunluğunun çarpımına o mıknatısın magnetik momenti denir.

$$\mathbf{m} = pl \quad (1.10)$$

Benzer şekilde bir akım halkası  $A$  alanına sahip ve  $i$  akımı taşıyorsa, magnetik dipol momenti

$$\mathbf{m} = iA \quad (1.11)$$

dır. Magnetik moment vektörel bir büyüklüktür ve birimi SI 'da  $A \cdot m^2$  'dir  $\mathbf{B}$  magnetik akı yoğunluğundaki  $\mathbf{m}$  magnetik dipol momenti üzerindeki tork

$$\boldsymbol{\tau} = \mathbf{m} \times \mathbf{B} \quad (1.12)$$

ifadesi ile verilir. Boşluk için tork,  $\mathbf{H}$  'ye bağlı olarak ifade edilirse

$$\boldsymbol{\tau} = \mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H} \quad (1.13)$$

eşitliği elde edilir. Bu şekilde  $\mathbf{B}$  magnetik akı yoğunluğunun,  $\mathbf{m}$  magnetik dipol momentini kendisine paralel olacak şekilde yönlendirdiği sonucu çıkarılabilir.

Bir akım halkası, magnetik dipol olarak bilinir çünkü böyle bir halka tarafından oluşturulan magnetik alan, aralarında  $l$  kadar uzaklık bulunan  $p$  şiddetindeki iki kuramsal magnetik kutpun hesaplanmasından elde edilen magnetik alanla aynıdır [1, 3].

#### 1.3.4 Magnetizmada Kullanılan Birim Sistemleri

Magnetizmada yaygın olarak kullanılan iki birim sistemi vardır. Bunlardan birisi CGS birim sistemi ve diğeri de SI birim sistemidir. Bunlardan CGS birim sistemi, magnetizma konusunda karşılaştığımız büyüklükleri elektromagnetik



büyüklikler cinsinden tanımlamamıza olanak sağlar. SI birim sistemi ise günümüzde yaygın olarak kullanılır. Bu birim sistemlerinin her birinin bir takım avantaj ve dezavantajları vardır [1, 14]. Magnetizmada kullanılan başlıca birim sistemlerini Çizelge 1.1 'de vermeden önce bir takım dönüşüm etkenlerini vermekte yarar vardır. Buna göre;

$$1 \text{ Oe} = (1000/4\pi) \text{ A m}^{-1} = 79.58 \text{ A m}^{-1}$$

$$1 \text{ Gs} = 1 \times 10^{-4} \text{ T}$$

Çizelge 1.1 Magnetizmada kullanılan başlıca birim sistemleri.

Nicelik	SI	CGS (EMB)
Magnetik alan şiddeti <b>H</b>	$\text{A m}^{-1}$	Oe
Magnetik akı yoğunluğu <b>B</b>	T	Gs
Mıknatıslık <b>M</b>	$\text{A m}^{-1}$	emb cc <sup>-1</sup>
Magnetik akı $\Phi$	Wb	Mx
Magnetik moment <b>m</b>	$\text{A m}^2$	emb
Kutup şiddeti <b>p</b>	A m	emb cm <sup>-1</sup>
Magnetik akı yoğunluğu eşitliği	$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$	$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$
Boşlukta magnetik dipol momentin enerjisi	$E = -\mu_0\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}$	$E = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}$
Boşlukta magnetik moment üzerindeki tork	$\boldsymbol{\tau} = \mu_0\mathbf{m} \times \mathbf{H}$	$\boldsymbol{\tau} = \mathbf{m} \times \mathbf{H}$

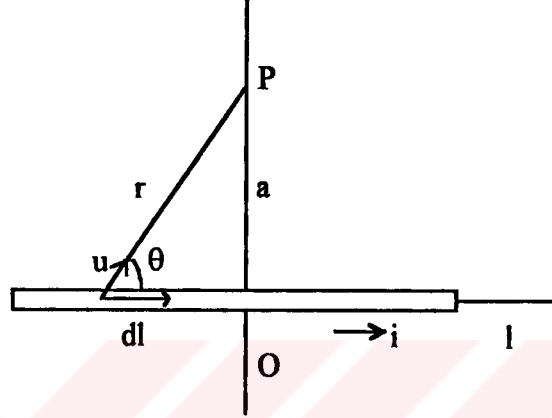
### 1.3.5 Magnetik Alan Hesapları

Genellikle magnetik alanlar bobinler ya da elektromıknatıslar tarafından oluşturulur. Yalıtılmış bakır tel veya benzer bir iletkenin çok fazla sayıda yalıtılmış boru üzerine helisel biçimde sarılmasıyla bir bobin oluşturulabilir. Bir elektromıknatıs



da benzer şekilde yapılır fakat bu kez sarımlar yumuşak demir gibi kolay mıknatıslanabilen ferromagnetik malzemeler üzerine yapılır. Şimdi sıra ile, ince düz bir iletkenin magnetik alanını, dairesel akım devresinin eksenini üzerindeki magnetik alanı, toroidin ve bobinin magnetik alanlarını hesaplayalım.

### 1.3.6 İnce Uzun Bir İletkenin Magnetik Alanı



Şekil 1.4 Akım taşıyan ince uzun bir iletkenin P noktasındaki magnetik alanı

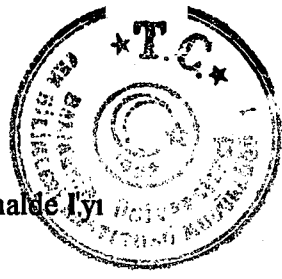
Telden a kadar uzaklıkta bulunan P noktasındaki toplam magnetik alanı hesaplayalım.  $\mathbf{H}$  magnetik alanının yönü sağ el kuralına göre sayfa düzleminden dışarı doğrudur. Magnetik alanın büyüklüğünü bulmak istersek, öncelikle O noktasını başlangıç noktası seçelim ve P noktasını pozitif y eksenini üzerinde alalım,  $\mathbf{k}$  ise sayfa düzleminden dışarı olan birim vektör olsun.

Biot-Savart Yasası 'ndan

$$d\mathbf{H} = \frac{1}{4\pi r^2} i d\mathbf{l} \times \mathbf{u} \quad (1.14)$$

$$d\mathbf{l} \times \mathbf{u} = k |d\mathbf{l} \times \mathbf{u}| = k dl \sin \theta$$

$$d\mathbf{H} = \frac{i}{4\pi} \frac{d\mathbf{l} \sin \theta}{r^2}$$



bu ifadeyi integre edebilmek için  $r$ ,  $l$  ve  $\theta$  arasında bir bağıntı kuralıyız. O halde  $l$ 'yi ve  $r$ 'yi  $\theta$ 'nın terimleri olarak yazalım.

$$\sin \theta = \frac{a}{r} \Rightarrow r = \frac{a}{\sin \theta} = a \operatorname{cosec} \theta$$

$$\tan \theta = \frac{a}{-l} \Rightarrow l = \frac{-a}{\tan \theta} = -a \cot \theta$$

$$l = -a \cot \theta$$

$$dl = -a \left( -\frac{1}{\sin^2 \theta} \right) d\theta$$

$$dl = \frac{a}{\sin^2 \theta} d\theta = a \operatorname{cosec}^2 \theta d\theta$$

bu değerleri eşitlikte yerine koyarsak

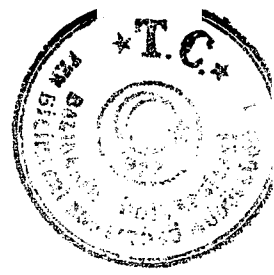
$$dH = \frac{i}{4\pi} \frac{a \operatorname{cosec}^2 \theta \sin \theta d\theta}{a^2 \operatorname{cosec}^2 \theta}$$

$$dH = \frac{i}{4\pi a} \sin \theta d\theta$$

$$\int dH = \int \frac{i}{4\pi a} \sin \theta d\theta = \frac{i}{4\pi a} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sin \theta d\theta$$

$$\int dH = \frac{i}{4\pi a} (-\cos \theta_2 + \cos \theta_1) = \frac{i}{4\pi a} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2)$$

Bu durumu sonsuz uzunlukta düz bir tel için düşünersek  $\theta_1 = 0$  ve  $\theta_2 = \pi$  olur.



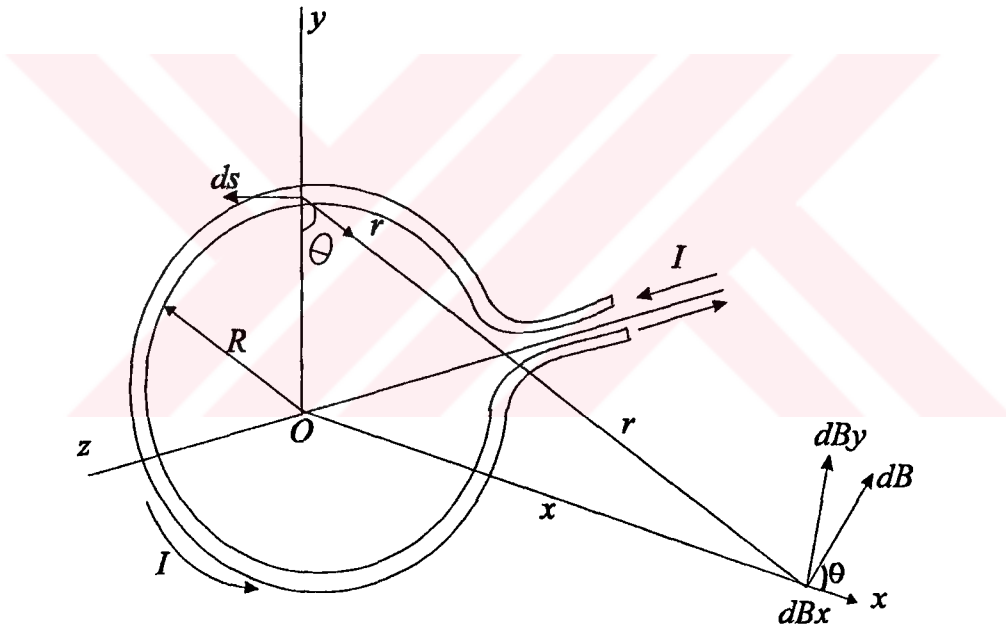
$$\mathbf{H} = \frac{i}{4\pi a} (\cos 0 - \cos 180)$$

$$\mathbf{H} = \frac{2i}{4\pi a} \text{ ve}$$

$$\mathbf{H} = \frac{i}{2\pi a} \quad (1.15)$$

olur [7].

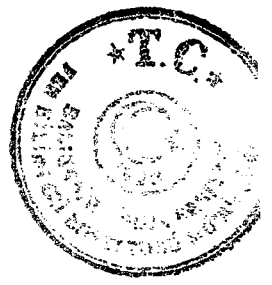
### 1.3.7 Dairesel Akım Devresinin Eksenindeki Magnetik Alanı



Şekil 1.5 Akım taşıyan dairesele bir halkanın eksenindeki magnetik alan

Şekil 1.5 'te gösterildiği gibi içinden  $i$  akımı geçen  $R$  yarıçaplı  $yz$  düzlemi içerisinde bulunan  $O$  ekseninden  $x$  kadar bir uzaklıkta bulunan eksen üzerinde  $P$  noktasındaki magnetik alanı hesaplayalım. Burada herhangi bir  $d\mathbf{l}$  elemanı  $\mathbf{u}$  birim vektörüne diktir. Halka üzerindeki bütün elemanlar  $P$  noktasına aynı  $r$  uzaklığındadırlar ve  $r^2 = x^2 + R^2$  olarak tanımlanır.  $d\mathbf{l}$  'nin oluşturduğu  $d\mathbf{H}$  'nin büyüklüğü





$$dH = \frac{i}{4\pi} \frac{|dl \times u|}{r^2} = \frac{i}{4\pi} \frac{dl}{r^2}$$

$$dl \times u = dl \sin \theta = dl \sin \theta$$

$$dH = \frac{i}{4\pi} \frac{dl}{(R^2 + x^2)} \quad (1.16)$$

olur.  $dH$  magnetik alanının yönü  $u$  ve  $dl$  'nin oluşturduğu düzleme diktir. Böylece  $dH$  vektörü,  $dH_x$  ve  $dH_y$  olmak üzere bileşenlerine ayrılabilir,  $x$  eksenine dik olan  $dH_y$  bileşenleri bütün halka üzerinden toplandıklarında sonuç sıfır olur. Simetriye göre halkanın herhangi bir tarafındaki eleman  $dH_y$  bileşenlerini yok edecek şekilde bir magnetik alan oluşturur. O halde  $P$  noktasındaki net magnetik alan  $x$  eksenine boyunca olan  $dH_x$  bileşenleridir. Bunun integralini alınırsa,  $dH_x = dH \cos \theta$  olur.  $H$  magnetik alanının yönü  $i$  birim vektörü yönündedir. Büyüklüğü ise

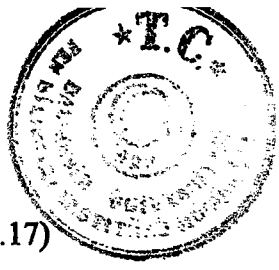
$$H_x = \oint dH \cos \theta = \frac{i}{4\pi} \oint \frac{dl \cos \theta}{x^2 + R^2}$$

$x, \theta$  ve  $R$  sabit olduğundan  $\cos \theta = \frac{R}{\sqrt{R^2 + x^2}}$  yazılabilir.

$$H_x = \frac{i}{4\pi} \oint \frac{dl R}{(x^2 + R^2)^{3/2}}$$

$$H_x = \frac{i}{4\pi} \frac{R}{(x^2 + R^2)^{3/2}} \oint dl = \frac{i}{4\pi} \frac{R}{(x^2 + R^2)^{3/2}} 2\pi R$$

olur. O halde,



$$H_x = \frac{iR^2}{2(x^2 + R^2)^{3/2}} \quad (1.17)$$

olur. Halkanın merkezindeki magnetik alanı bulmak için, (1.17) no'lu eşitlikte  $x$  yerine  $x=0$  değeri konulursa,

$$H = \frac{i}{2R} \quad (1.18)$$

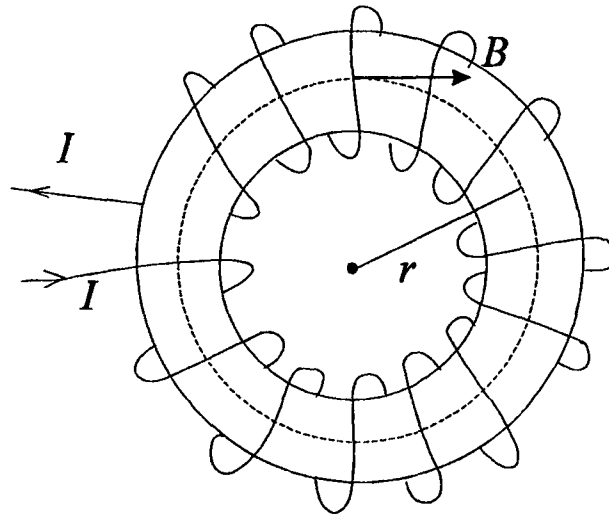
bağıntısı elde edilir.  $R$  ile  $x$  karşılaştırıldığında,  $x$   $R$  'den çok büyük olursa bu durumda (1.17) no'lu eşitlikte paydada bulunan  $R$  'yi ihmal ederiz ve eşitlik

$$H = \frac{iR^2}{2x^3} \quad (1.19)$$

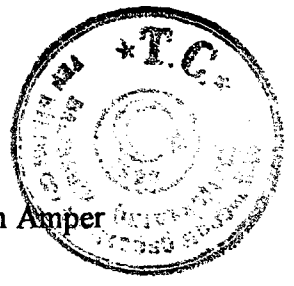
olur [7].

### 1.3.8 Toroid Bir Bobin Üzerindeki Magnetik Alan

Bobinin içerisinde merkezden  $r$  kadar uzaklıktaki magnetik alanı hesaplayalım. Bobin içindeki magnetik alanı hesaplamak için,  $r$  yarıçaplı çember üzerinde  $Hdl$  integralini hesaplamamız gerekir. Magnetik alan bu yol üzerinde sabittir ve o noktada çembere teğettir



Şekil 1.6 Sıkıca sarılmış bir toroid içindeki magnetik alan



$\mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = H dl \cos\theta = H dl$  ve bu kapalı yol N tane tel halka içerir. Bu yüzden Amper Yasası 'nı uyguladığımızda

$$\oint \mathbf{H} d\mathbf{l} = H \oint d\mathbf{l} = H(2\pi r) = Ni$$

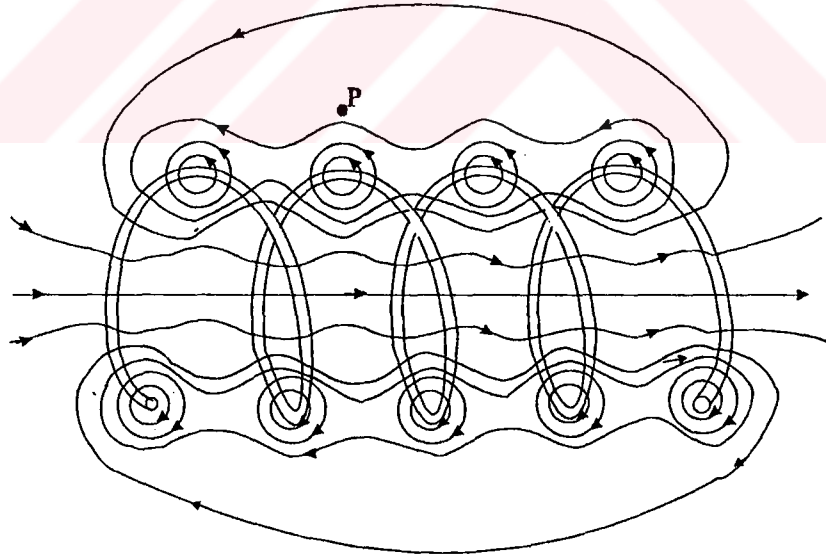
$$H2\pi r = Ni$$

$$H = \frac{Ni}{2\pi r} \quad (1.20)$$

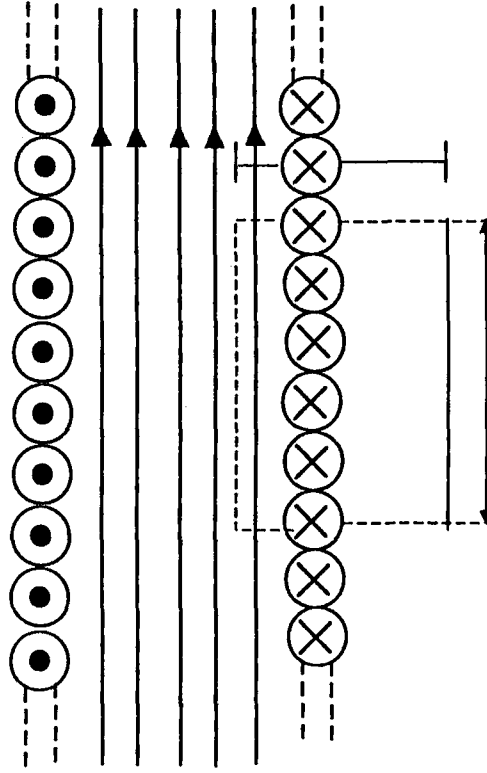
bağıntısı elde edilir [7].

### 1.3.9 Bobinin Magnetik Alanı

Bobin içerisinde magnetik alan düzenlidir. Bobinin boyu arttıkça içerisindeki magnetik alan daha da düzenli olur. Bu sarım sayısı ile de doğru orantılıdır.



Şekil 1.7 N sarımlı bobinin magnetik alan çizgileri



Şekil 1.8 N sarımlı bobinin enine kesiti

İdeal bir bobin içerisindeki magnetik alanı hesaplamak için Amper Yasası 'nı kullanırız. Boyuna kesilmiş bir bobinde genişliği  $w$  ve boyu  $l$  olan dikdörtgen bir parça düşünelim. Amper Yasası 'nı bu yola uygulayalım ve her dört kenar için  $\mathbf{H} \cdot d\mathbf{l}$  integralini hesaplayalım. 2 ve 4 no 'lu kenarlar için  $\mathbf{H}=0$  'dir. Çünkü  $\mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = H \cdot dl \cos\theta$  idi.  $\theta = \pi/2$  ve  $\cos\pi/2 = 0$  'dır ve bu kenarlarda  $\mathbf{H} \cdot d\mathbf{l}$  'ye diktir. 3 no'lu kısımda da  $\mathbf{H}=0$  'dır çünkü bu kenar bobinin dışında kalır ve dışarıda magnetik alan yaklaşık sıfırdır. Kapalı yol boyunca alınan integralde sadece 1 no 'lu kenarın katkısı vardır ve burada  $\mathbf{H} \cdot d\mathbf{l}$  'ye dik olduğundan  $\mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = H \cdot dl$  'dir. Böylece

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \int H \cdot dl \cos\theta = H \int dl = Hl$$

Amper Yasası 'nın sağ tarafı toplam akımı içerir. Toplam akım ise her bir sarımdaki akımın  $N$  ile çarpımına eşittir. O halde toplam akım  $Ni$  'dir.

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = Hl = Ni$$



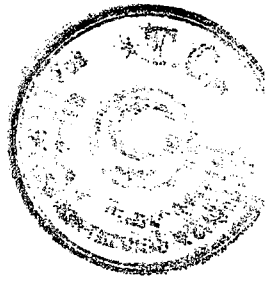
$$H = \frac{N_i}{1} = ni$$

n, birim uzunluktaki sarım sayısı olduğuna göre

$$H = ni$$

olur [7].





## 2. BÖLÜM

### 2.1 Maddenin Magnetik Özellikleri

Katılar magnetik davranışları bakımından diamagnetik, paramagnetik ve ferromagnetik olarak üç grupta toplanır. Bu davranışları incelemeye geçmeden önce konu ile ilgili bazı ön bilgiler ve magnetizma ile ilgili temel kavramlar hatırlatılacaktır.

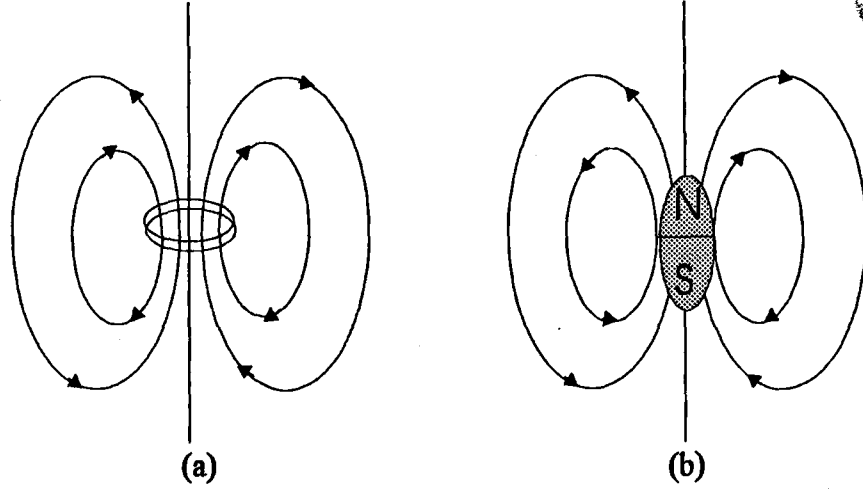
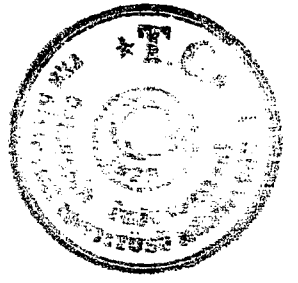
#### 2.1.1 Atomların İçindeki Akımlar, Magnetik Dipoller ve Mıknatıslanma

Bir akım çerçevesinin ve bir mıknatıs çubuğunun doğurduğu benzeri magnetik alanlar Şekil 2.1 'de kabataslak gösterilmiştir. Düzgün bir magnetik alana yerleştirilmiş bir magnetik dipol üzerindeki dönme momenti (tork)  $\tau$

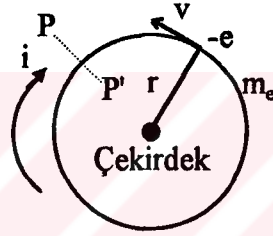
$$\tau = m \times B \quad (2.1)$$

bağıntısı ile verilir. Sınırlanmış akımların ve mıknatısların magnetik davranışlarının benzemesi bir raslantı değildir. Gerçekten de maddedeki magnetizmayı betimlememiz moleküler düzeyindeki akımların dolayısıyla magnetik dipol momentlerinin doğurduğu bir oluşuma dayalıdır.

Bir atomun klasik modelinde negatif yüklü elektronlar çekirdeğin etrafındaki yörüngelerde dolanırlar. Böyle dolanan yükler atomun magnetik dipol momentine katkıda bulunan sınırlanmış bir akım dağılımı oluştururlar.  $m$  magnetik dipol momenti ile  $L$  yörünge açıl momentumu arasında bir bağıntı kurabilmek için



Şekil 2.1 a) Bir akım halkasından ve b) Bir mıknatıs çubuğundan uzaktaki noktalarda bir magnetik dipol alanı.



Şekil 2.2 Yörüngede saat yönünün tersinde dolanan elektron, saat yönünde bir akım oluşturur.  $L$  yörünge açısai momentumu şekil düzleminde dışarıya doğrudur.  $m$  magnetik dipol momentu şekil düzleminin içine doğru  $L$ 'ye zıt yöndedir.

Şekil 2.2 'de görüldüğü gibi  $-e$  yükü ve  $m_e$  kütlesiyle sabitlenmiş bir çekirdek etrafındaki  $r$  yarıçaplı dairesel bir yörüngede  $v$  hızıyla dolanan bir elektron düşünelim. Yörünge uzunluğunu veren  $2\pi r = vT$  bağıntısından yörünge periyodu;

$$T = \frac{2\pi r}{v} \quad (2.2)$$

şeklinde hesaplanabilir. Yörünge hareketindeki ortalama elektrik akımı, belli bir kesitten ( $PP'$ )  $T$  süresince geçen elektron yüküne karşılık gelir. Yani

$$i = \frac{e}{T} = \frac{e}{2\pi r / v} = \frac{ev}{2\pi r} \quad (2.3)$$



yazılabilir. Akım yönü yörünge hareketinin tersinedir. Bu, elektronun negatif yük taşımasından ileri gelir. Bir çerçevenin ya da sargının magnetik momenti  $m_L = IA$  ile verilir. Alanı  $A = \pi r^2$  olan ve içinden  $i$  akımı geçen bir çerçeve için magnetik alanın büyüklüğü  $m_L = i\pi r^2$  'dir. Burada  $i$  yerine (2.3) eşitliğindeki değer yazılırsa

$$m_L = \frac{1}{2} e v r \quad (2.4)$$

bulunur.  $m_L$  'nin yönü sayfa düzlemine dik ve içeri doğrudur. Şekil 2.2 'deki akımın yönüne göre sağ el kuralı uygulanırsa  $m_L$  'nin sayfa düzleminin içine doğru olduğu görülür.

Elektronun yörüngesel açısal momentumunun büyüklüğü  $L = r \times p$  yani  $L = r \times (m_e v)$  bağıntısından  $L = m_e v r$  ile verilir.  $L$  'nin yönü sayfa düzlemine dik ve dışarı doğrudur.  $m_L$  ile  $L$  arasında bir bağıntı kurmak istenirse;

$$m_L = \frac{e v r}{2} \quad v r = \frac{L}{m_e} \text{ 'den}$$
$$m_L = \frac{1}{2} \left[ e \left( \frac{L}{m_e} \right) \right] = \frac{e}{2 m_e} L \quad (2.5)$$

elde edilir.  $m_L$  ile  $L$  'nin yönlerinin birbirlerine zıt olduklarına dikkat edilerek bağıntı yeniden düzenlenirse;

$$m_L = -\frac{e}{2 m_e} L \quad (2.6)$$

bağıntısı elde edilir.

Sonuç olarak yörüngesel magnetik momente bir elektronun katkısı, o elektronun yörünge açısal momentumuyla orantılıdır.  $\frac{e}{2 m_e}$  orantı katsayısı yalnızca





elektronun yüküne ve kütesine bağlıdır. Elektrondaki negatif yükten dolayı iki vektör birbirine zıt yöndedir.

Magnetik momente yörünge katkısına ek olarak bir de her bir elektronun kendi çevresinde dönmesi nedeniyle  $S$  spin açısal momentumundan dolayı bir katkı vardır. Spinden ileri gelen bu magnetik moment  $m_s$  'ye spinden gelen katkı  $S$  ile orantılıdır. Orantı katsayısı ise yörünge için olanın yaklaşık iki katıdır. Bu denklem 2.6 'ya benzer ve

$$m_s = -\frac{e}{m_e} S \quad (2.7)$$

şeklinde verilir. (2.6) ve (2.7) no'lu denklemlerin her ikisi birden elektronun atomik magnetik momentumuna katkı yaparlar. Bir atomun ya da molekülün magnetik momentumu tüm elektronların katkıları toplanarak elde edilir. Bazı çekirdeklerin de magnetik momentumları vardır ama elektronlarınkinin yanında yoksanabilir. Genellikle dışarıdan hiçbir magnetik alan uygulanmadığında çoğu moleküllerin magnetik momentumları sıfırdır. Tek tek elektronların açısal momentum vektörlerinin farklı yönlerde olmasından dolayı elektron katkılarının birbirlerinin etkisini yok edecekleri düşünülebilir. Spin açısal momentumuna gelince, moleküldeki elektronların çoğu spinleri zıt olacak biçimde çiftlenmiş olduklarından bunların toplam magnetik momentumuna hiçbir katkısı olmaz. Çiftlenmenin tam olmadığı moleküllerde magnetik momentum birkaç çiftlenmemiş elektrondan gelir. Bu moleküllerin kalıcı bir magnetik momentumları bulunur [1, 6].

### 2.1.2 Mıknatıslanma

Çok sayıda molekül için, ortalama magnetik dipol momentumu ile ilgili bir nicelik *mıknatıslanmadır*. Mıknatıslanma  $M$  ile gösterilen vektörel bir büyüklüktür ve SI 'da birimi A/m 'dir [9].

Bir malzemedeki bir  $\Delta V$  hacim elemanını düşünelim.  $\Delta V$  'nin makroskopik ölçekte küçük ama çok sayıda molekül içerecek kadar da büyük olduğu varsayılıyor.



Söz konusu hacim elemanında  $i$  ile gösterilen bir molekülün magnetik momenti  $m_i$  ile gösterilirse, bu hacim elemanı için net ortalama magnetik moment  $\Sigma m_i$  'dir. Burada vektör toplamı elemandaki tüm molekülleri kapsamaktadır.

Mıknatıslanma belli bir ortamdaki birim hacim başına magnetik dipol momenti olarak tanımlanır.

$$M = \frac{\Sigma m_i}{\Delta V} \quad (2.8)$$

Böylece bir ortamda birim hacimdeki mıknatıslanma biliniyorsa  $\Delta V$  hacimli bir bölgenin  $m$  magnetik momenti  $m=M\Delta V$  olur.

Mıknatıslanma bir ortam ya da bir malzemenin magnetik durumunu belirler. Bir ortamda her yerde  $M=0$  ise o ortamın magnetik dipol momenti yoktur denilir. Mıknatıslanmış bir çelik parçasının her tarafında mıknatıslanmanın büyüklüğü yüksektir. Bunun dış etkilerle, örneğin bir magnetik alanla ya da sıcaklıkla değiştiği gözlenir.  $m$  magnetik momenti ve  $\Phi$  magnetik akı yoğunluğu arasındaki bağıntıdan yararlanarak  $M$  ve  $B$  arasında bir eşitlik kurulabilir. Daha önceden de belirtildiği gibi, magnetik dipol üzerindeki maksimum dönme momentinin  $B$  'ye oranı magnetik moment olarak ifade edilebilir yani

$$m = \frac{\tau_{\max}}{B} \quad (2.9)$$

dir. Boşluk için bunun değeri ise

$$m = \frac{\tau_{\max}}{\mu_0 H} \quad (2.10)$$

şeklindedir. Ayrıca (1.9) no'lu eşitlikte verildiği gibi  $m=p.l$  idi.  $p$  kutup şiddeti magnetik akı cinsinden ifade edilmek istenirse SI birim sisteminde



$$p = \frac{\Phi}{\mu_0}$$

(2.11)

eşitliği yazılabilir. Böylece uzunluğu  $l$ , kesit alanı  $A$  ve merkezindeki akı yoğunluğu  $\Phi$  olan bir çubuk mıknatıs

$$m = \frac{\Phi l}{\mu_0}$$

(2.12)

ile verilen bir magnetik momente sahiptir.  $M$  mıknatıslanması ise

$$M = \frac{m}{Al}$$

olarak yazılabilir. Yukarıdaki eşitlikte  $M$  yerine (2.12) no'lu eşitlik yazılacak olursa

$$M = \frac{\Phi}{\mu_0 A}$$

(2.13)

bağıntısı yazılabilir. Buradan da  $B$  'ye bağlı olarak

$$M = \frac{B}{\mu_0}$$

(2.14)

bağıntısı elde edilir. Bu durumda magnetik alan oluşturabilecek alışılmış bir dış elektrik akımı yoktur ve  $B$  'ye katkı sadece maddenin kendi mıknatıslanmasından ileri gelir. Bununla birlikte dış elektrik akımından ileri gelen bir  $H$  alanı söz konusu olursa toplam magnetik indüksiyon  $B = \mu_0(H + M)$  şeklinde olacaktır [1, 6].

### 2.1.3 H, M ve B arasındaki İlişki

Maddesel ortamda magnetik akı yoğunluğuna iki tür katkı vardır. Bunlardan biri, bir toroidin ya da bobinin sargılarındaki bilinen makroskopik akımlardan ileri gelen katkıdır. Bazı durumlarda magnetik akı yoğunluğuna olan bu katkıyı,



uygulanan  $H$  magnetik alanı olarak düşünürüz.  $B$  'ye olan diğer katkı ortamdandır. Söz konusu etki maddedeki  $M$  mıknatıslanmasından ileri gelir. Bir sargıdaki akım genellikle ayarlanabilir ancak bir örnek malzemedeki mıknatıslanma, hem  $H$  'ye bağlıdır hem de malzemeye bağlıdır. Dolayısıyla  $B$  'yi belirlemek ya da düzenlemek özellikle ferromagnetik malzemeler için her zaman kolay değildir. Ferromagnetik bir maddede  $M$  ve  $B$  değerleri, o örnek üzerindeki daha önceki uygulamalara da bağlıdır.  $H$  ve  $M$  'ye bağlı olarak  $B$  mıknatısal alanı (akı yoğunluğu)

$$B = \mu_0(H + M) \quad (2.15)$$

bağıntısıyla tanımlanır.  $H$  ile  $M$  'nin boyutları aynıdır. Denklem (2.15) 'e göre hem  $H$  ve hem de  $M$ ,  $B$  'ye katkı yapar.  $H$  magnetik alanı içinden akım geçen bir bobin ya da bir elektromıknatıs veya kalıcı bir mıknatısla oluşturulabilir.  $M$  mıknatıslanması ise katı içerisindeki elektronların yörünge açısal momentumları ve spinleri nedeniyle oluşur [1, 6].

#### 2.1.4 Doyum Mıknatıslığı

Bir malzemenin, birim haciminde her biri  $m$  magnetik dipol momentine sahip  $n$  tane magnetik dipol içerdiğini düşünelim. Magnetik momentlerin hepsi paralel olacak şekilde yönlendiğinde, birim hacimdeki magnetik moment  $M_0$  doyum mıknatıslığı olarak ifade edilir ve  $M_0$  ile gösterilir. Bu ise  $n$  ile  $m$  'nin çarpımına eşittir ve  $M_0 = nm$  'dir [1, 2].

#### 2.1.5 Magnetik Geçirgenlik ve Alınganlık

Magnetik malzemeler magnetik geçirgenlik ya da alınganlıklarına göre de sınıflandırılırlar. Mıknatıslanan magnetik malzemenin magnetik geçirgenliği  $\mu$  ile gösterilir.  $\mu$  magnetik geçirgenliği

$$B = \mu H \quad (2.16)$$

bağıntısını doğrulamalıdır. Bu anlamda (2.15) bağıntısı göz önünde tutulursa



$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.17)$$

bağıntısı elde edilir.  $\mathbf{M}$  ve  $\mathbf{H}$  vektörleri, magnetik özellikleri doğrusal olarak değişen mükemmel magnetik malzemelerde aynı yönde olurlar. Böylece  $\frac{\mathbf{M}}{\mathbf{H}}$  oranı skaler bir sayı verir ve

$$\frac{\mathbf{M}}{\mathbf{H}} = \chi \quad (2.18)$$

oranına *magnetik alınganlık* denir. O halde (2.17) eşitliğinde (2.18) no'lu eşitlik yerine yazılırsa

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H} = \mu_0\mathbf{H}\left(1 + \frac{\mathbf{M}}{\mathbf{H}}\right) = \mu_0\mathbf{H}(1 + \chi)$$
$$\mu = \mu_0(1 + \chi) \quad (2.19)$$

bağıntısı elde edilir [9].

Herhangi bir ortamın magnetik geçirgenliğinin boşluğun magnetik geçirgenliğine oranına o ortamın bağıl magnetik geçirgenliği denir ve  $\mu_r$  ile gösterilir [1]. Bu tanımlardan bağıl magnetik geçirgenlik

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (2.20)$$

şeklinde olacaktır. O halde (2.19) no'lu bağıntıdan

$$\mu_r = 1 + \chi \quad (2.21)$$

bağıntısı elde edilir.  $\mu_r$  boyutsuz bir büyüklüktür.



Magnetik alınganlık, bir magnetik malzemenin  $H$  magnetik alanı etkisiyle mıknatıslanma yeteneğini gösterir. Magnetik alınganlığı büyük olan bir malzemenin mıknatıslanma şiddeti, yani birim hacimdeki magnetik momenti daha büyüktür ve dolayısıyla mıknatıslanma özelliği diğer malzemelerden daha fazladır.

Magnetik alınganlık ve geçirgenlik  $H$  alanına göre değişir, fakat bu değişme doğrusal değildir bunun da bir üst sınırı vardır.

Ayrıca, magnetik geçirgenlik ve alınganlık diferansiyel olarak

$$\mu' = \frac{dB}{dH} \quad (2.22)$$

$$\chi' = \frac{dM}{dH} \quad (2.23)$$

şeklinde tanımlanır. Sıkça karşılaşılan bir diğer özellik ise ilk magnetik geçirgenlik  $\mu_{ilk}$  ve ilk magnetik alınganlık  $\chi_{ilk}$  'tir. Bunlar ilk mıknatıslanma eğrisinin başlangıç noktasındaki kendi değerleridir ve

$$\mu_{ilk} = \left( \frac{dB}{dH} \right)_{B=0, H=0} = \left( \frac{B}{H} \right)_{B=0, H=0} \quad (2.24)$$

$$\chi_{ilk} = \left( \frac{dM}{dH} \right)_{M=0, H=0} = \left( \frac{M}{H} \right)_{M=0, H=0} \quad (2.25)$$

bağıntıları ile ifade edilirler [1, 9].

## 2.2 Magnetik Malzemelerin Sınıflandırılması

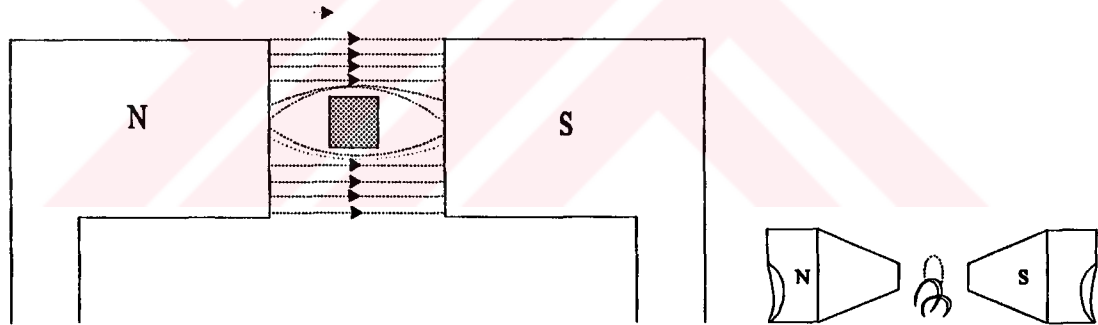
Magnetik alanda az ya da çok mıknatıslanan malzemeler magnetik maddeler olarak tanımlanırlar. Mıknatıslığın pek çok çeşiti vardır ve bunların her biri magnetik yapılarıyla nitelendirilir. Bu görüşten hareketle, malzemeler diamagnetler, paramagnetler ve ferromagnetler olmak üzere üç sınıfta toplanabilir [10].



### 2.2.1 Diamagnetler

Normal halde toplam net magnetik momentleri sıfır veya çok küçük olan atomlar *diamagnetik* davranış gösterirler. Moleküller görece olarak yoğun sıvı ya da katı oluştursa bile dışarıdan bir magnetik alan uygulanmadıkça çoğu malzemenin  $M$  mıknatıslanması sıfırdır. Yani moleküller birbirlerine yakın olsalar bile, elektronlar malzemenin hiç net magnetik momenti olmayacak biçimde çiftlenmiş olarak kalır. Ama dışarıdan bir magnetik alan uygulandığında, moleküllerin küçük de olsa bir magnetik momenti olur. Elektron yönünden tam dolu olan ve toplam magnetik momentleri sıfır olacak şekilde çiftlenmiş He, Ne, Ar, Kr, Xe gibi soygazlar ile, magnetik momenti zayıf  $O_2$  ve  $N_2$  dışındaki gazlar, su ve Au, Ag, Cu, Bi gibi bazı katılar bu gruba girerler.

Bu tür maddeler bir magnetik alana getirildikleri takdirde, magnetik alan şiddetini azaltacak şekilde bir etki oluştururlar. Bunun tersi de doğru olup, magnetik alan içine konulan diamagnetik bir madde, alan tarafından dışarı doğru itilmeye çalışılır. Bu olay Lorentz kuvvetleri ile açıklanabilir.



Şekil 2.3 Diamagnetik bir maddenin bir magnetik alan içindeki durumu: a) Madde magnetik alan kuvvet çizgilerini kendisinden uzaklaştırır. b) Bu durumda madde magnetik alan dışına itilir.

Helyum atomunda yörünge üzerindeki iki elektron, birbirine eşit hızlarla fakat zıt yönde hareket halindedir. Bunun sonucunda helyumun net magnetik momenti sıfırdır ( $\sum m_i=0$ ). Şimdi bu atomun  $B$  magnetik akı yoğunluğu vektörü elektronların yörünge düzlemine dik olan bir magnetik alan içine getirildiğini varsayalım.

Bu durumda, elektronlar üzerinde başlıca iki ayrı kuvvetin etkisi gözlenir. Kuvvetlerden birisi, elektronlarla çekirdek arasındaki elektrostatik çekim yani

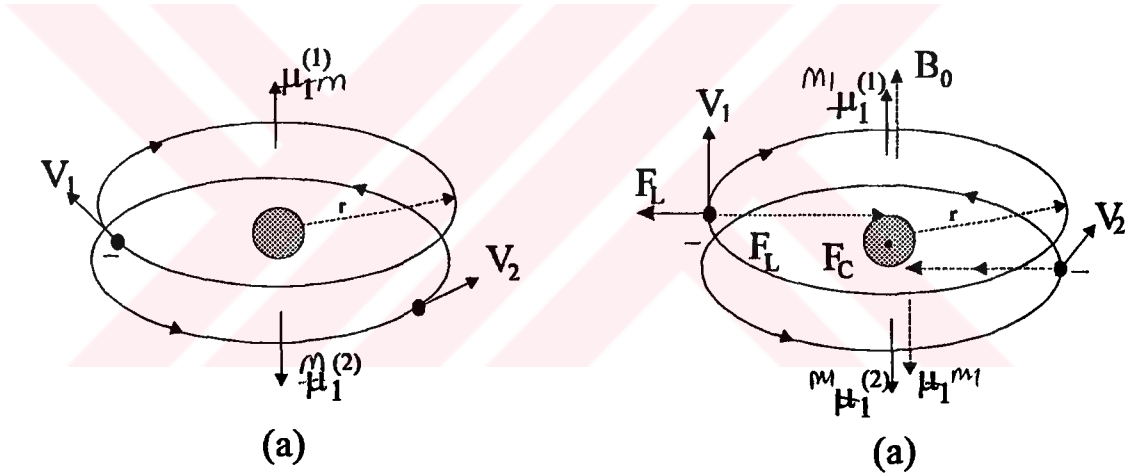


Coulomb kuvveti  $F_c$  diğeri elektronların uygulanmakta olan magnetik alan etkisiyle kazandıkları ivme sonucunda yörüngede ortaya çıkan indüksiyon akımının oluşmasına yol açtığı Lorentz kuvveti  $F_L$  'dir. Şekil 2.3 'teki duruma uygun olarak 1 ve 2 ile işaretlemiş olduğumuz yörünge elektronlarının hareket denklemleri

$$F_c - F_{L1} = \frac{2e^2}{r^2} - ev_1B = \frac{mv_1^2}{r} \quad (2.26)$$

$$F_c - F_{L2} = \frac{2e^2}{r^2} + ev_2B = \frac{mv_2^2}{r} \quad (2.27)$$

olur.



Şekil 2.4-a) Serbest haldeki Helyum atomunun toplam magnetik momentinin sıfır olmasına karşılık; b) Aynı atomun bir magnetik alan içine getirildiği taktirde, alan yönüne dik ve sıfırdan farklı net bir magnetik moment kazanması.

Magnetik alanın varlığı, 1 no'lu elektrona hızını azaltıcı yönde, 2 no'lu elektrona ise hızını artırıcı yönde bir etki yapmaktadır. Böylece magnetik alanın atoma kazandırdığı  $m_L$  net magnetik momentin değeri

$$m_L = m_{L2} - m_{L1} = \frac{ev_2r}{2} - \frac{ev_1r}{2} = \frac{er}{2}(v_2 - v_1) \quad (2.28)$$





bağıntısı ile verilir ve  $m$  ile  $B$  'nin birbirlerine zıt yönde olduklarını ve (2.27) no'lu eşitlikten (2.26) no'lu eşitlik çıkarıldığında  $\frac{m}{r}(v_2^2 - v_1^2) = eB(v_2 + v_1)$  yazılabildiğini dikkate alarak

$$v_2 - v_1 = \frac{eBr}{m} = \frac{er\mu_0 H}{m} \quad (2.29)$$

$$m_L = -\frac{e^2 r^2 \mu_0 H}{2m} \quad (2.30)$$

elde edilir.

Bir magnetik alana getirilen diamagnetik bir madde, daima magnetik alan şiddetini zayıflatacak biçimde etki yapar. Genel olarak ifade edersek, bir magnetik alan içine getirilen herhangi bir cisimde, cismin atomlarına ait yörünge elektronlarının konumları üzerinde, magnetik alanın değiştirici bir etkisi ortaya çıkar. Alan içindeki yüklü taneciklerin hareketleri sonucu oluşan bu etki, her madde için aynen geçerli olup bu maddenin doğal yapısının bir sonucudur.

Diamagnetik malzemelerin magnetik alınganlıkları küçük ve negatiftir. Yaklaşık olarak  $\chi \approx -10^{-5}$  'tir. Düşük magnetik alan değerinde ve sabit sıcaklıkta diamagnetlerin alınganlıkları sabittir. Bu durumda malzeme doğrusal olarak isimlendirilir ve mıknatıslanma magnetik alan şiddeti ile doğru orantılıdır fakat yüksek magnetik alanlarda bu doğrusallık artık geçerli değildir. Diamagnetik malzemelerin bağıl magnetik geçirgenlikleri ise 1 'den biraz azdır [1, 3, 6].

### 2.2.2 Paramagnetler

Bazı atomlar dış elektron kabuklarının tam olarak dolu olmayışı nedeniyle, çiftlenmemiş elektronlara ve bunun doğal bir sonucu olarak da sıfırdan farklı net bir magnetik momente sahiptirler.  $O_2$ ,  $NO$  gibi bazı gazlarla,  $MgCl$  gibi bir kısım çözeltiler, ya da  $Pt$ ,  $Al$ ,  $W$  gibi metaller için durum böyledir. Bu tür bir madde, bir magnetik alana maruz kaldığında, madde atomları üzerine magnetik momentleri alan

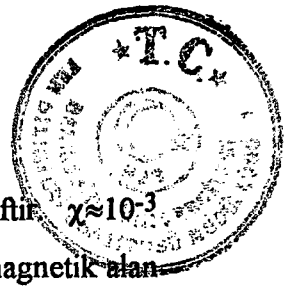


doğrultusunu almaya zorlayacak biçimde bir kuvvet etkir. Bununla beraber, bu kuvvetin magnetik dipol momentlerin hepsini kendi doğrultusunda sıraya dizmesi çoğu kez mümkün olmaz. Atomlar arası etkileşmeler ve özellikle termik hareketler bu tür yöneltici kuvvetlerden genellikle daha baskın çıkar. Yine de magnetik alan etkisiyle magnetik momentleri kısmi yönelmeler gösteren bu türden maddelere *paramagnetik maddeler* diyoruz. Hiçbir magnetik alan uygulanmıyorsa, paramagnetik malzemelerde moleküllerin magnetik momentleri gelişigüzel yönlerdedir. Birim hacim başına magnetik moment olan mıknatıslanma, bu durumda sıfırdır çünkü çok sayıda molekül üzerinden toplam alınmaktadır. Uygulanan magnetik alanla moleküllerin magnetik momentleri tümüyle olmasa da kısmen yönelirler, dolayısıyla bu malzemelerde mıknatıslanma magnetik alana paraleldir. Daha sonra uygulanan magnetik alan kaldırılırsa, magnetik momentlerin yönelmelerindeki gelişigüzellik geri gelir ve mıknatıslanma yine sıfır olur.

Paramagnetiklik, örnek içindeki magnetik momentlerin uygulanan magnetik alanla kısmen aynı yöne gelmesinden ileri gelir. Aynı yöne gelme eğilimi, magnetik alanın büyüklüğü ile artmalıdır. Öte yandan ısı hareketlerin gelişigüzel etkisi sıcaklıkla artmalıdır. Bu ilişkileri ilk olarak Pierre Curie gözlemiş ve yönsüz bir paramagnetik malzemedeki  $M$  mıknatıslanması ile  $H$  magnetik alanı ve  $T$  Kelvin sıcaklığı arasındaki bağıntıyı Curie Yasasında özetlemiştir.

$$M = \frac{CH}{T} \quad (2.31)$$

Curie sabiti denilen  $C$ , malzemeye özgü olup moleküllerin magnetik momentlerine bağlıdır. Curie Yasası yüksek magnetik alanlar, düşük sıcaklıklar ya da ikisinin birden olduğu durumlar dışında geçerli olup belli bir sıcaklıkta  $M$  ve  $H$  'nin orantılı ve paramagnetik malzemenin doğrusal olduğunu gösterir. Dahası, mıknatıslanma sıcaklıkla ters orantılıdır. Çok yüksek magnetik alanlar ya da çok düşük sıcaklıklar için tüm moleküllerin magnetik momentleri magnetik alanla tam aynı yöne geldiklerinde mıknatıslanma doyuma ulaşır. Paramagnetik malzemeler böyle aşırı durumlarda artık doğrusal olmazlar.



Paramagnetik malzemelerin magnetik alınganlıkları küçük ve pozitifdir.  $\chi \approx 10^{-3}$  ile  $\chi \approx 10^{-5}$  arasında değişir. Bu malzemeler de diamagnetler gibi düşük magnetik alan değerinde ve sabit sıcaklıkta sabit magnetik alınganlıklara sahiptirler. Paramagnetlerde bağıl magnetik geçirgenlik 1 'den biraz fazladır. Paramagnet ve diamagnetler için çeşitli elementlerin magnetik alınganlık ve bağıl magnetik geçirgenlikleri Çizelge 2.1 'de verilmiştir [1, 3, 6].

Çizelge 2.1 Bazı Diamagnetik ve Paramagnetik Malzemelerin Magnetik Alınganlık ve Bağıl Magnetik Geçirgenlikleri

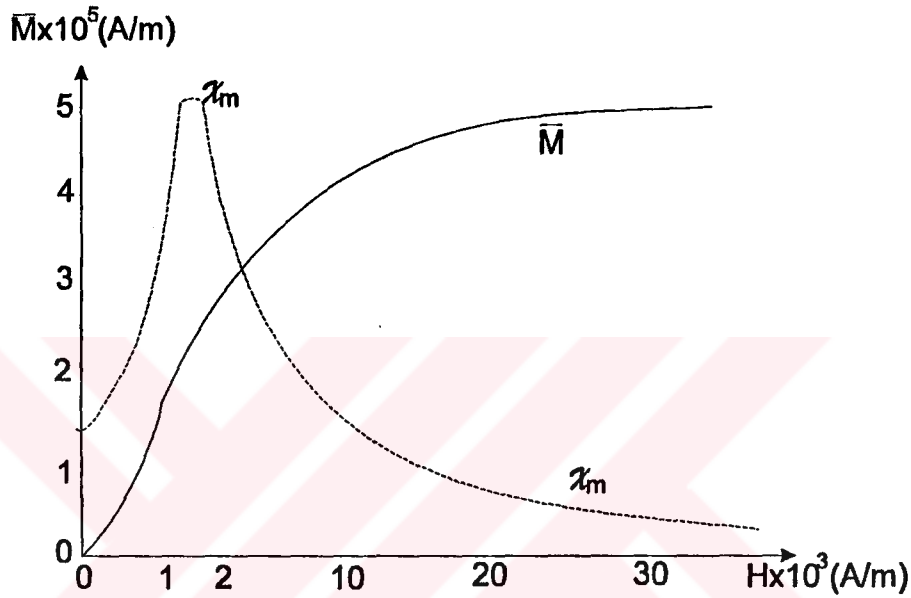
	Elementler	$\chi$	$\mu_r$
Diamagnetler	Bi	$-1.31 \times 10^{-6}$	0.999 83
	Be	$-1.85 \times 10^{-6}$	0.999 98
	Ag	$-2.02 \times 10^{-6}$	0.999 97
	Au	$-2.74 \times 10^{-6}$	0.999 96
	Ge	$-0.56 \times 10^{-6}$	0.999 99
	Cu	$-0.77 \times 10^{-6}$	0.999 99
Paramagnetler	$\beta$ -Sn	$0.19 \times 10^{-6}$	1.000 00
	W	$6.18 \times 10^{-6}$	1.000 08
	Al	$1.65 \times 10^{-6}$	1.000 02
	Pt	$21.04 \times 10^{-6}$	1.000 26
	Mn	$66.10 \times 10^{-6}$	1.000 83

### 2.2.3 Ferromagnetler

Ferromagnetik maddeler, daha önce sözü edilen diamagnetik ve paramagnetik maddelerden oldukça farklı bir karakter taşırlar. Bu maddelerde  $M$  mıknatıslanma şiddeti ile  $H$  magnetik alanı arasındaki ilişki artık doğrusal değil oldukça karmaşıktır ve bu ilişki Şekil 2.5 'te verilmiştir. Ferromagnetik bir maddede, magnetik alanın küçük değerleri için  $M$  mıknatıslanması,  $H$  magnetik alan şiddeti ile orantılı olarak değişmekte fakat  $M$  'nin bir sınır ya da doyma değerine ulaşmasından sonra, aradaki ilişki artık doğrusal değildir.



Ferromagnetiklerin  $\mu$  magnetik geçirgenlik katsayısı, diğerlerine oranla çok daha büyüktür. Ferromagnetik malzemeler, diğerlerinin aksine magnetik alan şiddeti ortadan kalksa bile mıknatıslık özelliğini sürdürürler. Yani bu tür malzemeler magnetik alan olmasa bile sıfırdan farklı net bir magnetik momente sahiptir. Bu özellik, magnetik alan şiddeti ile magnetik indüksiyon arasındaki histeresis ilişkisi veya artık mıknatıslanma olayı ile kendini belli eder.



Şekil 2.5 Ferromagnetik bir madde olan nikelde, mıknatıslanma şiddeti ve magnetik alınganlığın magnetik alan şiddetine bağlı olarak gösterdiği değişim.

Ferromagnetik davranışlar, diamagnetik ve paramagnetiklerin aksine genellikle kristal yapıya sahip katılara özgüdür. Isıtılan ferromagnetik maddeler, bu özelliklerini Curie sıcaklığı üzerinde kaybederek paramagnetik özellik kazanırlar [3].

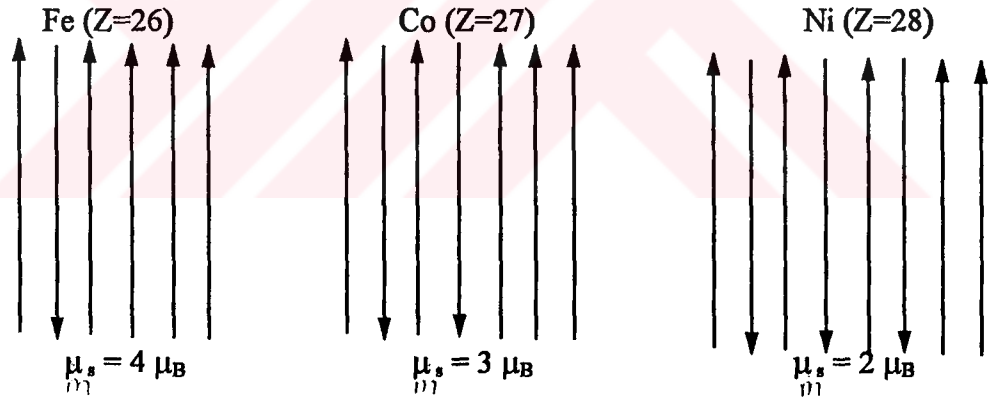
#### 2.2.4 Ferromagnetizmanın Fiziksel Nedeni

Fe, Ni, Co gibi elementler, bazı alaşımlar veya metal tuzlarında gözlenen ferromagnetik davranışların fiziksel nedenlerini ortaya koyabilmek için, maddenin atom yapısını incelemek gerekir. Fe, Ni, ve Co 'nun elektron düzenlerine göz atarsak, sadece bu atomlara özgü olan bir özellik dikkatimizi çeker. Bu atomlar normal halde 10 elektron alabilen 3d kabuğunda henüz boş yer olmasına karşın, daha



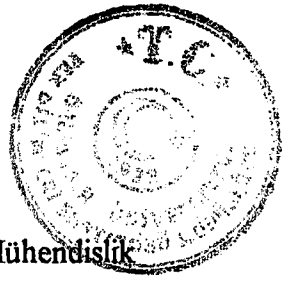
üstteki 4s kabuğunda iki elektrona sahiptirler. Bu durumda elektron spinlerinin diziliş biçimlerine bağlı olarak atomların net magnetik momentleri Şekil 2.6' da verildiği gibi değerleri almakta olup daima  $m_s=0$  'dır.

Ferromagnetik davranışlar, o maddeye ait çok sayıdaki atomun bir arada görev yüklenmesi ile ortaya çıkan ortak bir davranış biçimidir. Örneğin demir kristalini gözönüne aldığımızda, herbirinin magnetik momenti  $4\mu_B$  'ye eşit olan kısmen birbirleri ile daha yakın uzaklıklarda bulunmaları nedeniyle belirli bir yönelme eğilimi gösterirler. Bununla beraber, bu tür bir madde içindeki yönelmelerin tümüyle magnetik etkileşimler sonucu ortaya çıktığını söyleyemeyiz. Bu düşünceden hareketle, ferromagnetik malzemelerde gözlenen yönelme hareketlerinin başka bir fiziksel nedene bağlı olduğu düşünülmüş ve olay, madde içinde yöneltici bir iç magnetik alanın bulunduğu öne sürülerek açıklanmaya çalışılmıştır. *Weiss bölgeleri* adı verilen ve ferromagnetik malzemelerde bölgesel dipol yönelimleri şeklinde karşımıza çıkan bu tür oluşumların varlığı denel olarak da gösterilmiştir.



Şekil 2.6 Demir, kobalt ve nikelde, 3d alt grubundaki elektron spinlerinin diziliş biçimleri ve atomların buna uygun olarak kazandıkları magnetik momentler.

Şimdi bu tür atomlarda magnetik momentin miknatislanma olayı üzerindeki etkin işlevinin nasıl ortaya çıktığını inceleyelim. Serbest durumdaki bir atom için elektronların herbirine, yörünge hareketlerinden ileri gelen bir L kuantum sayısı ve spin hareketlerinden ileri gelen bir S kuantum sayısı karşılık gelir [3].



### 2.3 Ferromagnetlerin Önemli Magnetik Özellikleri

En önemli magnetik malzemeler ferromagnetik malzemelerdir. Mühendislik uygulamalarında ferromagnetik malzemeler kullanılır. Bunun nedeni, yüksek magnetik akı yoğunluğuna olanak sağlayan yüksek magnetik geçirgenlikleridir. Bir diğer neden ise mıknatıslanmayı sürdürme özellikleridir ve bu şekilde ferromagnetler bir magnetik alan kaynağı gibi davranırlar [1, 2].

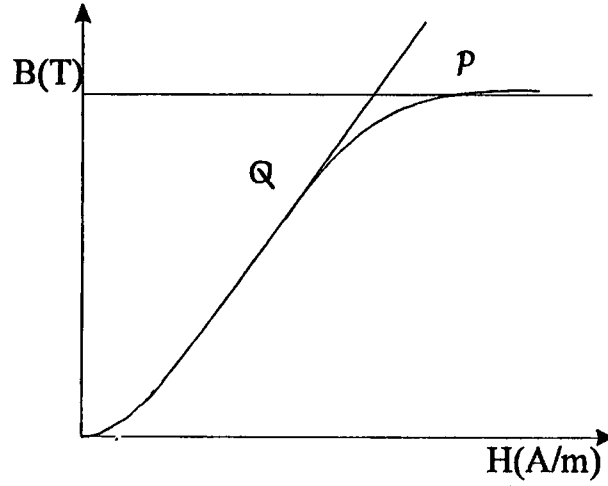
Bu durumda malzemeler makroskopik ölçekte düşünülmektedir ve sonuç olarak ferromagnetler çok yüksek magnetik bağıl geçirgenlik  $\mu_r$  ve alınganlık  $\chi$  'ye sahiptirler.

#### 2.3.1 Mıknatıslanma Eğrileri

Ferromagnetik maddelerin magnetik geçirgenlikleri çok yüksek olmasına karşın, bu maddeler magnetik bir alan içine konursa değişik mıknatıslanma özelliği gösterirler. Yani magnetik alan içinde kalan ferromagnetik bir maddenin  $H$  magnetik alan şiddeti ile  $B$  magnetik akı yoğunluğu değişimi farklıdır. Böylece ferromagnetik bir maddenin magnetik alan içinde,  $H$  magnetik alan şiddeti ile  $B$  magnetik akı yoğunluğunun değişimini gösteren eğrisine *mıknatıslanma eğrisi* denir. Bu eğriler bazen kısaca  $B$ - $H$  eğrileri olarak da adlandırılır. Magnetik devre hesaplarında bu eğriler çok kullanılır. Şekil 2.7 'de görülen eğri incelenecek olursa, eğrinin başlangıç kısımlarında küçük  $H$  değerleri için eğri, doğrusal olarak yükselmektedir.  $Q$  noktasından itibaren eğri yatıklaşmaktadır. Bu yatıklaşma gittikçe artarak  $P$  noktasından sonra hemen hemen yatay olmaktadır. Artık  $P$  noktasından sonra magnetik alan şiddeti çok fazla arttırıldığı halde magnetik akı yoğunluğunun çok az arttığı görülür.  $H$  magnetik alan şiddetinin değişmesine rağmen eğrinin değişmemeye başladığı  $P$  noktasına ferromagnetik cisimlerin *doyma noktası* denir. Bundan dolayı mıknatıslanma eğrilerine *doyma eğrileri* de denilmektedir. Doyma noktasında demirin bünyesinde bulunan domainler  $H$  magnetik alan şiddetinin etkisiyle karmaşık durumdan düzgün sıralı duruma geçmişlerdir. Yani mıknatıslayıcı alanı oluşturan  $N$  ve  $S$  kutuplarının ekseniyle domainlerin magnetik kuvvet çizgileri aynı doğrultuya çok yaklaşmışlardır. Mıknatıslanma eğrisi yardımıyla  $H$  veya  $B$  değerlerinden birisi belli ise diğeri bulunabilir. Her ferromagnetik cisim için mıknatıslanma eğrileri de farklıdır.



Doyum mıknatıslığı  $M_0$  ile gösterilir.  $M_0$  değeri sadece atomik magnetik momentlerin büyüklüğü  $m$ 'ye ve birim hacimdeki atom sayısı  $n$ 'ye bağlıdır [1, 2]



Şekil 2.7 Demirin mıknatıslanma eğrisi

### 2.3.2 Mıknatıslanma Eğrilerinin Çıkarılması

Magnetik bir malzemenin  $H$  magnetik alan şiddeti ile  $B$  magnetik akı yoğunluğunun değişimini veren eğrinin mıknatıslanma eğrisi olarak adlandırıldığını daha önceden belirtmiştik. Şu halde magnetik bir malzemenin mıknatıslanma eğrisini çıkarmak için  $H$  magnetik alan şiddeti, çeşitli akım değerleri için hesaplanabilir. Bulunan bu  $H$  değerleri ile eşleşen  $B$  akı yoğunluğu ölçülerek mıknatıslanma eğrisi çizilir. Mıknatıslanma eğrisini çizmek için magnetik bir devrede bobinden geçen akım sıfırdan başlanarak arttırılır. Bobinin sarım sayısı ve boyu belli olduğundan içinden geçen akıma göre meydana getireceği  $H$  magnetik alan şiddeti Biot-Savart Yasası kullanılarak bulunur. Başlangıçta akım sıfır olduğu için  $H=0$  ve  $B=0$  olduğundan mıknatıslanma eğrisi sıfırdan başlar. Bu nedenle bu eğriye *ilk mıknatıslanma eğrisi* denir [1, 2, 7].

### 2.3.3 Magnetik Geçirgenlik

Bir bobin içerisine aynı ölçüye sahip değişik malzemelerden yapılmış çekirdekler ayrı ayrı konulursa, bu çekirdeklerden geçen magnetik kuvvet çizgilerinin sayısı değişir. Yani çekirdekten geçen magnetik kuvvet çizgilerinin azlığı veya çokluğu çekirdeğin yapıldığı malzemenin cinsine bağlıdır. Böylece geçirgenlik,



herhangi bir malzemenen geçen magnetik kuvvet çizgilerinin ne ölçüde kolaylıkla geçtiğini gösterir.

Ferromagnetlerin en önemli özellikleri yüksek bağıl magnetik geçirgenliğe sahip olmalarıdır. Ferromagnetlerin bağıl magnetik geçirgenlikleri paramagnetlerde olduğu gibi magnetik alan şiddeti  $H$  'nin sabit bir fonksiyonu değildir. Belirli bir ferromagnetik malzemenin magnetik özelliğini belirlemek için histerezis eğrisini elde etmek amacıyla sürekli  $H$  aralığında  $H$  'nin bir fonksiyonu olarak  $B$  magnetik akı yoğunluğunu ölçmek gerekir.

Ferromagnetlerin ilk bağıl magnetik geçirgenlikleri  $10-10^5$  arasında bir değerdedir. Bağıl geçirgenlikleri en yüksek olan ferromagnetler permalloy ve superpermalloy gibi demir-nikel alaşımlarıdır. Bu malzemeler akı toplayıcıları olarak çok uygundur. Kalıcı mıknatıs malzemelerinin magnetik geçirgenlikleri bu kadar büyük değildir fakat uygulama alanları kalıcı mıknatıslıklarına bağlıdır [1, 12].

#### 2.3.4 Kalıcı Mıknatıslık ( Retentivite )

Ferromagnetlerin en çok bilinen özelliklerinden birisi mıknatıslanabilmeleridir. Bu malzemeler bir magnetik alana maruz kaldıklarında magnetik alan kaldırıldıktan sonra bile mıknatıslık özelliklerini korurlar. Bu ferromagnetlerin en çok bilinen özelliğidir çünkü çoğumuz kalıcı bir mıknatıs kullanarak demir parçalarını mıknatıslamaya zaman harcamışızdır. Kalıcı mıknatıslık, ferromagnetleri; magnetik alana maruz kaldıklarında bir magnetik moment kazanan fakat magnetik alan kaldırıldığında mıknatıslık özelliğini sürdüremeyen paramagnetlerden ayırır [1, 2].

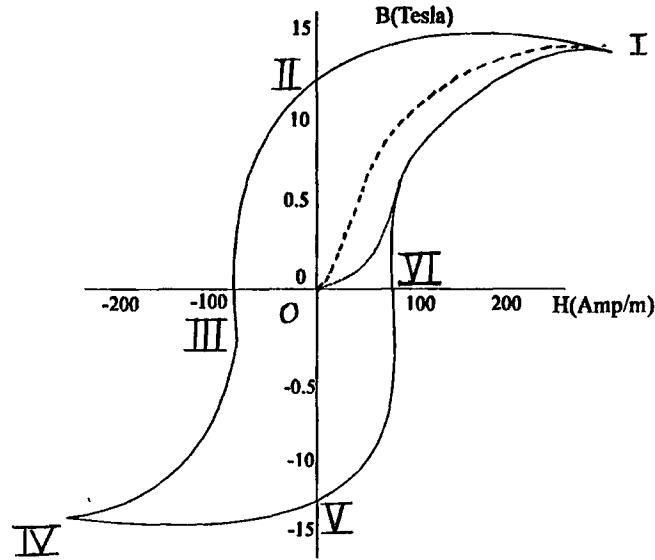
#### 2.3.5 Histerezis

Ferromagnetik malzemelerin magnetik özelliklerini göstermenin en iyi yolu  $B$  magnetik akı yoğunluğunun,  $H$  magnetik alan şiddetine karşı grafiğini çizmektir. Bir diğer seçenek ise  $M$  mıknatıslığının  $H$  'ye karşı grafiğini çizmektir. Bununla birlikte her iki grafikten de aynı sonuca ulaşılır. Çünkü  $B=\mu_0(H+M)$  'dir. Başlangıçta mıknatıslanmamış bir ferromagnetik cisim, sıfırdan başlayarak artan  $H$  magnetik alan



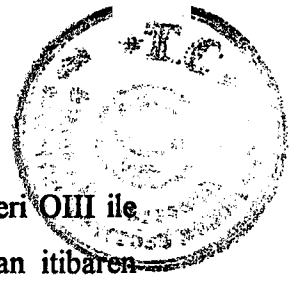


şiddeti ile mıknatıslanacak olursa Şekil 2.8 'de gösterilen OI eğrisi elde edilir. Bu eğriye *ilk mıknatıslanma eğrisi* denir.



Şekil 2.8 Ferromagnetik malzemelerin histerezis eğrisi

H magnetik alan şiddeti değiştirilerek I noktasına gelindikten sonra, magnetik alan şiddeti azaltılacak olursa B magnetik akı yoğunluğunun da azaldığı görülür. Ancak B magnetik akı yoğunluğu, OI mıknatıslanma eğrisinin üst tarafında bulunan I ve II eğrisini çizerek azalır. Daha sonra H magnetik alan şiddeti sıfır yapıldığı halde B magnetik akı yoğunluğunun sıfır olmadığı görülür. Magnetik alan şiddetinin sıfır değeri ile eşleşen akı yoğunluğuna *artık mıknatıslık* denir. Artık mıknatıslığı yok etmek için magnetik alanı meydana getiren bobinden zıt yönde bir akım geçirmek gerekir. Bu akım sıfırdan başlanarak ters yönde arttırılacak olursa şiddeti III noktasında ile ölçülen değere geldiği zaman magnetik akı yoğunluğu sıfır olur. Bu III değerine *artık mıknatıslığı yok edici alan şiddeti* denir. Bundan sonra akım arttırılarak H magnetik alan şiddeti arttırılmaya devam edilirse B magnetik akı yoğunluğu yön değiştirerek III ve IV eğrisi boyunca devam eder. IV noktası ilk mıknatıslanma esnasında ulaşılan I noktasının simetriği olup, bu noktadaki H ve B değerleri I noktasındakinin aynıdır. V noktasına ulaşıldıktan sonra H 'yi azaltacak olursak, magnetik akı yoğunluğu B, ilk önce azaldığı I ve II eğrisine simetrik olan IV ve V eğrisi boyunca azalır. Magnetik alan şiddeti sıfır olduğu zaman cisim üzerindeki mıknatıslanma OV 'ye eşit olur. Bundan sonra akımın yönü, dolayısı ile alan şiddetinin yönü değiştirilerek arttırılacak olursa, magnetik akı yoğunluğu azalarak VI



noktasında sıfır olur. Bu anda OVI ile ölçülen magnetik alan şiddeti değeri OIII ile ölçülen magnetik alan şiddeti değerine eşit fakat ters işaretlidir. VI 'dan itibaren magnetik alan şiddeti arttırılmaya devam edilirse magnetik akı yoğunluğu ikinci defa yön değiştirerek yükselir ve I noktasındaki değerini alır.

Böylece H magnetik alan şiddeti ile B magnetik akı yoğunluğunun değişimi sonunda oluşan I; II; III; IV; V, VI, I kapalı eğrisine *histerezis eğrisi* denir. Histerezis eğrisinin biçimi, artık mıknatıslık ve artık mıknatıslığı yok edici alan, kullanılan ferromagnetik malzemenin cinsine göre değişir [1, 2, 9].

### 2.3.6 Histerezis Kaybı

Histerezis olayı etkisinde kalan bir magnetik malzemenin ısındığı görülür. Malzemede bir ısı değişimi meydana geldiğine göre onu ısıtan bir enerji var demektir. Elektrik makinelerinin yapımında histerezis kaybı küçük olan magnetik malzemeler kullanılır. Histerezis kaybı histerezis eğrisinin alanıyla ilgilidir. Histerezis eğrisinin alanı büyüdükçe histerezis kaybı da artar. Örneğin silisli çeliğin histerezis eğrisi dar olduğu için histerezis kaybı azdır [2, 9].

### 2.3.7 Artık mıknatıslık ve Artık Akı Yoğunluğu (Remanens)

Ferromagnetik bir malzeme mıknatıslandıktan sonra, uygulanan H magnetik alanı sıfıra indirildiğinde, magnetik akı yoğunluğunun sıfır olmadığı görülür ve geriye kalan bu magnetik akı yoğunluğuna *artık akı yoğunluğu*, mıknatıslanmaya da *artık mıknatıslık* denir.

$$B_r = \mu_0 M_r \quad (2.32)$$

Remanens ve artık akı yoğunluğu ya da artık mıknatıslık arasında gerçekte bir fark vardır. Remanens, malzeme doyuma ulaştıktan sonra ve magnetik alan kaldırıldığında geriye kalan akı yoğunluğu ve mıknatıslanmayı anlatmak için kullanılır. Artık akı yoğunluğu ya da mıknatıslanma ise malzeme herhangi bir noktaya kadar mıknatıslandıktan sonra ve magnetik alan kaldırıldığında geriye kalan akı yoğunluğunu



veya mıknatıslanmayı anlatmak için kullanılır. Remanens bütün artık akı yoğunlukları veya mıknatıslanmaların alabilecekleri değerlerin en üst sınırıdır [1].

### 2.3.8 Artık Akı Yoğunluğunu Yok Edici Magnetik Alan (Kohersivite)

Artık akı yoğunluğu ters yönde bir magnetik alan şiddeti  $H_c$  uygulanarak sıfıra indirilebilir. Bu magnetik alan şiddeti *kohersivite* olarak adlandırılır. Kohersivite ısı davranışı ya da deformasyon gibi faktörlerle etkilenir ve örneğin durumuna çok bağlıdır.

Remanensda olduğu gibi, mıknatıslanmayı herhangi bir seviyeden sıfıra indirmek için gerekli magnetik alan olarak tanımladığımız kohersiv alan (kohersiv kuvvet) ile doyum halindeki mıknatıslanmayı sıfıra indirmek için gerekli olan magnetik alan olarak tanımladığımız kohersivite arasında bir fark söz konusudur. Bu anlamda kohersivite, kohersiv kuvvetin tüm değerleri için en üst sınır olur.

$H_{ci}$  ile gösterilen gerçek (intrinsic) kohersivite,  $M$  mıknatıslanmasının sıfıra indirildiği alan şiddeti olarak tanımlanır. Kolay mıknatıslanabilir (soft) malzemelerde  $H_c$  ve  $H_{ci}$  değer olarak birbirine öyle yakındır ki genellikle bir ayırım yapılmaz. Bununla birlikte zor mıknatıslanabilir (hard) magnetik malzemelerde  $H_{ci}$  'nin daima  $H_c$  'den yüksek olduğu açık bir fark vardır [1].

### 2.3.9 Diferansiyel Geçirgenlik (Differential Permeability)

Ferromagnetleri tanımlamak için magnetik geçirgenlik  $\mu$ , faydalı bir parametre değildir. Çünkü histerezis halkasından dolayı remanensda  $B = B_r$ ,  $H = 0$ ,  $\mu = \infty$  olduğu ve kohersivitede  $B = 0$ ,  $H = H_c$ ,  $\mu = 0$  olduğu değerleri içeren  $\mu$  'nün herhangi bir değeri elde edilebilir.

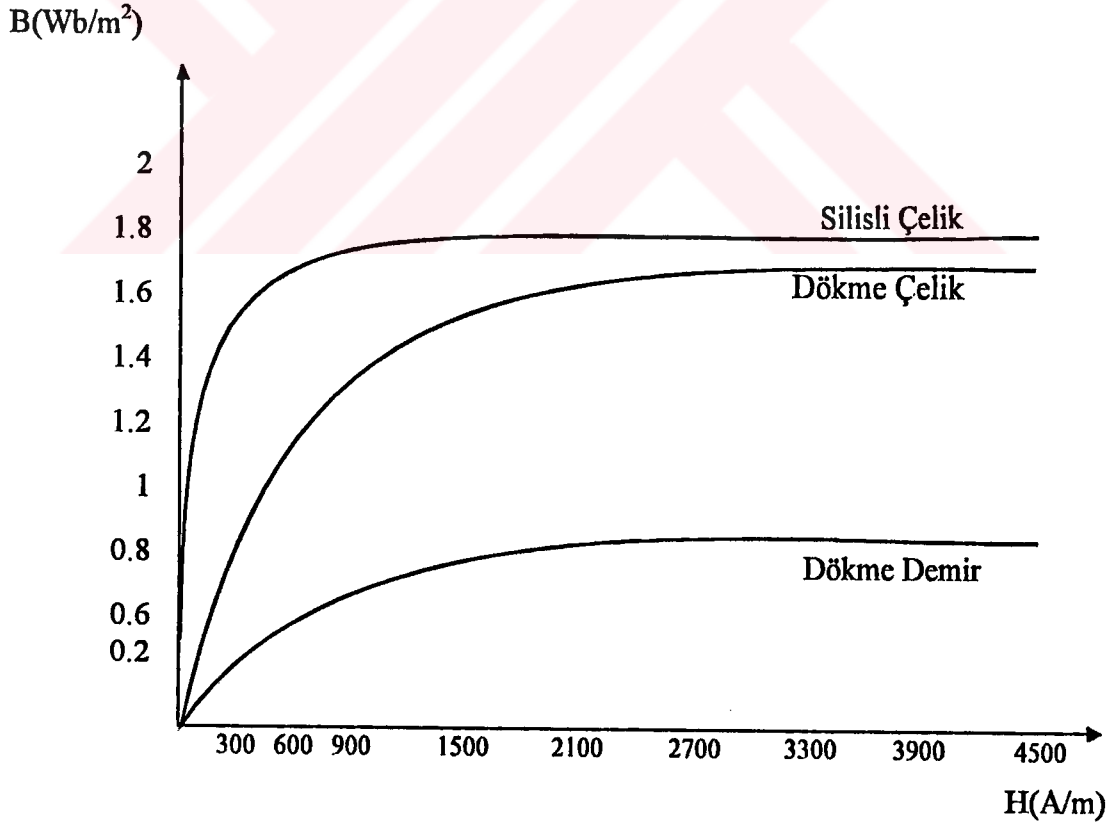
Diferansiyel magnetik geçirgenlik  $\mu' = dB/dH$  daha yararlı bir niceliktir. Bununla birlikte bu değer in magnetik alanla değiştiğini unutmamak gerekir. Genellikle  $H = H_c$ ,  $B = 0$  kohersiv noktasında oluşan maksimum diferansiyel magnetik geçirgenlik  $\mu'_{max}$  ve başlangıç noktasındaki ilk mıknatıslanma eğrisinin eğimi olan ilk



diferansiyel magnetik geçirgenlik  $\mu'$  ilk çok daha yararlıdır çünkü bunları uygulanan zor (stress) gibi özelliklere bağlamak mümkündür [1].

### 2.3.10 Curie Sıcaklığı

Bütün ferromagnetler yeterli derecede yüksek sıcaklıklara değin ısıtıldıklarında paramagnetik olurlar. Ferromagnetik davranıştan paramagnetik davranışa geçiş sıcaklığına *Curie sıcaklığı* denir. Bu sıcaklıkta, malzemenin magnetik geçirgenliği aniden düşer ve hem kohersivite hem de remanens sıfır olur [1, 2, 9]. Curie sıcaklığı üzerinde, bütün cisimlerin atomları sürekli hareket halindedir. Düşük sıcaklıklarda domainlerde bir değişme olmaz. Ancak sıcaklık arttıkça atomların hareketliliği de artar. Böylece domaini oluşturan bağ sıcaklığa bağlı olarak azalır. Demirde 750 °C sıcaklıkta domainler bozulurlar ve demirin mıknatıslanma özelliği kaybolur. Şekil 2.9 'da magnetik akı yoğunluğunun sıcaklıkla nasıl düştüğü görülmektedir. Çizelge 2.2 'de bazı malzemelerin Curie sıcaklıkları verilmiştir.



Şekil 2.9 Sıcaklığın mıknatıslığa etkisi



Çizelge 2.2 Değişik malzemelerin Curie sıcaklıkları

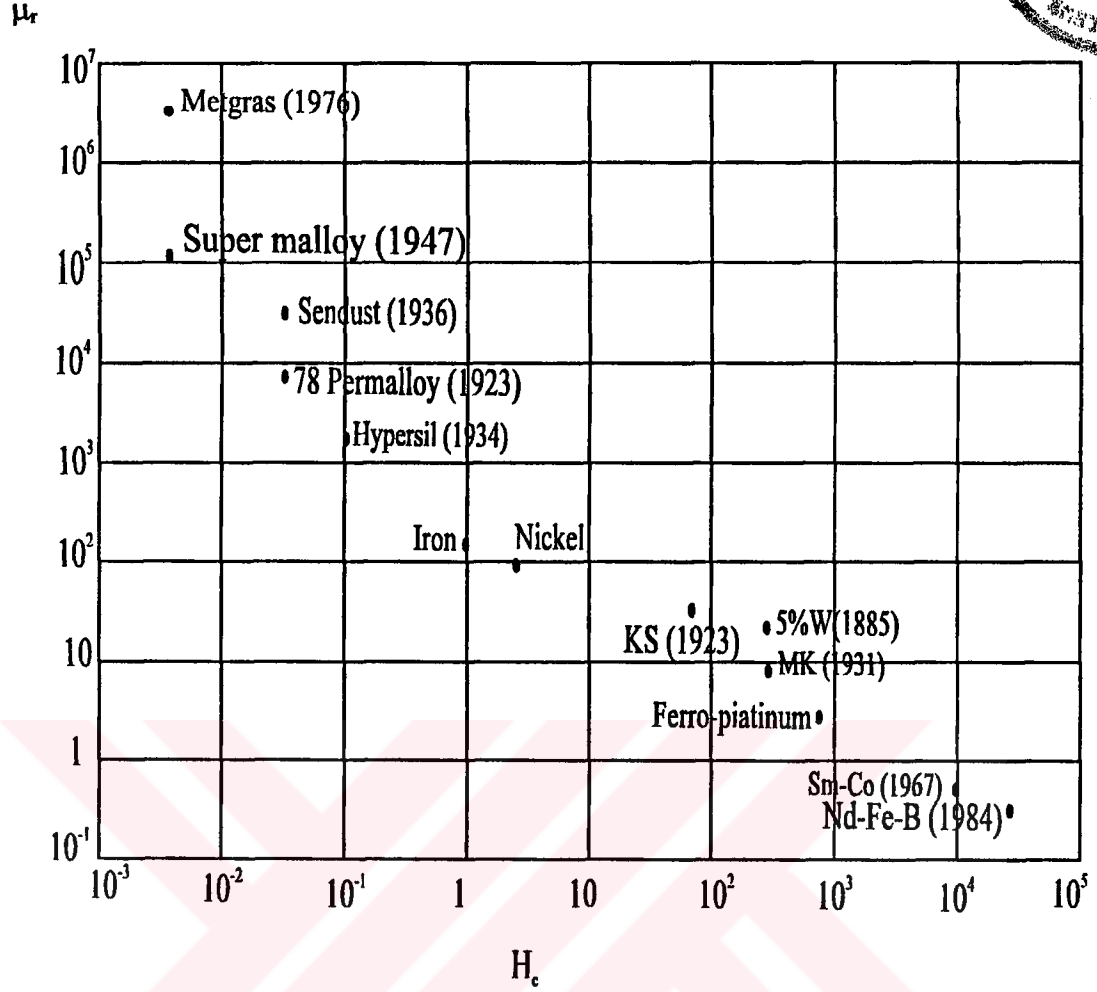
Malzeme	Curie Sıcaklığı
Demir	770 °C
Nikel	358 °C
Kobalt	1130 °C
Gadolinyum	20 °C
Terfenol	380-430 °C
Nd <sub>2</sub> Fe <sub>14</sub> B	312 °C
Alnico	850 °C
SmCo <sub>5</sub>	720 °C
Hard Ferritler	400-700 °C
Baryum Ferrit	450 °C

### 2.3.11 Soft ve Hard Magnetik Malzemelerin Sınıflandırılması

Ferromagnetik malzemeler kohersivitelere göre sınıflandırılabilir. Kohersivite, farklı mekanik ve termal davranışların örneğe uygulanmasıyla değeri değiştirilebilen magnetik bir özelliktir.

Mekanik olarak sert olan demir, çelik gibi malzemeler yüksek kohersiviteye sahiptirler ancak mekanik olarak yumuşak olan malzemeler düşük kohersiviteye sahiptirler. Bu yüzden “sert” ve “yumuşak” gibi terimler ferromagnetleri kohersivitelere göre ayırt etmek için kullanılır. *Sert* (zor mıknatıslanan) magnetik malzemelerin kohersiviteleri 10 kA / m (125 Oe) 'nin üzerinde ve *yumuşak* (kolay mıknatıslanan) magnetik malzemelerin kohersiviteleri ise 1 kA/m (12.5 Oe) 'nin altında değerler alırlar.

Şekil 2.10 'da bazı metallerin magnetik bağıl geçirgenlikleri ve kohersiv kuvvetleri verilmiştir [1, 10].



Şekil 2.10 Çeşitli ferromagnetik malzemelerin magnetik bağıl geçirgenlikleri ve kohersiv kuvvetleri

### 2.3.12 İzotropik malzemeler

Magnetik malzemeler ya izotropik ya da anizotropiktirler. İzotropik bir malzemede  $B$  magnetik akı yoğunluğunun yönü ile  $H$  magnetik alan şiddetinin yönü birbirlerine paraleldir. Malzemenin özellikleri, doğrusal olmayan tek bir mıknatıslanma eğrisiyle tanımlanabilir. Magnetik akı yoğunluğunun magnetik alan şiddeti ile ilişkisi

$$B = \mu H \quad (2.33)$$

bağıntısı ile verilir. Bu bağıntıdaki  $\mu$  malzemenin magnetik geçirgenliği olup, magnetik alan şiddeti yönündedir. (2.33) no'lu eşitlik bileşenler cinsinden yazılırsa



$$B_x = \mu H_x$$

$$B_y = \mu H_y$$

elde edilir. Bu eşitliklerde  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $H_x$  ve  $H_y$  magnetik akı ve magnetik alan şiddetinin bileşenleridir [5].

### 2.3.13 Anizotropik Malzemeler

Anizotropik bir çelik, kolay mıknatıslanabilmek için en az enerjinin gerektiği tercih edilmiş yöne sahiptir. Tercih edilen yönlere sahip olmak, B ve H 'nin artık paralel olmak zorunda olmadıkları anlamına gelir. Anizotropik çeliğin bu özelliklere sahip olması, 0 ve 90 derece açıları için bir dizi magnetik karakteristiklerin varlığını gösterir. 0 derece, mıknatıslanma için kolay yön olarak tanımlanır. Uzun ensiz çelik parçalarını uygun açılarda kolay yönde keserek deneysel olarak histerezis eğrisi denen B-H eğrilerini elde etmek ve bunların grafiğini çizmek mümkündür [5].

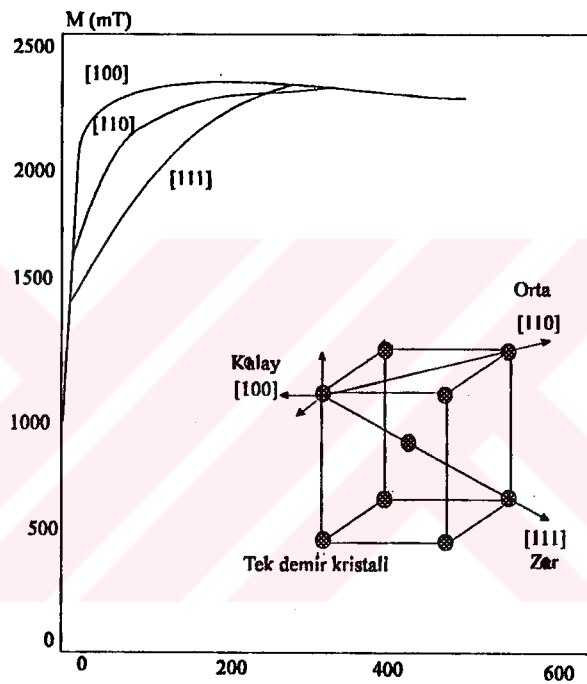
Histerezis eğrisini etkileyen önemli etkenlerden birisi de malzemenin anizotropisidir. Daha büyük anizotropiye sahip olan ferromagnetik malzemelerin histerezis eğrileri daha büyük olur.

Magnetik anizotropi, magnetik özelliklerin yönsel bağımlılığıdır. Bir anizotropik katıda, belirli kristalografik eksenler bu yönler boyunca yer alan magnetik momentler tarafından korunur ya da daha düşük enerjiye yol açtığından dolayı bu yolu tercih ederler. Magnetik momentler işgal ettikleri yönlerden bir magnetik alan uygulanması ile çıkartılabilir. Fakat bu gerçekleştiğinde bu momentler alan yönüne daha yakın ve dolayısıyla daha az enerjiye sahip olan kristalografik olarak eşit eksenlere atarlar. Bu durum magnetik momentlerin aralıklı ve değiştirilemez dönmesi ile sonuçlanır.

Bu olayı şöyle bir örnekle açıklayabiliriz. Demir gibi ferromagnetik bir madde [100] doğrultusunda magnetize edildiğinde çok küçük bir magnetik alanda doyuma ulaşır fakat bundan farklı bir doğrultuda magnetize edici kuvvet uygulandığında



maddeyi doyuma götürmek için daha büyük bir magnetik alan gerekir. Dolayısıyla demirin Şekil 2.11'de gösterildiği gibi [100] doğrultusunda magnetik özelliklerini belirlemek daha kolay olur. Magnetik olarak nikel de anizotropiktir ve diğer yönlere göre [111] doğrultusunda daha kolay doyuma ulaşır. B-H histerezis eğrilerinde başlangıçta artan magnetik alan şiddeti sonucu akı yoğunluğu yaklaşık olarak doğrusal bir biçimde artar. Bu doğrusal ilişki bir süre sonra biter ve eğrinin doyuma gittiği görülür. Doyuma ulaştıktan sonra magnetik alan şiddetindeki artış akı yoğunluğunun artışında çok az etkilidir ya da etkisi sıfıra yaklaşır [4, 5, 16].

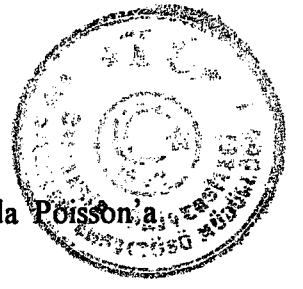


Şekil 2.11 Tek demir kristalinin üç temel kristalografik yönleri için mıknatıslanma eğrileri [4]

## 2.4 Domainler

Atomlar, katıların oluştukları birimler olduğundan, ferromagnetik bir katı mıknatıslandığında, her bir atom için net bir magnetik momentin olacağı söylenebilir. Ferromagnetler içindeki atomik magnetik momentlerin varlığı iki mümkün durumla açıklanabilir. İlki, mıknatıslanmamış durumda, madde zaten katı içinde rastgele yönelmiş küçük atomik magnetik momentlere sahiptir ve madde içindeki atomik magnetik momentler, magnetik alan uygulandığında düzenli duruma geçerler. Bu fikri ilk kez Weber ortaya atmıştır. İkincisine göre, mıknatıslanmamış durumda atomik





magnetik momentler bulunmayabilir fakat magnetik alan uygulandığında Poisson'a göre atomik magnetik momentler indüklenebilir.

Doymu miknatıslığı ve remanansın varlığı, ortaya atılan ilk fikri destekler. Gerçekte, ferromagnetiklerde atomik düzeyde kalıcı magnetik momentler vardır. Bunların varlığı magnetik alana dayandırılmaz. Amper'e göre atomik magnetik momentler, atom içinde sürekli olarak dolanan elektrik akımlarından kaynaklanır.

Magnetizmada belirlenmesi gereken sorunlardan biri de, ferromagnetlerin yüksek magnetik geçirgenlikleri ve magnetik alınganlıklarıdır. Başlangıçta, ferromagnetlerin hacimsal magnetizasyonları sıfırdır fakat magnetik alan uygulanmasıyla, ferromagnetler magnetik olarak kutuplanır ve miknatıslanma özelliğine sahip olurlar. Bununla birlikte, ferromagnetlerin miknatıslanmaları kendilerini üreten magnetik alan şiddetinden çok daha fazladır. Bu durumu iki şekilde açıklamak mümkündür. Ya atomik magnetik momentler atomlararası ölçekte rasgele yönlendirir ve magnetik alan atomik magnetik momentleri yavaş yavaş yönlendirir ya da atomik magnetik momentler atomlararası ölçekte, zaten yönlendirilmiş durumdadır fakat daha büyük ölçekte domain olarak bilinen aynı yönde yönlendirilmiş bölgelerin miknatıslanma yönü bir domainden diğerine değişiklik gösterir [1].

#### 2.4.1 Weiss Domain Teorisi

Ewing'in çalışmalarından birkaç yıl sonra, ferromagnetik anlamda, Weiss, tarafından çok önemli bir ilerleme kaydedilmiştir. Weiss, ferromagnetlerde, tahmin edilenden çok daha büyük hacimde atomik magnetik momentlerin paralel olarak yönlendiği domainlerin varlığını ileri sürdü. Bu domainlerde, yaklaşık olarak  $10^{12}$ - $10^{15}$  tane magnetik moment birbirine paralel olacak şekilde yönlendirilmiştir. Öyle ki domain içindeki miknatıslanma neredeyse doymuş durumdadır. Bununla birlikte atomik momentlerin yönü domainden domaine değişir.

Bütün bunlar kısaca özetlenirse: a) Atomik magnetik momentler kalıcıdır (Weber hipotezi). b) Miknatıslanmamış durumda bile atomik magnetik momentler yönlendirilmiştir. c) Miknatıslanmamış durumda, rasgele yönlendirilmiş olan kısımlar

domainlerdir. d) Mıknatıslanma durumunda, domainler yeniden yönelir öyle ki ya magnetik alan yönünde yönelen domain sayısı artar ya da magnetik alan yönündeki domain hacimleri alana zıt yönde yönelen domain hacimlerinden daha büyük olur [1].



#### 2.4.2 Enerji Minimizasyonu Sonucu Domainlerin Var Olması

Domainlerin enerji minimizasyonunun bir sonucu olduğu Landau ve Lifschits tarafından ileri sürüldü.

Domain teorisine göre, ferromagnet içinde mıknatıslanmamış durumda bile atomik magnetik momentler düzenli olduklarından, mıknatıslanmamış durum ile mıknatıslanmış durum arasındaki fark domainlerin biçimlerinden kaynaklanır.

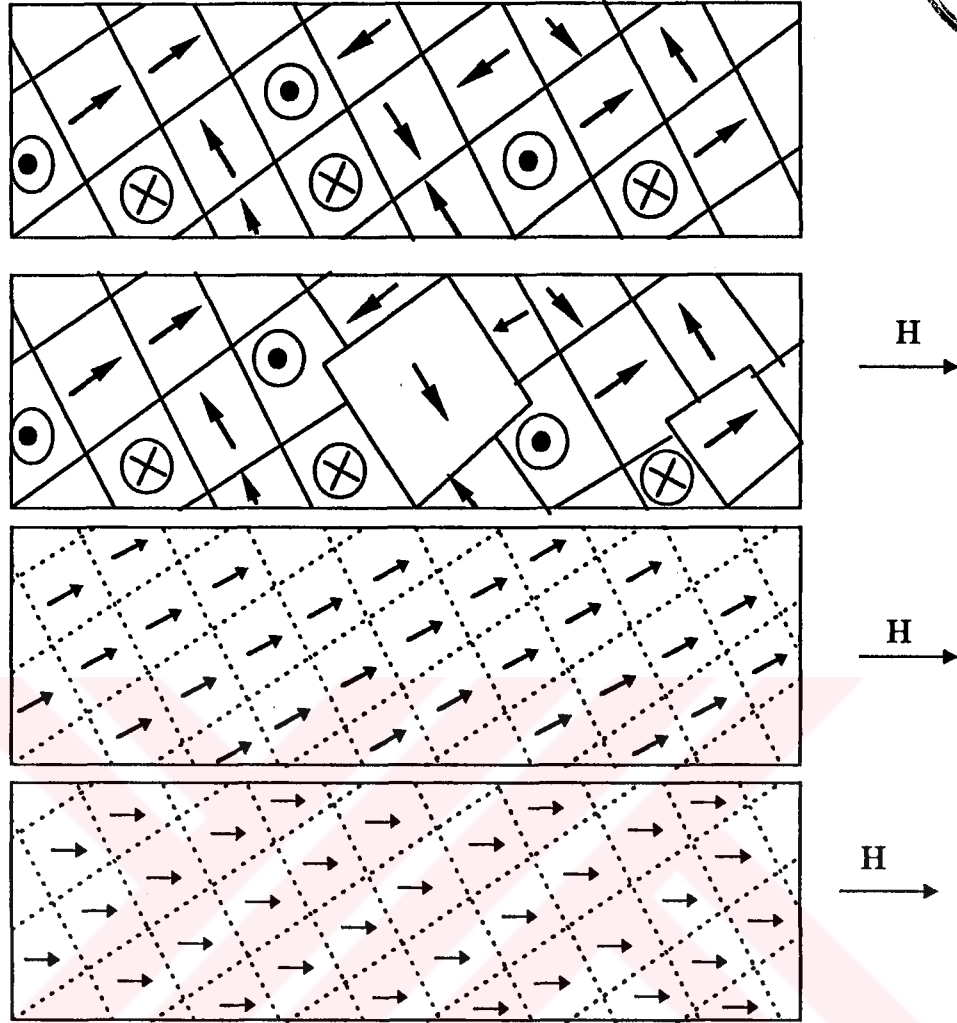
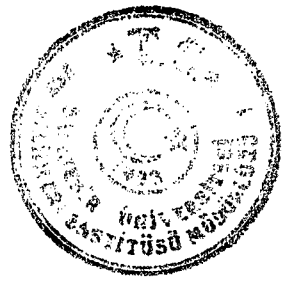
Mıknatıslanmamış durumdaki ferromagnetik bir maddeye magnetik alan uygulandığında, magnetik akı yoğunluğundaki değişiklikler ilk mıknatıslanma eğrisini oluşturur. Düşük alan şiddetinde,

$$E = -\mu_0 M_s H \quad (2.34)$$

alan enerjisi en küçük olacak ve alan yönünde bir hizaya gelecek şekilde domainlerin gelişmesi olan ilk domain işlemi olur. Alana zıt yönde yönelen domainlerin büyüklüklerindeki azalmalar Şekil 2.12 'de gösterilmiştir.

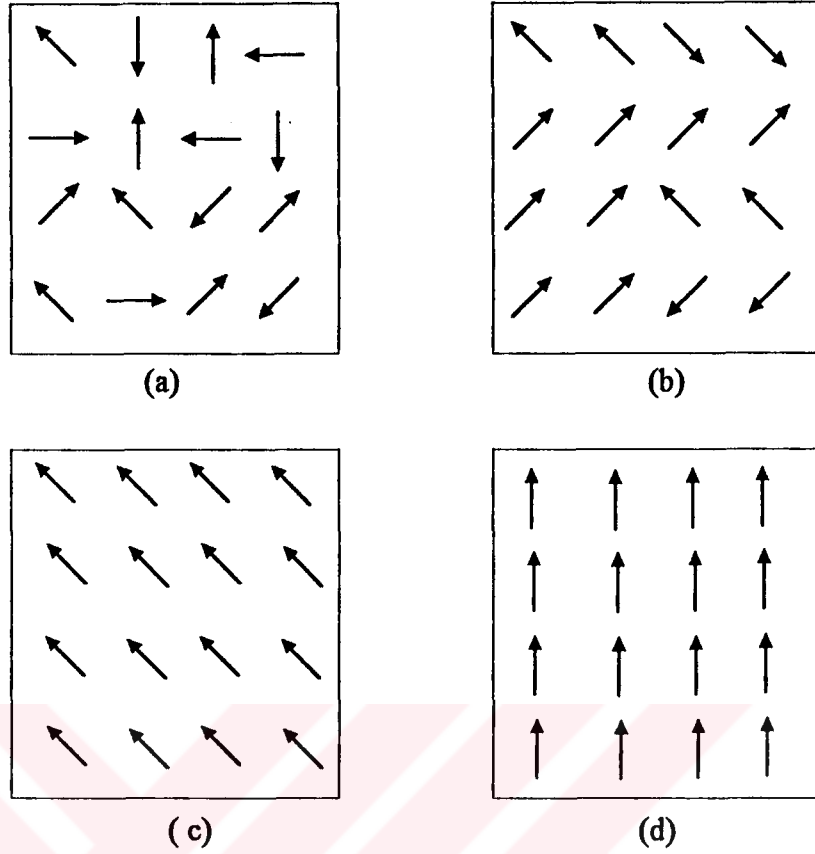
İkinci bir mekanizma uygun bir magnetik alan şiddetinde önemli olur. Bu uygun olmayan şekilde yönelmiş domain içindeki atomik magnetik momentlerin, anizotropik enerjiyi yendiği ve mıknatıslanmanın orjinal yönünden (başlangıç yönünden) aniden alan yönüne çok yakın olan kristalografik kolay eksenlerden birine döndüğü domain dönüşüdür.

Yüksek magnetik alanlarda oluşan en son domain yöntemi ise uygun dönmedir. Bu yöntemde, magnetik alan yönüne hemen hemen eşit olarak uzanan tercih edilmiş kristalografik kolay eksenler boyunca yönelen magnetik momentler, magnetik alan şiddeti arttırıldıkça magnetik alan yönünde yönelirler.



Şekil 2.12 Malzemenin doyuma kadar mıknatıslanma süreci: a) Mıknatıslanmamış durumdan kısmen mıknatıslanmış duruma; b) Domain duvar hareketiyle, kısmi magnetizasyon durumundan mıknatıslanma eğrisinin ilk tepe durumuna; c) Domain magnetizasyonun tersinmez dönmesi ile b konumundan teknik doyuma; d) Tersinir dönme ile doyum durumuna gelişi.

Bütün domainler, magnetik alana paralel olan kendiliğinden mıknatıslanma vektörleriyle birlikte yönlendiğinde malzeme bir tek magnetik domainden oluşur ve malzemenin teknik doyum mıknatıslanmasına ulaştığı söylenir. Magnetik alan daha da arttırılırsa, mıknatıslanmanın az da olsa artmaya devam ettiği görülür.  $M_s$  kendiliğinden mıknatıslanmanın, ısısal hareketten dolayı tamamen alan yönünde yönlenebilen tek bir domaindeki atomik magnetik momentlerin tamamen alan yönünde yönlenebilmesiyle artması olarak tanımlanır.



Şekil 2.13 Çeşitli sıcaklıklarda domain içindeki her bir atomik magnetik momentin yönelimi, a) Rasgele yönelmeyi gösteren Curie noktası üzerinde, b) Curie noktasının altında, c) Çok düşük sıcaklıklarda d)  $0^{\circ} K$  'deki işlem için termal enerjinin olmadığı mükemmel yönelim.

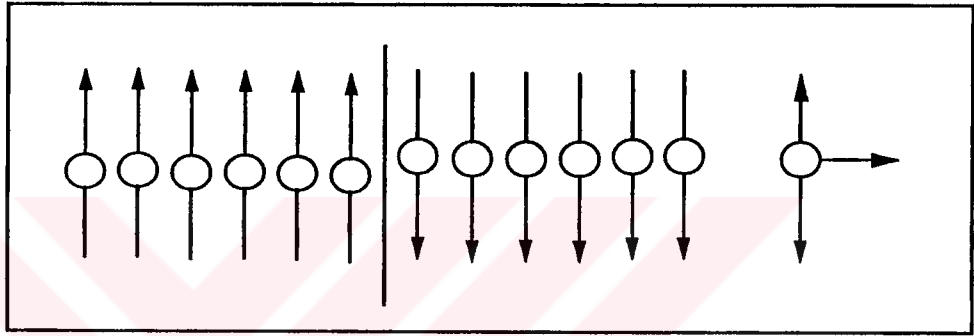
Kendiliğinden mıknatıslanma  $0 K$  'de, saturasyon mıknatıslanmasına eşittir fakat Curie noktasında sıfıra iner  $0 K$  'nin üzerindeki sıcaklıklarda her bir magnetik moment, termal enerjiye sahiptir. Çok şiddetli magnetik alan uygulandığında bütün magnetik momentler alan yönünde yönelir ve mıknatıslanma  $M_0$  'a ulaşır [1].

## 2.5 Magnetik Domain Duvarları

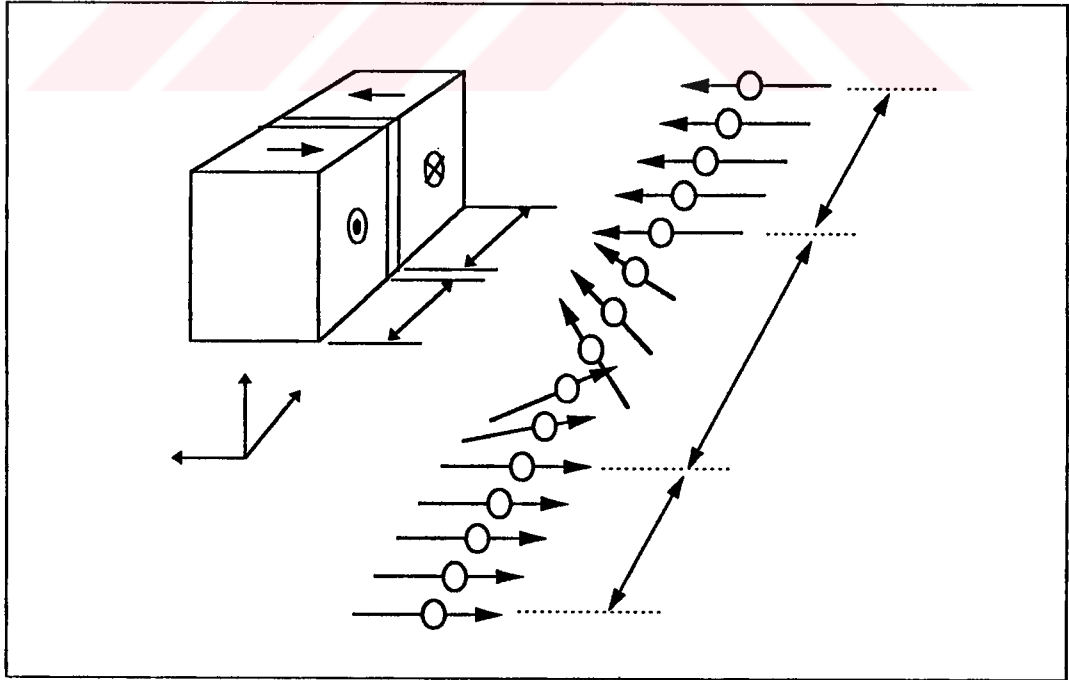
Domainlerin oluşumu serbest enerji sistemiyle ilgilidir. Normal olarak, serbest enerji domain duvarını meydana getirir. Bu, en uygun domain büyüklüğüne neden olur. Bloch, domain duvarının keskin değil ama Şekil 2.14 ve Şekil 2.15 'te gösterildiği gibi değişim enerjisini en aza indirmek için sonlu bir genişliğe sahip olması gerektiğini açıkladı. Domain duvarları, kendiliğinden mıknatıslanmanın farklı yönlerde sahip olduğu bölgeler arasında arayüzey oluşturur. Domain duvarında ya da domain



duvarı içinde, mıknatıslanma yön değiştirmek zorundadır. Şekil 2.14, kolay eksenin  $\pm y$  yönünde olduğu, yz düzlemi boyunca uzanan  $180^\circ$  domain duvarı ile birlikte, kolay eksenine paralel olacak şekilde sıralanmış atom dizisini gösterir. Ferromagnetlerde, art arda gelen spinler paralel olduğunda değişim enerjisi minimumdur. Şekil 2.14 'e göre değişim enerjisi maksimumdur. Çünkü duvarın bitişiğinde olan spinler anti paraleldir. Değişim enerjisi, spinlerin yönündeki  $180^\circ$  'lik değişimin yavaş yavaş N tane atom üzerinden olduğu şeklinde düşünülmesiyle anlatılır. Böylece art arda gelen spinler arasındaki açı  $\pi/N$  'ye eşit olup Şekil 2.15 'te gösterildiği gibi oldukça düşük değere sahip olacaktır. Toplam değişim enerjisi  $\phi^2$  ile değişeceğinden azalacaktır.



Şekil 2.14 Sonsuz incelikte  $180^\circ$  'lik domain duvarı



Şekil 2.15  $180^\circ$  'lik domain duvar yapısı



Diğer taraftan, Şekil 2.15 'te gösterilen domain içindeki spinler kolay olmayan yönlerde yönelir. Öyle ki duvar içindeki kristal anizotropi enerjisi komşu domainlerinkinden daha yüksektir. Değişim enerjisi, ardışık spinler arasındaki  $\phi$  açısını mümkün olduğunca küçük yapmak için domain duvarını mümkün olduğunca geniş yapmaya çalışılırken, anizotropi enerjisi ise kolay olmayan eksenlerdeki spin sayısını azaltmak için domain duvarını mümkün olduğunca dar yapmaya çalışır.

Domain duvar enerjisi hesaplanırsa, aynı S spinine sahip atom çifti için değişim enerjisi

$$E_{\text{ex}} = -2J_{\text{ex}} S_i S_j \quad (2.35)$$

$$E_{\text{ex}} = -2JS^2 \cos\phi \quad (2.36)$$

$\cos\phi$ 'nin seri açılımı

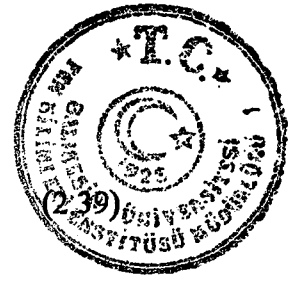
$$\cos\phi = 1 - \frac{\phi^2}{2} + \frac{\phi^4}{24} - \dots$$

şeklinde.  $\phi$  çok küçük olduğundan  $\phi^4$  ihmal edilir ve  $\cos\phi$  değeri (2.36) 'da yerine konulursa

$$E_{\text{ex}} = JS^2 \phi^2 - 2JS^2$$

olur. İkinci terim açıdan bağımsız ve duvar içinde de aynı değere sahiptir. Bu yüzden alınmayabilir.

Domain duvarının birim alanı başına düşen değişim enerjisini bulmak için, kristal yapısı hakkında bir kabul yapılmalıdır. Kolaylık olsun diye, basit kübik yapı ve domain duvarı {100} küp yüzeyine paralel olarak alınır. Duvar N tane atom kalınlığındadır. Duvarın birim alanında  $1/a^2$  satır olacaktır. Bu yüzden duvarın birim alandaki fazladan değişim enerjisi



$$\gamma_{ex}=(JS^2\phi^2)(N)(1/a^2)$$

180° duvar için  $\phi=\pi/N$  değeri yerine konulursa

$$\gamma_{ex}=\frac{JS^2\pi^2}{Na^2} \quad (2.40)$$

Anizotropi enerjisi, anizotropi sabiti K ile duvar hacminin çarpımına eşittir.

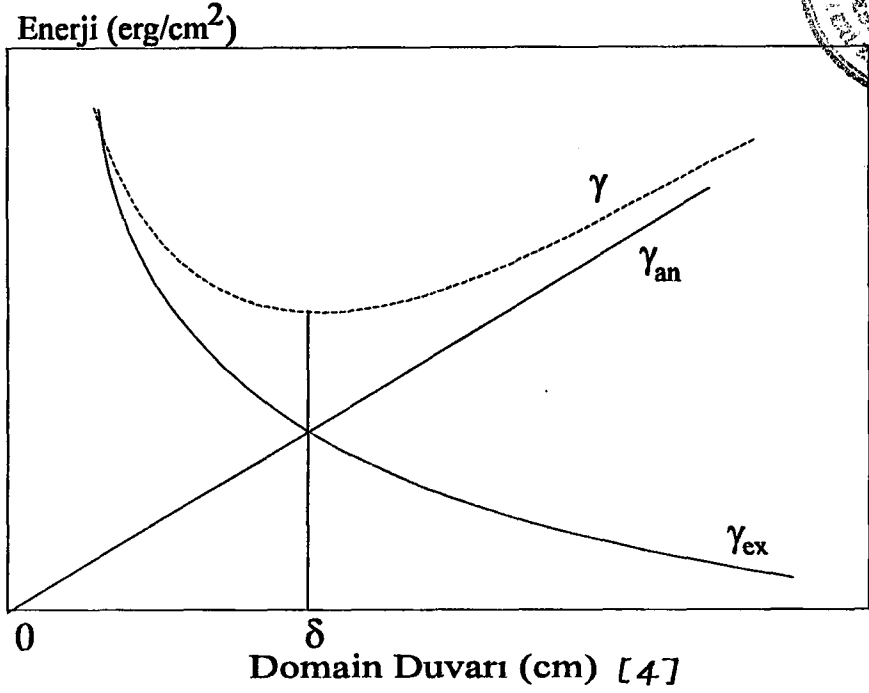
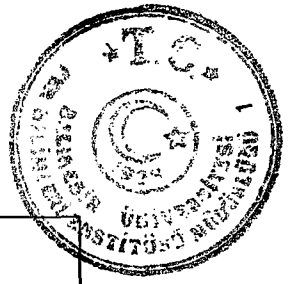
$$\gamma_{an}=KNa \quad (2.41)$$

Birim alandaki toplam duvar enerjisi,  $\delta=Na$  kalınlığı için

$$\gamma=\gamma_{ex}+\gamma_{an} \quad (2.42)$$

$$\gamma=\frac{JS^2\pi^2}{\delta a} + K\delta \quad (2.43)$$

Bu enerji  $\delta$  'nın belirli bir değeri için minimumdur. Bu şekil (2.16) 'da kesikli eğri ile gösterilmiştir.



Şekil 2.16 Toplam domain duvar enerjisi  $\gamma$  nın duvar kalınlığı  $\delta$  'ya bağılılığı

Bu grafikte ayrıca değişim ve anizotropi enerjisinin  $\delta$  ile nasıl değiştiği gösterilmiştir. Enerjinin en küçük değeri

$$\frac{d\gamma}{d\delta} = -\frac{JS^2\pi^2}{\delta^2 a} + K = 0 \quad (2.44)$$

$$\delta = \sqrt{\frac{JS^2\pi^2}{Ka}} \quad (2.45)$$

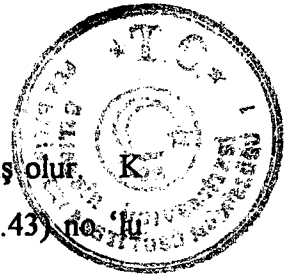
ile verilir. Aşağıdaki (2.46) eşitliğine göre J değişim integrali  $T_c$  Curie sıcaklığı ile orantılıdır.

$$J_{ex} = \frac{3kT_c}{2zS(S+1)} \quad (2.46)$$

Böylece yaklaşık olarak;

$$\delta \approx \sqrt{\frac{T_c}{K}} \quad (2.47)$$





yazılabilir. Anizotropi sabiti  $K$  ne kadar küçük olursa duvar o kadar geniş olur.  $K$  sıcaklıkla azalacağından  $\delta$  sıcaklık arttıkça artar. (2.45) no 'lu eşitlik (2.43) no 'lu eşitlikte yerine konulursa

$$\gamma = \sqrt{\frac{JS^2\pi^2K}{a}} + \sqrt{\frac{JS^2\pi^2K}{a}} \quad (2.48)$$

$$\gamma = 2K\delta \quad (2.49)$$

bulunur.

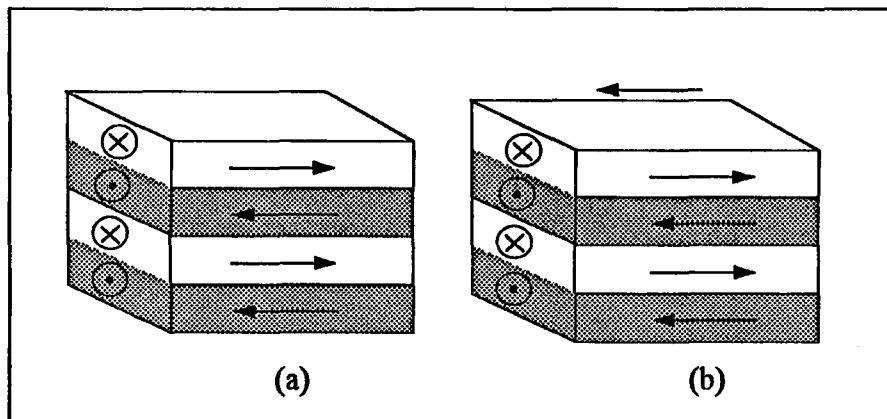
Bu yüzden, Şekil 2.16 'da görüldüğü gibi değişim enerjisi anizotropi enerjisine eşit olduğu zaman toplam enerji en küçük olur [4].

## 2.6 Ferromagnetlerde Domain Oluşumu

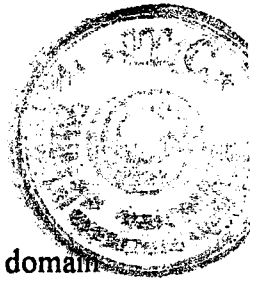
Basit bir kristal için en küçük  $E$  enerjisi bir kaç enerji teriminin toplamından oluşur.

$$E = E_k + E_m + E_\lambda + E_w + E_{ex} \quad (2.50)$$

Burada  $E_k$ , magnetokristal anizotropi enerjisi;  $E_m$ , magnetostatik enerji;  $E_\lambda$ , magnetoelastik enerji;  $E_w$ , domain duvar enerjisi ve  $E_{ex}$  değişim enerjisidir.



Şekil 2.17 Tek eksenli kristal için basit domain yapısı: (a) Magnetik alan yokken; (b) Magnetik alan varken. [4]



### 2.6.1 Magnetik Kristal Anizotropi Enerjisi ( $E_k$ )

Bu teoride, Weiss mıknatıslanmamış basit bir kristalde, domain mıknatıslanmasının bütün yönlerde uzandığını ileri sürdü. Weiss 'e göre uygulanan alan kristal ekseninin hangi yönünde olursa olsun, kristal için ölçülen mıknatıslanma eğrisinin aynı olması anlamına geliyordu. Bununla birlikte, deneysel mıknatıslanma eğrileri, kolay eksen olarak tanımlanan belirli yönlerde malzemeyi mıknatıslamak için daha az magnetik alana gerek duyulduğunu gösterdi. Örneğin demirde, Şekil 2.11 'de gösterildiği gibi doyma durumuna, malzeme [100] yönünde mıknatıslandığında daha kolay ulaşılır. Yani, kristalin magnetik özellikleri anizotropiktir ve sistemin magnetik enerjisi, kristal eksenine bağlı olarak mıknatıslanma vektörünün yönüne bağlıdır. Kristali verilen yönlerde mıknatıslamak için gerekli olan fazla  $E_k$  enerjisi, kristal eksenine göre mıknatıslanma vektörünün kosinüs doğrultusunun üstel bir fonksiyonu olarak açıklanabilir. Küçük bir kristal için

$$E_k = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots \quad (2.51)$$

Burada  $K_1$  ve  $K_2$  verilen malzeme için sabitlerdir.  $K_1$  ve  $K_2$  anizotropi sabitleri pozitif ya da negatif olabilir ve sıcaklığa bağlıdır [4].

### 2.6.2 Manyetik Statik Enerji ( $E_m$ )

Manyetik enerji serbest manyetik kutuplar arasındaki Coulomb etkileşmesinden kaynaklanır. Tek eksenli bir maddenin büyük bir kristalini düşünelim. Böyle bir kristal tümüyle sadece bir domaine sahiptir ve Şekil 2.18-a 'da görüldüğü gibi kendiliğinden kolay manyetize edilen yön manyetize olmuştur. Uçlardaki bu serbest kutuplar büyük bir H manyetik alanının kaynağıdır. Manyetik-statik alan kristalin etrafında tüm uzay için hesaplanır. Eğer kristal Şekil 2.18-b 'de olduğu gibi farklı yönlerde manyetize olmuş iki domaine ayrılırsa manyetik statik enerji yaklaşık olarak yarıya iner. Çünkü kristali yarıya bölmek kutupları birbirine yaklaştırır. Böylece manyetik alanın kutuplara dolaşımı azalır. Eğer kristal Şekil 2.18-c 'de olduğu gibi dört domaine bölünürse, manyetik statik alan ilk değerinin 1/4 'üne iner ve bu işleme sonsuza kadar devam edilebilir. Fakat kristali küçük domainlere bölme işlemi sonsuza kadar devam edemez. Çünkü kristalde oluşan her domain duvarı bir miktar enerji



eklemektedir. Sonuç olarak dengede oluşan bir domain kalınlığına ulaşılır.  $E_m$ 'nin daima domain genişliğiyle ve uzunluğuyla orantılı olduğu akıldan çıkarılmamalıdır. Tek domainli bir kristalin birim hacimdeki manyetik statik enerjisi

$$E_m = \frac{1}{2} N_D M_s^2 \quad (2.52)$$

ile verilir. Burada  $N_D$  sıfırlama (demagnetize) faktörüdür. Örneğin düz bir plakaya dik bileşeni yönündeki  $N_D$  değeri  $4\pi$  'dir. Kristalin üst yüzeyinin birim alanı için manyetik-statik enerji

$$E_m = 2\pi M_s^2 l \quad (2.53)$$

olmaktadır. Burada  $l$  kristalin domain uzunluğudur. Çok domainli bir kristalin üst yüzeyinin birim alanının manyetik statik enerjisi

$$E_m = 1.7 M_s^2 d \quad (2.54)$$

Buradaki  $d$  çubuk şeklindeki domainlerin kalınlığıdır. Minimum manyetik statik enerji elde edilmesi için  $d$  kalınlığının  $l$  uzunluğu ile karşılaştırıldığında çok küçük olması gereklidir [4].

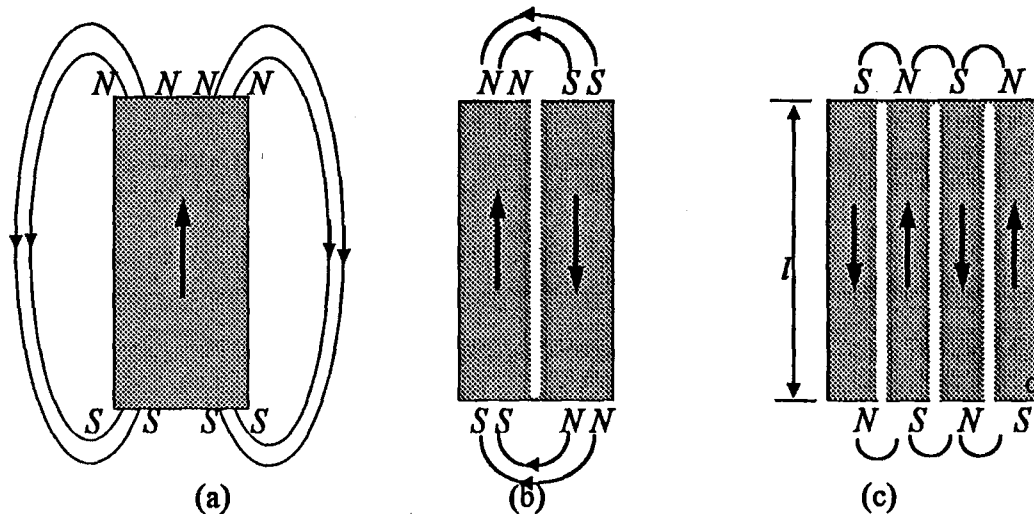
### 2.6.3 Magnetik Elastik Enerji

Bir madde manyetik alana konduğunda boyutlarını değiştirir. Bu olay manyetik gerilme diye bilinir. İlk kez 1842 yılında Joule tarafında keşfedilmiştir. Boydaki değişim  $\Delta l/l$  basitçe bir iç gerilmedir ve bunu dışarıdan uygulanan bir kuvvetin oluşturduğu gerilmeden ( $\epsilon$ ) ayırt etmek için manyetik olarak oluşan gerilme  $\lambda$  ile gösterilir.

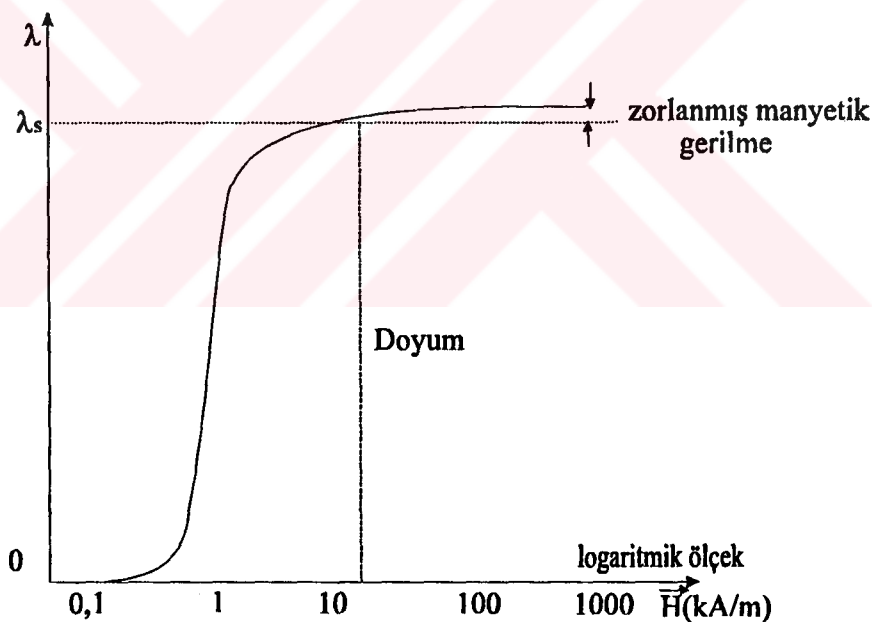
$$\lambda = \frac{\Delta l}{l} \quad (2.55)$$



Manyetik doyuma ölçülen gerilmeye *doyum manyetik gerilmesi* denir ve  $\lambda_s$  ile gösterilir. Manyetik gerilme tüm saf maddelerde olur. Fakat kuvvetli manyetik maddelerde bile etkisi küçüktür. Tipik olarak  $\lambda_s=10^{-5}$  büyüklüğündedir.



Şekil 2.18 Manyetik statik enerjiyi azaltmak için domainlere bölünme



Şekil 2.19 H manyetik alanıyla manyetik gerilmeni değişimi

Şekil 2.19 'da ise magnetik gerilmeye sahip bir maddenin manyetik alanla değişimi görülmektedir. Manyetizasyon işleminde iki mekanizma vardır: Domain duvarı hareketi ve domain dönmesi. Boydaki manyetik gerilme genellikle domainlerin dönmesi sırasında olur.

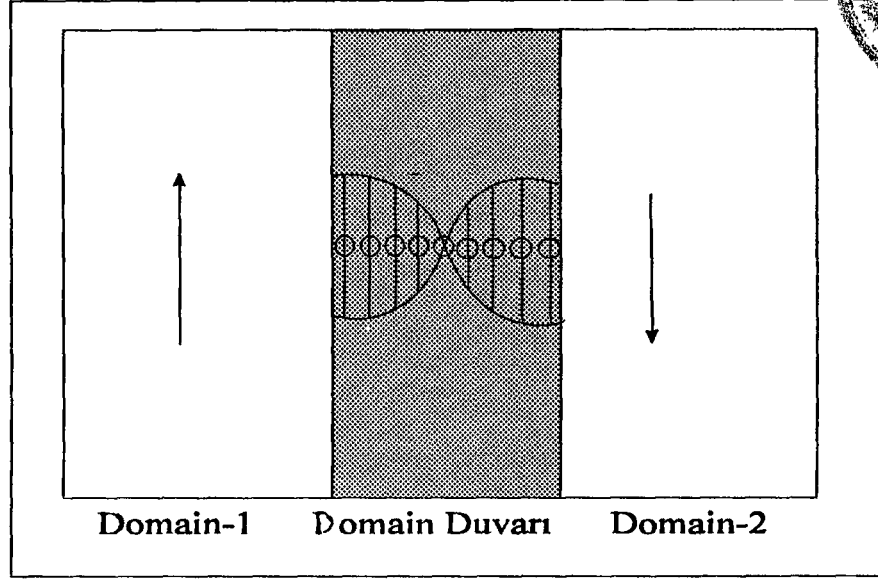
Manyetizasyon işleminde verilen bir sıcaklıkta doyuma yaklaştıca örnek manyetik alan doğrultusunda tek bir domaine sahip olur. Manyetik alanı daha fazla arttırmak zorlanmış manyetik gerilmeye sebep olur. Bu durum çok yüksek manyetik alanlar üretebilen spin derecelerinde artmaya sebep olur.

Temelde iki çeşit manyetik gerilme vardır: 1) Madde Curie sıcaklığının altındaki sıcaklıklara soğutulduğunda her domainde kendiliğinden olan manyetik gerilme ve 2) domainlerin kendiliğinden olan manyetizasyonlarından daha fazla bir manyetik alan uygulandığı zaman olan zorlanmış manyetik gerilme. Her ikisi de spin yönelmelerindeki artıştan kaynaklanır. Kendiliğinden olan manyetik gerilmeyi doğrudan gözlemek oldukça zordur. Fakat sıcaklık genişleme katsayısındaki sıcaklıkla olan genişleme  $T_c$  de maksimum değer alması bunun kanıtıdır [1].

#### 2.6.4 Domain Duvar Enerjisi ( $E_w$ )

Daha önce, mıknatıslanmamış durumdaki alanların, kristalin domainlere bölünmesinden nasıl sorumlu olduğu konusu üzerinde durulmuştu. Böyle bir durumda, mıknatıslanma yönünün bir domainden diğerine değiştiği kristalde bölgeler mevcuttur. Bu bölgeler *domain duvarları* ya da *domain sınırları* olarak adlandırılır. Doymamış kristalin toplam serbest enerjisine katkı bir de buradan gelir.

Bir domain ile yanındaki arasında mıknatıslanma yönündeki değişiklik aniden tek bir atomik düzlemde olamaz. Çünkü bu çok yüksek değişim enerjisi içerir. Domain duvarı sonlu bir genişliğe sahip olmak zorundadır. Duvar içinde, ardışık spinleri paralel yapmak için değişim etkisinin eğilimi yenilir ve her bir spin diğer komşu spinlerden hafifçe farklı yönde yönelir. Duvar içindeki atomik spinler artık kolay eksen yönüne paralel değildir ve duvar ile ilgili belirli bir anizotropi enerjisi söz konusudur.



Şekil 2.20 180° 'lik domain duvarı zıt yönde mıknatıslanmış iki domain arasındaki atom dizisi boyunca spin geçişi

Şekil 2.20, zıt yönlerde mıknatıslanmış iki domaini ayıran sınırı gösterir. Birim alandaki domain duvar enerjisi, kristaldeki toplam duvar alanına bağlıdır.

$$E_w = A\gamma \quad (2.56)$$

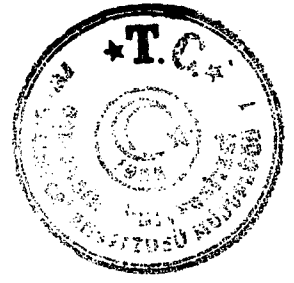
burada  $A$ , kristalin birim hacmindeki toplam duvar alanı ve  $\gamma$  birim alandaki duvar enerjisidir [1].

### 2.6.5 Değişim Enerjisi ( $E_{ex}$ )

Değişim enerjisi etkileşim durumunda olan atomların spinlerine ve onların bağlı yönelimlerine bağlıdır. İki elektron sisteminin değişim enerjisi  $S_i$  ve  $S_j$  'nin terimleri olarak yazılırsa

$$E_{ex} = -2J_{ij}S_iS_j \quad (2.57)$$

ile verilir. Bu eşitlik  $i$  ve  $j$  atomlarının paralel spinleri için yazılmıştır.  $J_{ij}$  değişim integralidir ve spinlerin paralel yönelimi için pozitifdir. Değişim enerjisi domain duvarları ile ilgili enerji ve genişlikleri hesaplarırken önemlidir [1].



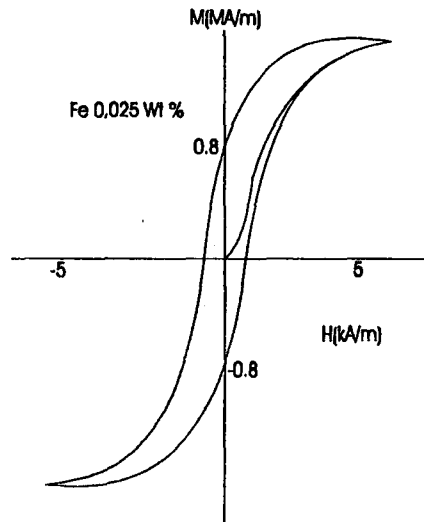
### 3. BÖLÜM

#### 3.1 Histerezis ve İlgili Özellikler

Daha önce ferromagnetlerin önemli makroskopik magnetik özelliklerinin  $B-H$  eğrisi ya da histerezis döngüsü gösterebileceği söylenmişti. Bu eğriden,  $B=\mu_0(H+M)$  bağıntısı kullanılarak, histerezis eğrisi üzerinde her noktada  $M$  mıknatıslanması hesaplanabilir. Mıknatıslanma eğrisinin diğer tarafına geçildiğinde bir takım süreksizliklerin olduğu görülür. Mıknatıslanmadaki tersine çevrilemeyen değişimler, *Barkhausen etkisi* olarak bilinir. Son yıllarda Barkhausen etkisi ferromagnetik malzemelerin mikroyapısal özelliklerini araştırmada çok önemli rol oynar.

Histerezis eğrisinde içermeyen önemli bir özellik ise magnetostriksiyondur. *Magnetostriksiyon* ise, ya bir magnetik düzen sonucunda (kendiliğinden magnetostriksiyon) ya da magnetik alan uygulanması sonucunda (alan etkili magnetostriksiyon) malzemenin boyunda meydana gelen değişikliktir [1, 2].

Şekil 3.1 'de gösterildiği gibi histerezis eğrisinden, histerezis döngüsünü tanımlamak için kullanılan, çok çeşitli magnetik özellikler tanımlayabiliriz.



Şekil 3.1 Fe-C 0.25 Wt % örneğinin sigmoid şeklinde histerezis eğrisi [1]



Bunun sonucunda, histerezis döngüsünde ne kadar serbestlik derecesi olduğu sorusu akla gelir ya da bu soru 'histerezis döngüsünü karakterize etmek için ne kadar parametreye ihtiyaç vardır' biçiminde sorulabilir. Açıkçası bu sorunun genel bir cevabı yoktur fakat çokça karşılaşılan Şekil 3.1 'de gösterildiği gibi sigmoid biçiminde histerezis döngüleri için önemli özellikleri teker teker saymaya başlayabilir ve böylece bir tahmin yapabiliriz [1].

### 3.1.1 Histerezisin Paramagnetik Karakteristiği

Herşeyden önce  $M_0$  doyum mıknatıslığı, mıknatıslanmaya bir üst sınır verecektir. Curie noktasının altındaki sıcaklıklarda  $M_s$  teknik doyum mıknatıslığı,  $M_0$  'in yerine kullanılabilir.

Çizelge 3.1 Yüksek geçirgenlikli çeşitli ferromagnetik malzemelerin magnetik özellikleri:  $\mu_{2T}$ , 2 tesla magnetik indüksiyonda bağıl magnetik geçirgenlik,  $\mu_{max}$ , maksimum bağıl magnetik geçirgenlik,  $B_s$  doyum magnetik indüksiyonu,  $W_h$  D.C. histerezis kaybı ve  $H_c$  kohersivitedir.

Malzeme	$m_{2T}$	$m_{max}$	$B_s$ (tesla)	$W_h$ (J/m <sup>3</sup> )	$H_c$ (A/m)
Saf Demir	5000	180000	2.15	30	4.00
Demir	200	5000	2.15	500	80.00
Karbonil Demir	55	132	2.15	-	-
Soğuk haddelenmiş Çelik	180	2000	2.10	-	144.00
Demir-4% Si	500	7000	1.97	350	40.00
45 Permalloy	2500	25000	1.60	150	24.00
Hipernik	4500	70000	1.60	22	4.00
Monimax	2000	35000	1.50	-	8.00
Sinimax	3000	35000	1.10	-	-
78 Permalloy	8000	100000	1.07	20	4.00
Mumetal	20000	100000	0.65	-	4.00
Superpermalloy	100000	800000	0.80	-	0.16
Permendur	800	5000	2.45	1200	160.00
2V Permendur	800	4500	2.40	600	160.00





$H_c$  kohersivitesinin iki katı olan  $H$  eksenindeki döngünün genişliği bağımsız bir parametredir. Çünkü bu, ısı işlemi ile değiştirilebilir ve bu yüzden  $M_s$  'ye bağlı değildir.  $B_r$  remanansı olan  $B$  eksenindeki eğrinin yüksekliği de bağımsız bir parametredir. Çünkü bu tamamen  $M_s$  ve  $H_c$  'ye bağlı değildir. Kohersivite noktasında eğrinin eğimi  $m_{max}$  olarak anlatılan bütün histerezis eğrisinin yönelimi diğer parametrelerden bağımsız olarak değişebilir.

$W_h$  histerezis kaybı,  $m_{ilk}$  ilk magnetik geçirgenliği gibi bağımsız bir parametre olabilir. Nihayetinde, açıkça bağımsız parametre olduğu görülmesine de histerezis döngüsünün kenar kıvrılmasının kohersivite ya da maksimum diferansiyel geçirgenlik gibi faktörlere bağlı olmadığı açıktır. Bu parametre anhisteretik mıknatıslanma düşüncesinden ortaya çıkmaktadır. Bu ise kendisini tanımlamak için  $M_s$  'ye ek olarak en az iki parametre gerektirir. Malzemenin hacimsal magnetik özellikleri beş ya da altı bağımsız parametre ile tanımlanabilir. Gerçekte ferromagnetik malzemenin magnetik özelliklerini bir çizelge halinde listelersek kohersivite, remanens, histerezis kaybı, ilk magnetik geçirgenlik, maksimum magnetik geçirgenlik ve satürasyon mıknatıslanması ya da satürasyon magnetik indüksiyon değerleri Çizelge 3.1 'de olduğu gibi bulunur [1].

### 3.1.2 Histerezisin Nedenleri

Bir demir ya da çelik örnek soğuk çalışmaya maruz kaldığında histerezis kaybının ve kohersivitesinin arttığı iyi bilinmektedir. Ayrıca magnetik olmayan diğer elementlerin örneğin çelik yapımında kullanılan karbonun demire eklenmesiyle de histerezis kaybı ve kohersivitesi artar. Bu deneysel gerçekler histerezis kuramının önerilmesinden çok önce bilinmekteydi. Bu sonuçlardan ya yanlış yerleşme ya da yabancı elementler şeklinde olan metal içindeki kusurlar, iç sürtünme türü şeklinde mıknatıslanma işlemi sırasında bir enerji kaybına neden olurlar. Histerezise neden olan diğer mekanizma ise magnetokristal anizotropisi tarafından oluşturulur. Yüksek anizotropili ferromagnetik malzemeler yüksek histerezise sahiptirler. Anizotropik bir katıda bazı kristalografik eksenler, daha düşük bir enerjiye sebep olmasından ötürü bu yönler boyunca uzanmayı tercih eden magnetik momentler tarafından desteklenirler. Magnetik momentler bir magnetik alan uygulanmasıyla buldukları yerden çıkarılıp



yeniden yerleştirilebilirler, fakat bu olduğunda magnetik momentler magnetik alan yönüne yakın olan ve daha düşük enerjide olan eşdeğer eksenlere kristalografik olarak atlarlar. Bu ise, bir tür makaslama hareketine neden olan magnetik momentlerin süreksiz ve tersinir olmayan dönme hareketleriyle sonuçlanır [1, 10, 13].

### 3.1.3 Anihisteretik ya da Serbest Histerezis Mıknatıslanması

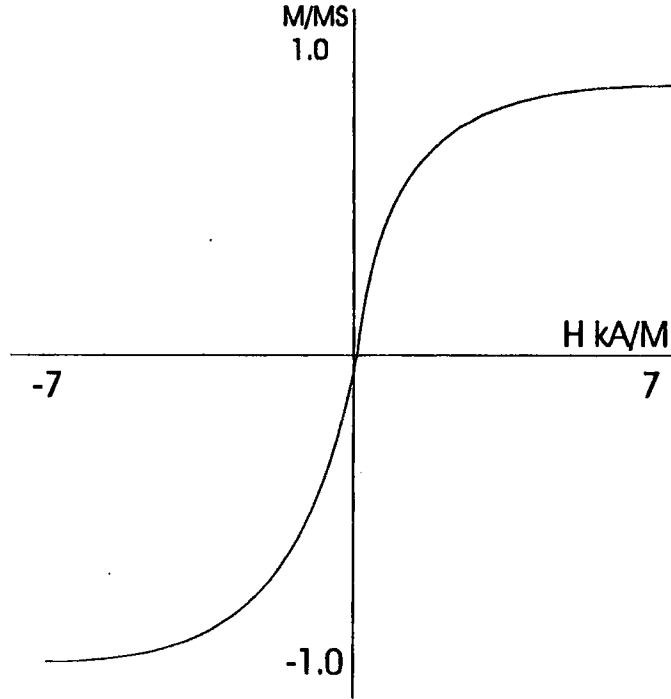
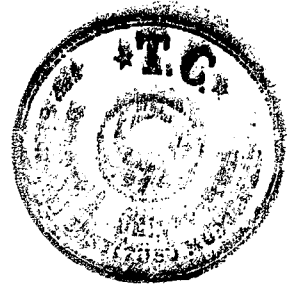
Histerezise sebep olan şeyin doğası ne olursa olsun kusurlar olduğu hipotezini ve sonra da malzemenin bütün bu kusurlardan yoksun olduğunu kabul edersek mıknatıslanma eğrisinin neye benzeyeceği sorusunu kendi kendimize sormamız gerekir. Bunun cevabı, magnetik momentler için anizotropik etkiler gözardı edilirse, histerezis serbest olur şeklinde olurdu. Daha açık bir ifadeyle, “B magnetik akı yoğunluğu, H magnetik alanının tek değerli bir fonksiyonu olur” biçiminde olurdu. Böylece mıknatıslanma eğrisi tersinir olabilirdi.

Bunun için basit bir model geliştirmeden önce böyle bir eğrinin şekli üzerinde düşünebiliriz. Böylesine ideal bir durum için mıknatıslanmanın magnetik alana karşı grafiği üzerinde biraz düşünelim. Bir ferromagnetin mıknatıslığı doyuma ulaşacağından H arttıkça, M 'nin  $M_s$  'ye doğru yöneleceği açıktır. Buna ilaveten başlangıçta H arttıkça, mıknatıslanmanın da ani bir şekilde değişeceğini fakat daha sonra H arttığında, mıknatıslamadaki değişim oranının giderek azalacağını bekleriz çünkü bu doyuma ulaşan fiziksel sistemlerin doğasıdır [1, 13].

Bu magnetik alan gözönüne alındığında antisimetriktir. Diferansiyel alınganlık, başlangıç noktasında en büyüktür ve magnetik alanın artmasıyla monotonik olarak azalır. Bu eğri histerezise sahip değildir ve tersinirdir.

Böylece  $\frac{dM}{dH}$  monotonik olarak azalırken M, H 'nin monotonik olarak artan

bir fonksiyonu olurdu şeklinde bir beklentimiz olurdu. Bu Şekil 3.2 'deki gibi S şeklinde bir eğri verirdi.



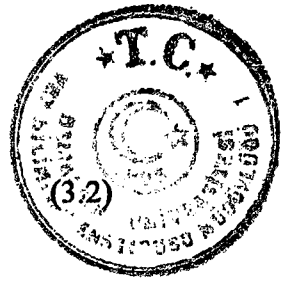
Şekil 3.2 Anihisteretik mıknatıslanma eğrisi.

### 3.1.4 Frohlich-Kennelly İlişkisi

$M$  mıknatıslanması ve  $H$  magnetik alanı arasındaki nicel bir ilişki, malzemenin mıknatıslanması ya da magnetik indüksiyonunun magnetik alanla nasıl değişeceğini anlatma anlamına geldiği için oldukça ilgi çekicidir. Anhisteretik mıknatıslanma eğrisi boyunca  $M$  ve  $H$  arasındaki bağıntı Frohlich tarafından önerilmiş ve daha sonra farklı fakat eşdeğer bir şekilde bu bağıntı Kennelly tarafından gösterilmiştir. Anhisteretik mıknatıslanma için Frohlich eşitliği (3.1) no 'lu bağıntıda verilmiştir.

$$M = \frac{\alpha H}{1 + \beta H} \quad (3.1)$$

Bu bağıntıda  $\frac{\alpha}{\beta} = M_s$  'dir. Çünkü  $H \rightarrow \infty$  mıknatıslanma  $M_s$  'ye eğilim gösterir. Mıknatıslanma doyuma ulaştığında yüksek magnetik alan alınganlıkları için Kennelly Frohlich' ten bağımsız olarak bir anlatıma ulaşmıştır. Kennelly' nin anlatımı, SI birimine dönüştürüldüğünde



$$\frac{1}{\mu - \mu_0} = a + bH$$

bağıntı elde edilir. Bunun da Frochlich eşitliğine eşdeğer olduğu kolayca gösterilebilir.

Bu bağıntıda  $\mu_0 a = 1/\alpha$  ve  $\mu_0 b = B/\alpha = 1/M_s$  'dir. Bu eşitlik

$$M = M_s \left[ 1 - aM_s/H + (aM_s/H)^2 \dots \right] \quad (3.3)$$

gibi yeniden yazılabilir. Bu sadece  $1/H'$  ye kadar olan terimleri kullanarak ekstrapolasyonla mıknatıslanma eğrisinde  $M_s'$  yi bulmak için Weiss tarafından kullanılmış eşitliktir [1, 10].

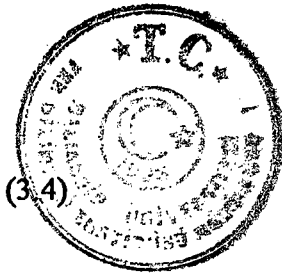
### 3.1.5 Anhisteretik Mıknatıslanmanın Ölçütü

Malzemenin içindeki kusurların tamamının giderilmesi genellikle çok pratik değildir ve bununla birlikte anhisteretik magnetizasyonuna ulaşmanın başka bir yolu vardır. DC magnetik alanına ek olarak, giderek azalan bir genlikle AC magnetik alan uygulayarak mıknatıslanmanın devri ile bu mümkün olur. Alternatif alan devir yapıldığında histerezis yavaş yavaş ortadan kalkar ve mıknatıslanma, baskın olan DC magnetik alan şiddeti için anhisterik değere yaklaşır.

Magnetik kayıtlarda, magnetik alan devrinin kullanımı, anhisteretik mıknatıslanmaya ulaşmanın iyi bir yöntemidir. Başlangıç noktasındaki anhisteretik alınganlık, başlangıç noktasındaki normal DC alınganlığından daha büyük bir boyuttadır. Anhisteretik mıknatıslanma, magnetik kayıtlar için başlıca etkenlerden biri olan düşük değerdeki magnetik alanla doğrusal olarak değişir [1, 2].

### 3.1.6 Düşük Magnetik Alan Davranışı: Rayleigh Yasası

Şimdi, başlangıçtaki mıknatıslanma eğrisi konusu üzerinde biraz duralım. Bu mıknatıslanmamış ferromagnete D.C magnetik alan ilk kez uygulandığında elde edilen mıknatıslanmanın magnetik alanla değişimidir. İlk mıknatıslanma eğrisinin düşük magnetik alanında, magnetik geçirgenlik Rayleigh tarafından



$$\mu(H) = \mu(0) + \nu H$$

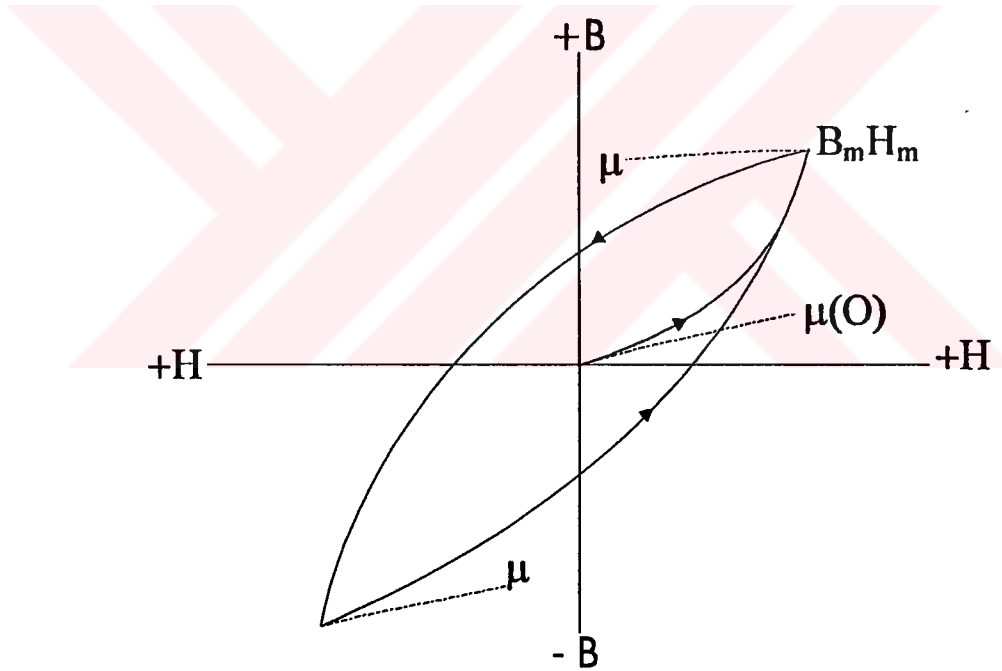
(3.4)

bağıntısı ile verilir. Bu da ilk mıknatıslanma eğrisi boyunca  $B$  'nin  $H$  'ye parabolik bağlılığına neden olur.

$$B(H) = \mu(0)H + \nu H^2$$

(3.5)

Rayleigh 'a göre  $\mu(0)H$  terimi, magnetik akıdaki tersinir olmayan değişimi ifade eder. Bu arada  $\nu H^2$  terimi magnetik akıdaki tersinir olmayan değişimi ifade eder. Buna ek olarak Rayleigh düşük genlikli histerezis eğrilerinin Şekil 3.3 'te gösterildiği gibi  $\mu(0)$  'a eşit döngü uçlarında tersinir diferansiyel geçirgenliğe sahip parabolik eğrilerle tanımlanabildiğini gösterdi.



Şekil 3.3 Rayleigh bölgesinde düşük alan genliğinde histerezis döngüleri.

$$B = [\mu(0) + \nu H_m]H \pm \left(\frac{\nu}{2}\right)(H_m^2 - H^2)$$

(3.6)



Bu farzdan ve Rayleigh Yasasından hareketle düşük alan bölgesinde küçük genlikli histerezis döngüleri (3.6) no 'lu eşitlikte anlatılabilir. Bu eşitlikte  $H_m$  döngü ucundaki en büyük magnetik alandır. Bu parabolik bağıntının uygulandığı düşük genlikli histerezis döngüleri *Rayleigh döngüleri* olarak bilinir. Bu ise bizi ilgilendiren iki sonuca daha götürür. Bunlar,  $W_H$  histerezis kayıpları ve  $B_r$  remenansı için anlatımlardır. SI 'da bunlar

$$W_H = \int HdB$$

$$W_H = (4/3)vH_m^3 \quad (3.7)$$

$$B_r = (v/2)H_m^2 \quad (3.8)$$

şeklinde ifade edilir.

Bu bağıntılar düşük alan bölgelerinde geçerlidir.  $H_m$  arttırıldığında parabolik bağıntı geçerliliğini yitirir [1, 13].

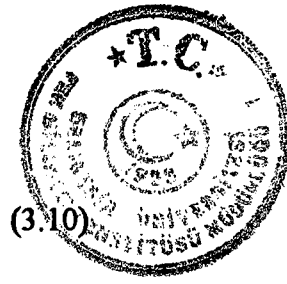
### 3.1.7 Yüksek Mıknatısal Alan Davranışı: Doyuma Ulaşma Yasası

Yüksek magnetik alanlarda magnetizasyon doyuma ulaşır. Bu bölgedeki davranışı anlatan eşitlik Lamont tarafından yapılmıştır.

$$\chi = \frac{dM}{dH} = \text{sabit} \times (M_s - M) \quad (3.9)$$

ile verilir.

Açıkça bu bağıntı yüksek magnetik alanlarda alinganlığın doyumdan dolayı yerdeğiştirmelerle orantılı olduğunu gösterir. Bu bağıntının daha sonra Frohlich-Kennelly bağıntısına eşit olduğu gösterilmiştir. Daha sonra yüksek magnetik alan davranışının Becker, Doring ve Bozorth tarafından verilen doyum yaklaşma yasasıyla örneklendirilebildiği gösterilmiştir. Bu anlatım ise (3.10) no 'lu bağıntı ile verilebilir.



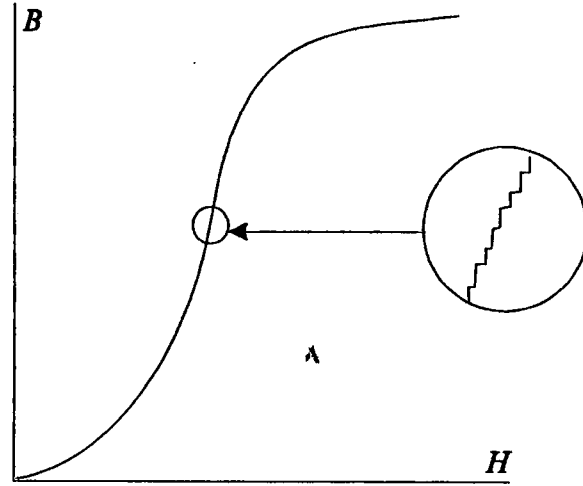
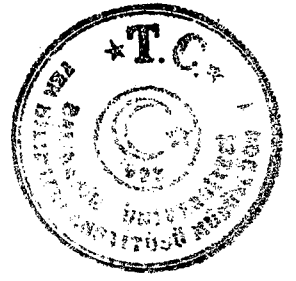
$$M = M_s \left( 1 - \frac{a}{H} - \frac{b}{H^2} - \dots \right) + kH$$

$kH$  terimi, yüksek magnetik alanlar dışında çok az katkı olan kendiliğinden mıknatıslanmada artan indüklenen magnetik alan olan zorlanma mıknatıslanmasıdır. Bu son terim kaydadeğer bir büyüklüğe sahip olmadan önce  $H$ ,  $10^5$  ve  $10^6$  Oe değerlerinde olmalıdır.

Sadece şiddetli mıknatıslanmalar için geçerli olan bu yasanın Frolich-Kennelly serilerine çok benzemesi oldukça ilginçtir. Bunun nedeni ise başlangıçtaki mıknatıslanma eğrisinin histerezis döngüsünün en üst ve en alt sınırlarının ve anhisteretik mıknatıslanmanın birbirlerine asimtotik olarak yaklaşmalarıdır [1].

### 3.2 Barkhausen Etkisi ve İlgili Olaylar

$H$  magnetik alan şiddeti, sürekli olarak değiştiğinde ferromagnet içerisindeki  $B$  akı yoğunluğundaki süreksiz değişimlerin bir olgusu Barkhausen etkisidir. Bu ilk kez, ikinci bir bobin bir demir parçası üzerine sarılıp bir yükselteç ve hoparlöre bağlandığında gözlenmiştir.  $H$  magnetik alan şiddeti düzgün olarak arttırıldığında hoparlör üzerinde ikinci bobinde indüklenen küçük gerilim pulslarından kaynaklanan bir dizi klik sesleri duyulmuştur. Bu gerilimlerin sebebi ise,  $M$  mıknatıslanmasındaki ve  $B$  indüksiyonundaki süreksiz değişimlerden kaynaklanan bobin içindeki akı yoğunluğundaki küçük değişiklikler tarafından yapılan elektromagnetik indüksiyon yasasıdır. Normal şartlar altında  $H$  ile  $B$  'nin düzgün olarak değiştiği ilk mıknatıslanma eğrisi mıknatıslanırsa Barkhausen etkisini oluşturan  $B$  'deki süreksiz değişimler Şekil 3.4 'te gösterildiği gibi doğrudan görülebilir. İlk başta indüksiyondaki bu süreksizlikler, domain içerisinde domain mekanizması olarak bilinen mıknatıslanma yönünün ani süreksiz dönmesine atfedilebilir. Fakat şimdi süreksiz domain sınır hareketi, Barkhausen emisyonlarına katkıda bulunan en önemli etken olarak bilinir. Bununla birlikte bu mekanizmaların her ikisi de oluşur ve Barkhausen etkisine katkıda bulunurlar. Barkhausen emisyonları, malzemenin mikroyapısındaki değişimlerden ve zordan büyük oranda etkilenir. Bu yüzden Barkhausen ölçümleri malzeme hesaplanmasında önemli rol oynar [1, 15].



Şekil 3.4 Miknatislanmanın artırılmasıyla gözlenen ilk miknatislanma eğrisi boyunca gözlenen Barkhausen süreksizlikleri [1].

### 3.2.1 Magnetoakustik Emisyon

Bazen akustik Barkhausen etkisi olarak bilinen magnetoakustik emisyon, daha önce bahsedilen magnetik Barkhausen etkisi ile oldukça ilgilidir. Magnetoakustik emisyon sınırlanmış zorlanmaları ya da magnetrostriksiyonu içeren miknatislanmadaki ani süreksiz değişmelerle üretilen düşük seviyeli akustik enerji yarılmalarından oluşur. Bunlar geniş bantlı bir ultrasonik transduserle belirlenebilir. Domain duvarı hareket ettiğinde mikroskopik magnetrostriktif pulslar bunlara sebep olur ve % 80 Ni-Fe alaşımı gibi magnetrostriktif olmayan malzemelerde ani süreksiz değişmeler bulunmaz. Bu yüzden bu etki, hem ani süreksiz domain yöntemlerine hem de magnetrostriksiyona bağlıdır. Bu etki magnetrostriksiyona bağlı olduğundan  $180^\circ$  domain duvar hareketi ya da dönmesiyle meydana getirilemez. Bu  $180^\circ$  domain sınırları miknatislanma vektörlerinin tamamıyla karşı yönlerde yer aldığı komşu domainler arasında bulunur.  $180^\circ$  ve  $180^\circ$  olmayan domain duvarlarının bağıl yoğunluk sayıları tek eksenli zorun uygulanmasıyla etkilenirler böylece bu yöntem ferromagnetik malzemelerdeki zorun gözlenmesiyle ortaya atılır [1].

### 3.3 Magnetrostriksiyon

Yaklaşık olarak bütün durumlarda, ferromagnetik malzemenin miknatislanmasına boyutlardaki değişmeler eşlik eder. Sonuçta oluşan gerilme  $\lambda$  magnetrostriksiyonu olarak isimlendirilir. Olaylardan hareketle iki tür magnetrostriksiyondan bahsedebiliriz. Bunlar Curie sıcaklığında magnetik





momentlerin domainler içine sıralanmalarından doğan kendiliğinden magnetostriksiyon ve alan etkili magnetostiksyondur. Bunlar aynı etkinin belirteleridir fakat farklı bir biçimde ele alınır.

Her iki durumda da magnetostriksiyon  $\lambda$  olarak tanımlanır ve bu boydaki kesirsel değişim olarak ifade edilir.

$$\lambda = \frac{dl}{l} \quad (3.11)$$

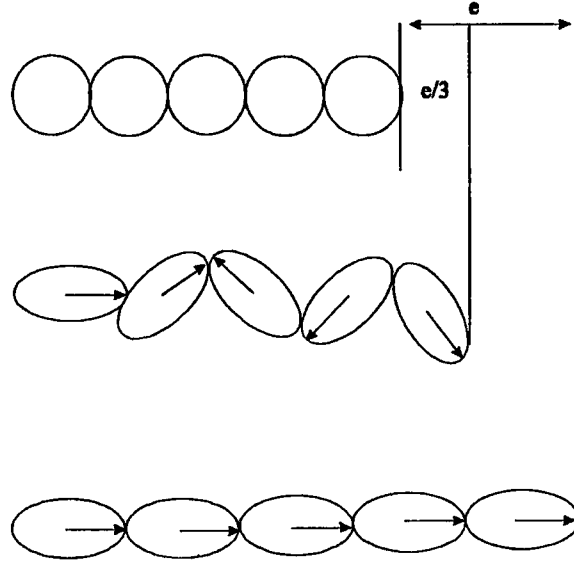
Domainlerdeki kendiliğinden magnetostriksiyon ferromagnetin sıcaklığı, Curie sıcaklığını geçtiğinde domainlerin yaratılmasından kaynaklanır. Alan etkili magnetostriksiyon ise kendiliğinden magnetostriksiyona sahip domainler bir magnetik alan uygulandığında domainlerin yeniden yönlenmeleriyle ortaya çıkar. Magnetostriksiyon dirençli strain-gaugeler kullanılarak ya da optiksel tekniklerle ölçülebilir [1, 10, 13].

### 3.3.1 İzotropik Malzemelerde Kendiliğinden Magnetostriksiyon

Bir ferromagnetik malzeme Curie noktasına doğru soğutulduğunda, Curie noktası üzerinde tamamıyla rastgele yönelmelere sahip daha önceden düzensiz halde bulunan magnetik momentler yaklaşık olarak  $10^{12}$ - $10^{15}$  atom içerecek kadar büyük hacimlerde düzenli olurlar. Bütün momentlerin paralel olarak uzandığı bu hacimler domain olarak isimlendirilirler ve bir mikroskop altında gözlenebilirler. Kendiliğinden mıknatıslanma  $M_s$  'nin yönü malzeme içerisinde hacim mıknatıslanmasının sıfır olmasını garantilemek için domainden domaine değişir. Ferromagnetizmaya geçişin atomik momentlerin uzun sıralar halinde düzenlenmelerinin neden olduğu söylenir. Uzun sıradan kasıt tabiki atomik boyutlarla karşılaştırılır çünkü ranj hala mikroskopiktir ve üç ya da dört derece büyüklük malzeme magnetik olarak doyuma ulaştığında magnetik düzenlenme sırasından daha küçüktür. Curie sıcaklığı üzerinde katı içerisinde zorlanmış katının küresel hacimlerini düşünelim ve buradan Şekil 3.5-a 'da gösterildiği gibi düzensiz fazı ele alalım. Malzeme Curie sıcaklığında ferromagnet olduğunda domainler içerisinde kendiliğinden magnetostriksiyon görülür ve bununla



birlikte Şekil 3.5-b 'de gösterildiği gibi belirli yönler boyunca ortak bir kendiliğinden zorlanma ya da magnetostriksiyon  $\lambda_0$  görülür.

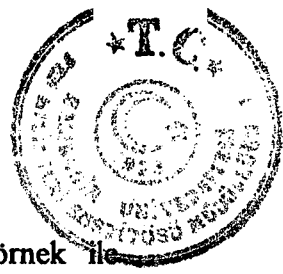


Şekil 3.5 a) Paramagnetlerde düzensiz durumdaki b) Ferromagnetlerde mıknatıslanmamış durumdaki c) Ferromagnetlerde düzenli doyuma ulaşmış durumdaki magnetostriksiyonu gösteren şematik şekiller.

İzotropik durum için bu kendiliğinden magnetostriksiyonun genlikleri kristalografik yönden bağımsızdır. Her bir izotropik domain içerisinde zorlanma

$$e(\theta) = e \cos^2 \theta \quad (3.12)$$

bağıntısı ile verilir. Bu bağıntıya göre kendiliğinden zorlanma  $\theta$  açısı ile değişir. Kendiliğinden magnetostriksiyonun sebep olduğu katı içerisindeki ortalama deformasyon domainlerin rastgele yönlendirildikleri varsayılarak elde edilebilir öyle ki belirlenmiş herhangi bir yön tamamıyla aynıdır. Bu ferromagnetizmanın başlangıcında magnetik momentlerin sıralanmalarının sebep olduğu kendiliğinden mıknatıslanmadır. Ayrıca izotropik malzemede domainlerin herhangi bir yönde eşit olasılıkla düzenlendikleri ve böylece de bütün yönlerde zorlanmanın eşit olduğu varsayılmıştır [1, 10].



### 3.3.2 Doyum Miknatıslığı $\lambda_s$

Burada miknatıslanmamış duruma getirilmiş ferromagnetik bir örnek ile miknatıslanmayı magnetik alan yönü boyunca doyuma ulaştıracak derecede güçlü bir magnetik alan içerisine konulmuş aynı örnek arasındaki uzunluktaki kesirsel değişim olan doyum magnetostriksiyonu ele alınacaktır. Bu durumda, örneğin şeklinde bir değişme olacaktır. Çünkü uygulanan magnetik alan tercih edilmiş bir yön oluşturur. Basit bir model kullanarak düzenli fakat miknatıslanmamış bir durumdan düzenli ve doyuma ulaşılan bir geçişe sebep oluruz ki bu da magnetik alan uygulanmasıyla olur. Doyum durumunda, domaindeki bütün magnetik momentler magnetik alana paralel olacak şekilde yönlendirilir ve 3.5-c 'de gösterildiği gibi zorlanmalar paraleldirler. Bu ise bize  $\lambda_s$  'nin ölçülmesiyle belirli bir yöndeki magnetik düzenlenmenin neden olduğu malzeme içerisindeki kendiliğinden zorlanma e 'nin ölçülmesi yöntemini verir [1].

$$\lambda_s = e - \lambda_0$$

$$\lambda_s = 2/3e$$

(3.13)

### 3.3.3 Teknik Satürasyon ve Zorlanmış Magnetostriksiyon

Miknatıslanmanın teknik doyumu, malzeme içerisinde domainler tek bir domain örneği oluşturacak şekilde aynı yönde yönlendiklerinde oluşur. Bununla birlikte magnetik alan daha da arttırılırsa M 'de hala çok yavaş bir şekilde değişme olacaktır. İşte bu yöntem zorlanmış magnetostriksiyon olarak adlandırılır ve bu, alan daha fazla arttırıldığında gözlenir. Zorlanmış magnetostriksiyon sadece 800 kA/m (10000 Oe) seviyesindeki değerlerde oluşabilen çok küçük bir etkidir. Domain içindeki magnetik momentlerin istatistiksel düzenlenmeleri sıcaklığa çok bağlıdır ve tabii ki zorlanmış magnetostriksiyon büyüklüğüne de bağlıdır [1].

### 3.3.4 Magnetik Alanla $\theta$ Açısında olan Magnetostriksiyon

Hala tamamıyla izotropik bir ortam düşünüyor olduğumuzdan, alan yönü ile  $\theta$  açısı yapan yönde oluşan doyum magnetostriksiyonu için

$$\lambda_s(\theta) = \frac{3}{2} \lambda_s \left( \cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right) \quad (3.14)$$

bağıntısını yazabiliriz. Bu bağıntıda  $\lambda_s$  mıknatıslanma yönü boyunca olan kendiliğinden magnetrostriksiyondur. Bu literatürde sık sık bulacağımız bazı magnetrostriksiyon ölçümlerinin bir anlatımına neden olur. Buna göre, verilen yöne paralel olan alanla birlikte magnetrostriksiyon  $\lambda_{s\parallel}$  ve verilen yöne dik olan alanla birlikte magnetrostriksiyon  $\lambda_{s\perp}$  ölçülür ve fark alınır. Bunlar arasındaki fark tek bir bölge içindeki kendiliğinden zorlanmayı verir [1].

### 3.3.5 Anizotropik Malzemeler

Tek nikel kristali magnetrostriksiyon gibi çoğunlukla izotropik özelliklere sahip olsa da gerçekte bütün katılar bazı derecelerde anizotropiktirler ve bu yüzden doyum mıknatıslanması, mıknatıslanmanın olduğu kristal eksenine ile ilişkili olarak tanımlanmayı gerektirir. Magnetrostriksiyon ya da kendiliğinden zorlanma kristalin başlıca eksenleri boyunca tanımlanmıştır. Kübik malzemelerin Çizelge 3.2 'de gösterildiği gibi iki bağımsız magnetrostriksiyon sabiti  $\lambda_{100}$  ve  $\lambda_{111}$  vardır. Tek kristalli kübik malzemeler tek bir domaindeki doyum magnetrostriksiyonu izotropik malzemeler için genelleştirilmiş olarak

$$\lambda_s = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left( \alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) + 3 \lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1) \quad (3.15)$$

bağıntısı ile verilir.

Çizelge 3.2 Kübik malzemelerin magnetrostriksiyon sabitleri [1]

Malzeme	$\lambda_{100}(10^{-6})$	$\lambda_{111}(10^{-6})$
Demir	21	-21
Nikel	-46	-24
Terfenol	90	1600



(3.15) no 'lu bağıntıda  $\lambda_{100}$   $\langle 100 \rangle$  yönlerinde ölçülen doyum magnetostriksiyonu ve  $\lambda_{111}$   $\langle 111 \rangle$  yönlerinde ölçülen doyum magnetostriksiyonudur. Malzeme Curie noktasına doğru soğutulduğunda bu eksenler boyunca kendiliğinden zorlanma açıkça

$$e_{111}=(3/2)l_{111} \text{ ve } e_{100}=(3/2)l_{100} \quad (3.16)$$

bağıntıları ile verilir. (3.15) no'lu eşitlikte  $\beta_1, \beta_2, \beta_3$  doyum magnetostriksiyonunun ölçüldüğü magnetik alan yönüne göre olan kosinüs yönleridir ve  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  ise magnetik momentlerin doyuma ulaştığı eksenler boyunca olan magnetik alan yönlerine ait olan kosinüs yönleridir. Tabii ki bu eşitlikler, sadece domain içindeki magnetostriksiyona uygulanır. Genellikle (3.15) no'lu eşitliğin (3.16) no'lu eşitliğe dönüştüğü ve magnetik alanla aynı yönde olan doyum magnetostriksiyonunu bilmek isteriz. İzotropik malzemelerde olduğu gibi  $\lambda_{100}$  ve  $\lambda_{111}$  sabitleri ilgilendiğimiz magnetik alan ve bu alana dik açılardaki eksenler boyunca olan magnetostriksiyonu doyuma ulaştırmakla belirlenebilir. Zorlamadaki fark seçilen eksene bağlı olarak  $(3/2)\lambda_{100}$  ve  $(3/2)\lambda_{111}$  olarak kalır.

$$\lambda_s = \lambda_{100} + 3(\lambda_{111} - \lambda_{100})(\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) \quad (3.17)$$

Domain topluluklarının magnetostriksiyon davranışı, örneğin bir polikristalin sadece etkilerin ortalaması alınarak hesaplanabilir. Bu genelde pek mümkün değildir ve bu yüzden malzemenin çok fazla sayıda domainden oluştuğu varsayılır ve bundan dolayı bütün yönlerde zorlanma aynıdır. Rastgele yönlendirilmiş polikristal bir kübik malzemede bu denklem;

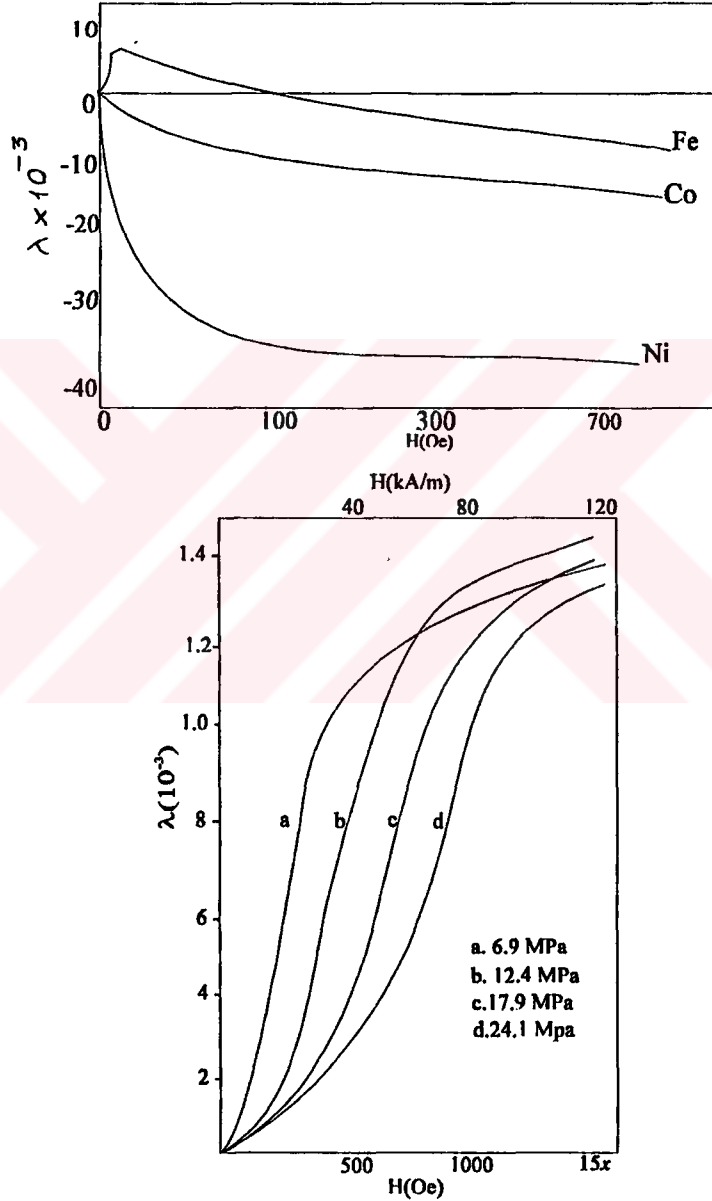
$$\lambda_s = \frac{2}{5}\lambda_{100} + \frac{3}{5}\lambda_{111} \quad (3.18)$$

bağıntısı ile verilir [1].

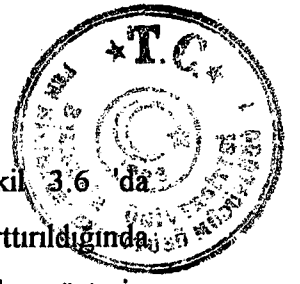


### 3.3.6 Alan Etkili Hacim Magnetostriksiyonu

Alan etkili hacim magnetostriksiyonu  $\lambda$  'nın  $H$  ya da  $B$  ile değişimidir. Bununla birlikte  $\lambda(H)$  ya da  $\lambda(B)$  değişimleri çok yapı duyarlıdır. Öyle ki magnetostriksiyonun magnetik alanla ilişkisini kurmanın herhangi genel bir formülünü vermek pek mümkün değildir. Doyum magnetostriksiyonu için eşitlikleri verebildiğimizde bu ilk başta ilginç olabilir.



Şekil 3.6 a) Demir, nikel ve kobalt ve b) Yüksek magnetostriktif nadir toprak demir alaşımı  $Tb_{0.27}Dy_{0.73}Fe_{1.9}$  için hacim magnetostriksiyonunun uygulanan magnetik alana bağlılığı.



Polikristal demir, kobalt ve nikelin magnetostriksiyonları Şekil 3.6'da verilmiştir. Örneğin demirin hacim magnetostriksiyonu  $H$ , ya da  $B$  artırıldığında pozitif bir değerden negatif bir değere işaret değiştirdiği için bazı sorunlar gösterir. Tek eksenli anizotropiye sahip tek bir kristaldeki kolay eksene dik yönde bir magnetik alan uygulandığında veya eksenlere dik bir magnetik alan uygulandığında çok şiddetli bir gerilme altındaki nikel veya basıdaki terfenol gibi polikristal bir malzemede magnetik momentler tamamıyla yönlendirilir.

Bu durumda mıknatıslanmanın dönderilmesiyle magnetizasyon yer alır ve böylece  $M$  yerine  $M=M_s \cos\theta$  koymakla domain içerisindeki doyum mıknatıslanmasının eksenle yaptığı  $\theta$  açısının terimi olarak magnetik alan eksenini boyunca mıknatıslanma denklemini elde edilir.

$$\lambda = \frac{3}{2} \lambda_s \cos^2 \theta \quad (3.19)$$

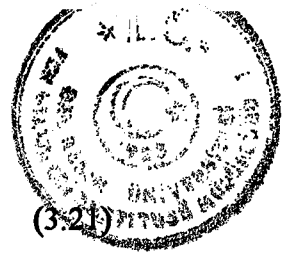
ile verilir ve  $\cos^2\theta$  yerine  $\left(\frac{M}{M_s}\right)^2$  değerini yerine koymakla

$$\lambda = \frac{3}{2} \lambda_s \left(\frac{M}{M_s}\right)^2 \quad (3.20)$$

bağıntısı elde edilir. Bu ise  $M$  mıknatıslanmasıyla gözlenen magnetostriksiyon değişimini verir [1, 10].

### 3.3.7 Enine Magnetostriksiyon

Mıknatıslanmamış durum ve doyum mıknatıslanması arasında bir ferromagnetin hacmi sabit kalır. Bu yüzden, işaret olarak zıt işaretli ve boyuna magnetostriksiyonun yarısına eşit bir enine magnetostriksiyon vardır ve

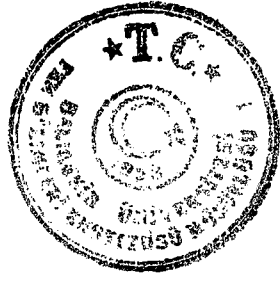


$$\lambda_t = -\frac{\lambda}{2}$$

bağıntısı ile verilir [1, 13].







## 4. BÖLÜM

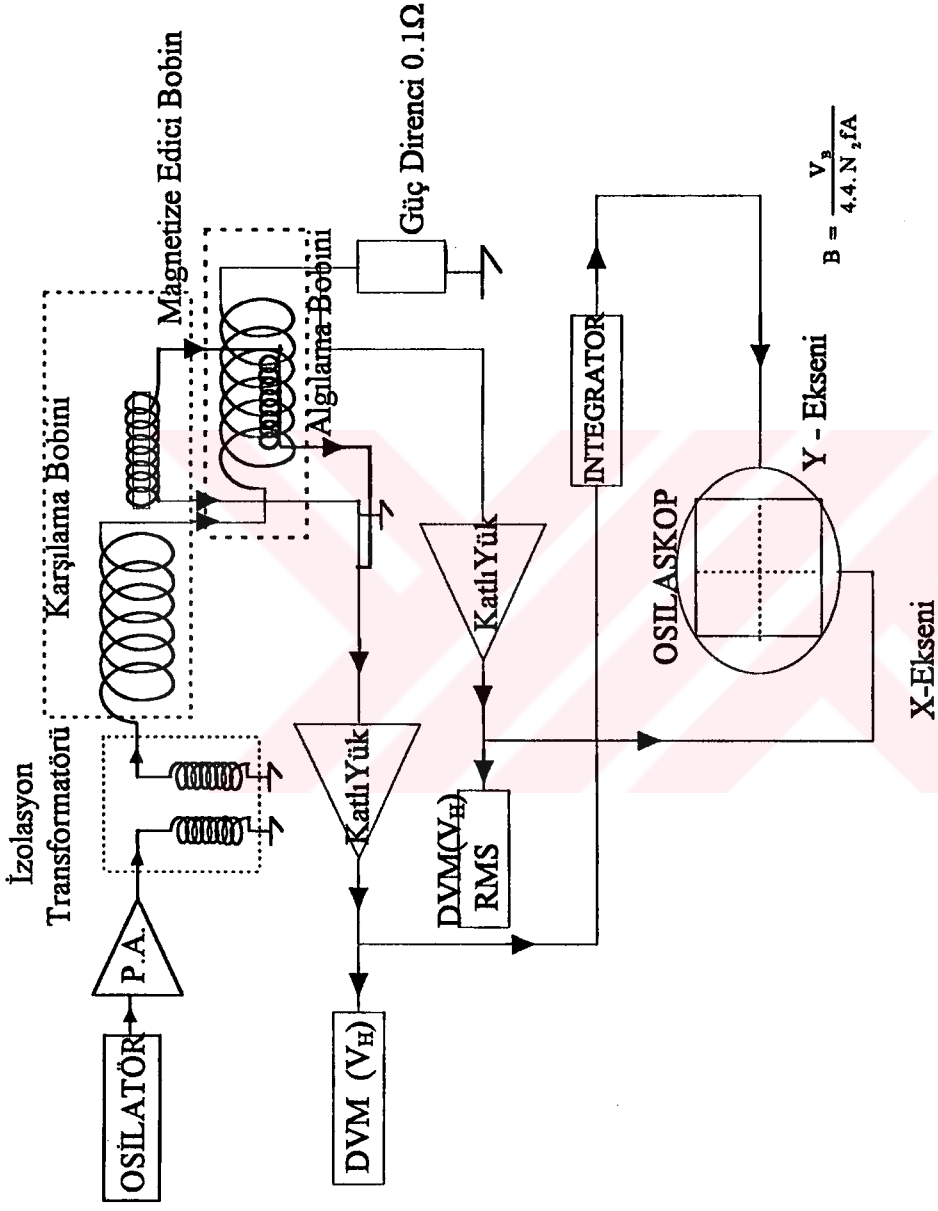
### 4.1 Deney Sistemi

Deneyde kullanılan sistemin temelini tek şeritli test sistemi (single strip tester) oluşturmaktadır. Bu sistemle sınanan malzemelerin ölçümünü sağlamak için düzeneğe çeşitli elemanlar eklenmiştir.

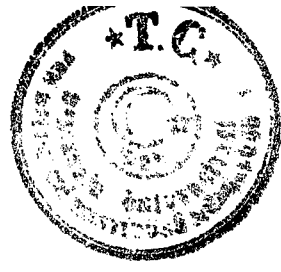
Magnetik özellikleri test etmek için kurulan düzenek şu elemanları içerir.

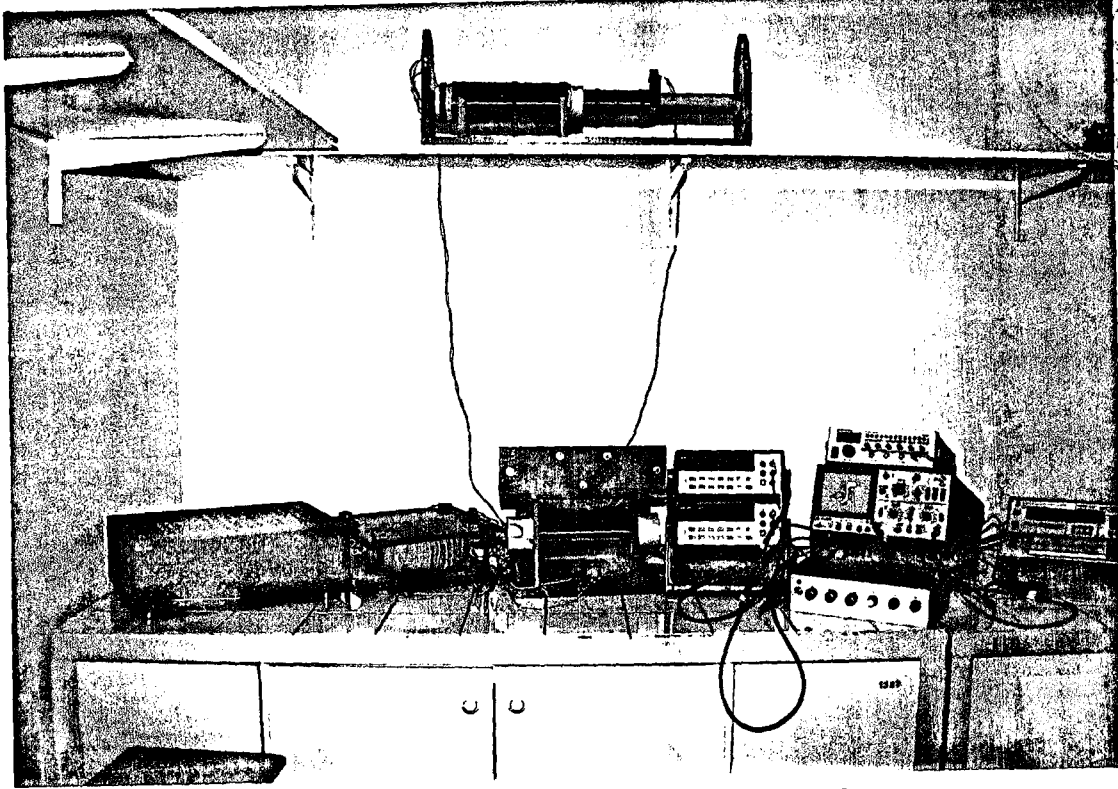
1. Tek şeritli test sistemi (Single strip tester)
2. Osilatör (Oscillator)
3. Güç yükselteci (Power Amplifier)
4. İzolasyon transformatörü (Isolation transformer)
5. Karşılama bobini (Compensation Coil)
6. Algılama bobini (Search Coil)
7. Katlı Yükselteç (Instrumentation Amplifier)
8. İntegratör (Integrator)
9. Osiloskop (Oscilloscope)
10. Sinyalin kare ortalama karekökünü okuyabilen voltmetre ve sinyalin ortalama değerini okuyabilen voltmetre.

Burada test sistemi ve test sistemini oluşturan elemanların bazı özelliklerinden bahsedilecektir.



Şekil 4.1 Magnetik test sisteminin devresi

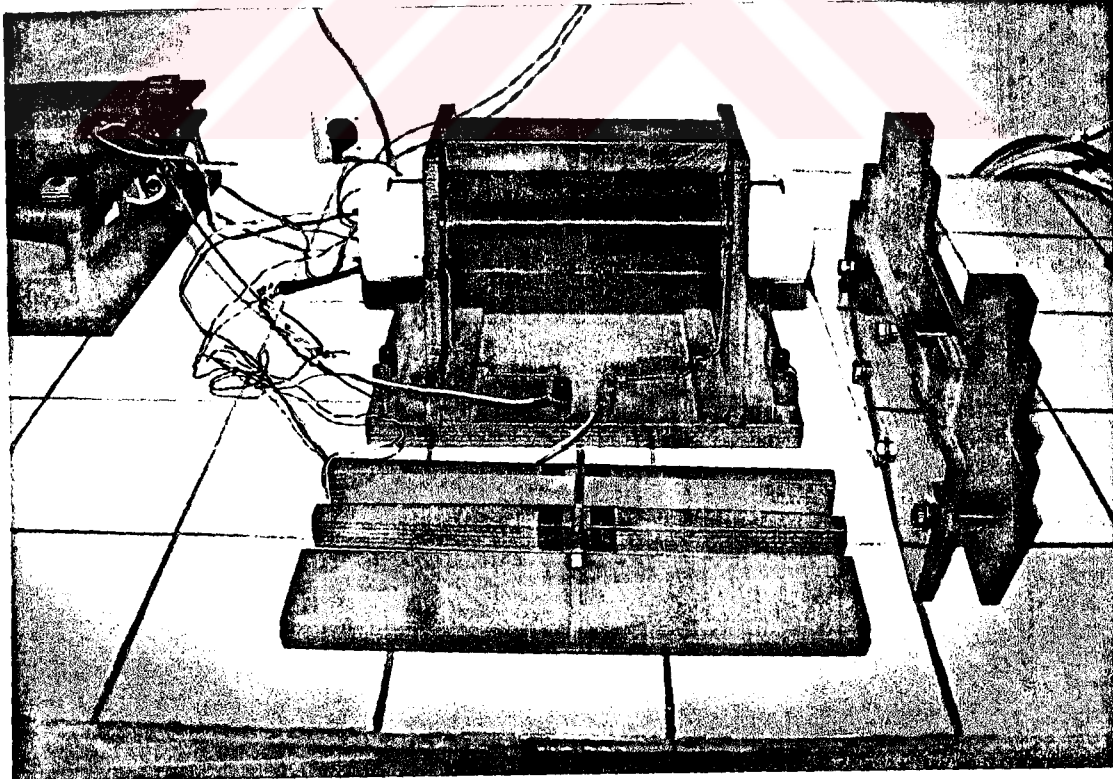




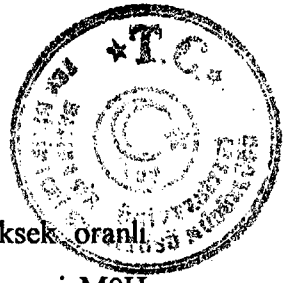
Şekil 4.2 Magnetik test sisteminin fotoğrafı.

#### 4.1.1 Tek Şeritli Test Sistemi (Single Strip Tester)

Tek şeritli test sistemi (SST) Şekil 4.3 'te gösterildiği gibi, C çekirdeği, former (sample holder) ve magnetize edici bobin olmak üzere üç kısımdan oluşur.

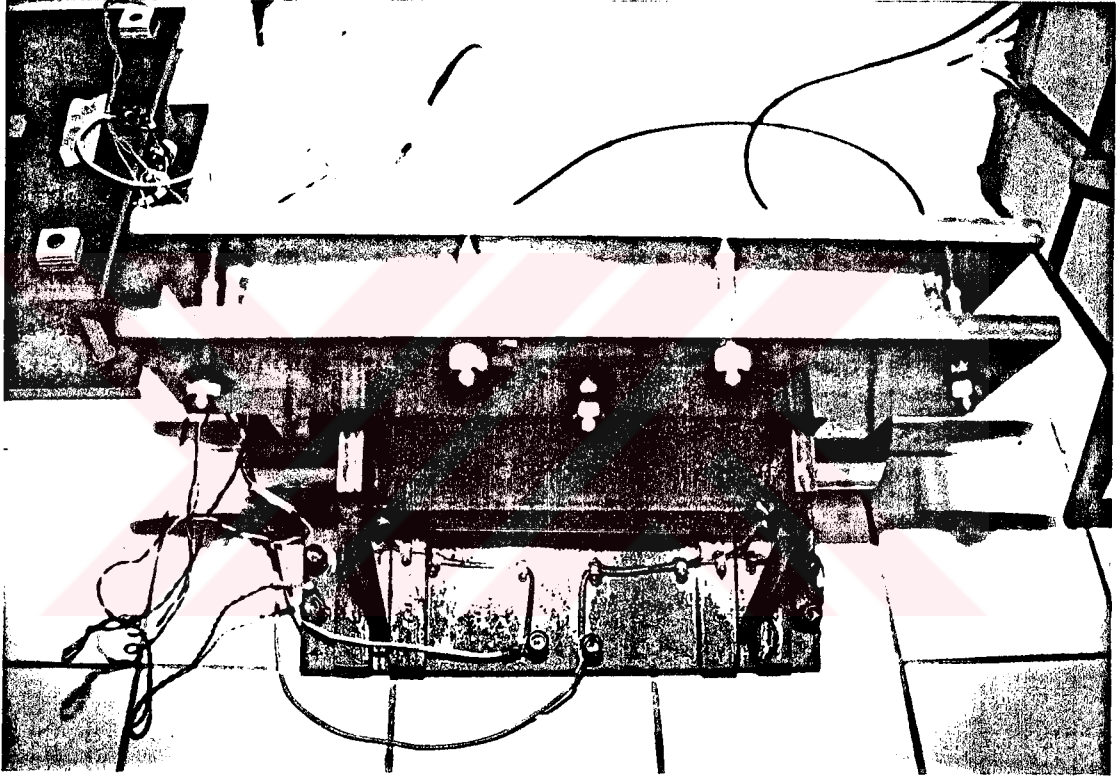


Şekil 4.3 SST sistemini oluşturan parçaların fotoğrafı.



#### 4.1.1.1 C Çekirdeği (Yoke)

C çekirdeği 30 mm genişliğinde ve 0.3 mm kalınlığında yüksek oranlı silikon çeliklerden yapılır. Deneyde kullanılan Yoke 'nin çekirdek malzemesi MOH 'dir. Çekirdek malzeme, transformatörlerde olduğu gibi 45° 'lik açılarla kesilerek ve kesilen bu malzemelerin üst üste konulmasıyla oluşturulmuştur. Malzemeleri bir arada tutmak için vernik kullanılmıştır. Havaya göre yüksek geçirgenliğe sahip MOH, magnetik akının kapalı bir yol oluşturmasını sağlar. Elde edilen C çekirdeğinin kesit alanı 30x30 mm<sup>2</sup> 'dir.



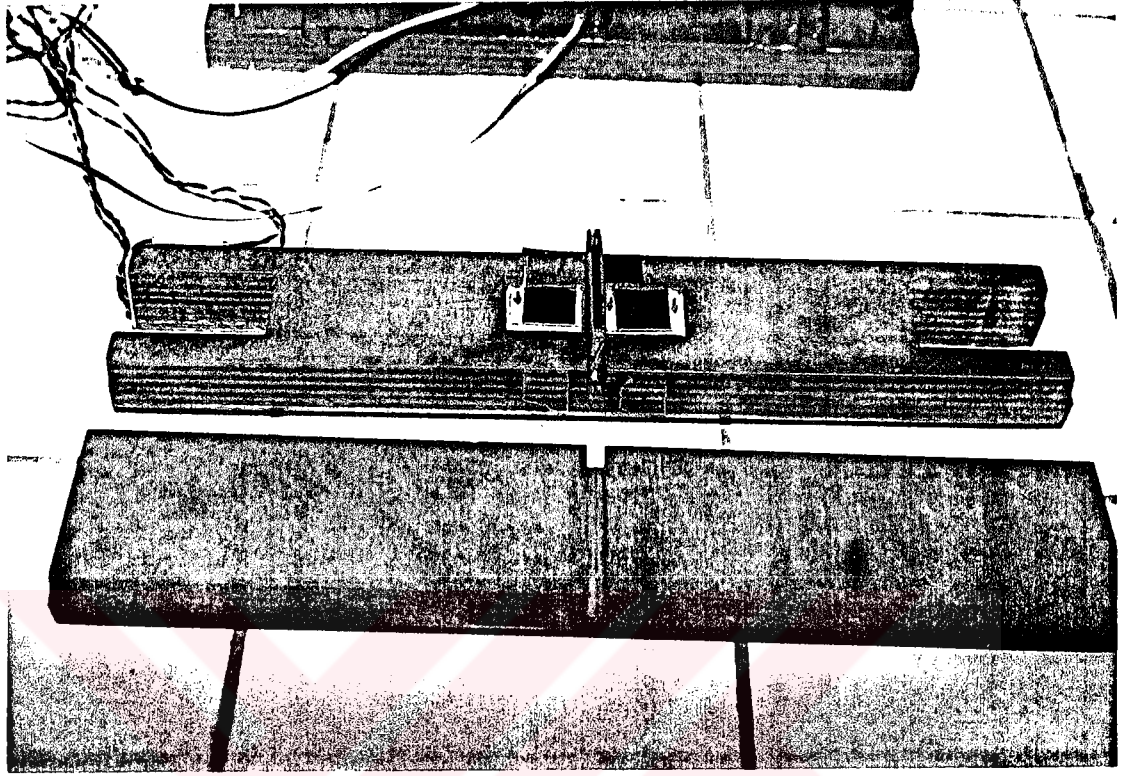
Şekil 4.4 C çekirdeğinin üstten görünüşü

#### 4.1.1.2 Former (Sample Holder)

Örnek tutucu Şekil 4.5 'te gösterildiği gibi iki ayrı parça halinde tahtadan yapılmıştır. Bu parçalar magnetize edici bobin içindeki boşluğa yerleştirilir. Örnek tutucunun içinde H ve B birimleri ile örnek için tasarlanmış yer vardır. Ayrıca örnek tutucu kenarlarındaki yarıklardan dolayı Yoke 'nin pozisyonunu belirler. Örnek tutucunun orta kısmına magnetik akı yoğunluğunu belirlemek için B bobini yerleştirilir. Havadan gelen büyük magnetik akı yoğunluğundan kaçınmak için B



bobini mümkün olduğunca örneğe yakın sarılmıştır. B bobini, 50 sarımdan oluşur ve 0.35 mm çapında tel kullanılmıştır.



Şekil 4.5 Örnek tutucu sisteminin fotoğrafı

#### 4.1.1.3 Magnetize Edici Bobin

Sarımlar 194 mm uzunluğunda ve 70 mm çapındaki plastik boru üzerine amyant levha yapıştırıldıktan sonra 1.50 mm çapında bakır tel kullanılarak yapılmıştır. Magnetize edici bobinin sarım sayısı 595 'tir. Hiç malzeme yokken ve C-core çıkarılarak  $H$  magnetik alan şiddetinin  $B$  magnetik akı yoğunluğuna karşı değişiminin doğrusal olduğu deneylerle doğrulanmış ve  $B-H$  grafiği Şekil 5.1 'de verilmiştir.

#### 4.1.2 Osilatör (Oscillator)

Osilatörler elektrik titreşimi üretirler. Yüksek frekanslı gerilim üreten kaynaklara osilatör denir. Osilatörlerin frekansları, genlikleri ve ürettikleri dalga şekilleri çeşitli olabilir.



Magnetize edici sinyal, sinyal üreticiden sağlanmaktadır. Sinyal üreticinin frekans aralığı 0-20 kHz 'dir.

#### 4.1.3 Güç yükseltici (Power Amplifier)

Magnetize edici sinyal izolasyon transformatörüne verilmeden önce güç yükseltisinde yükseltilir. Sinyal seviyesi sabit tutularak akım yükseltilir. Bu şekilde yüksek ve kararlı magnetize edici akım sağlanmış olur. Deneyde güç yükseltici olarak çift kanallı stereo Pioneer güç yükseltici kullanılmıştır. Bu güç yükselticinin her bir kanalı 100-200 watt çıkış verebilecek kapasitededir.

#### 4.1.4 İzolasyon Transformatörü

Sinyal jeneratöründen sağlanan magnetize edici sinyal güç yükseltisinde yükseltildikten sonra istenmeyen DC sinyali izolasyon transformatörü kullanılarak yok edilir. Bu DC sinyali öncelikle sinyal jeneratöründen kaynaklanmakta daha sonra da güç amplifikatöründe yükseltilmektedir. İzolasyon transformatörü 1 'e 1 transformör gibidir. İzolasyon transformatörünün birincil sarımına gelen akım bir magnetik alan yaratır. Bu magnetik alan magnetik çekirdek üzerinde magnetik akı oluşturur. Magnetik akı kapalı bir yol boyunca dolaşır ve ikincil sarımda değişen magnetik akıdan dolayı telde bir akım indüklenir ki bu akım tamamıyla DC 'den arındırılmış saf AC sinyalidir.

#### 4.1.5 Karşılama Bobini

Tek şeritli test sisteminde ferromagnetik malzeme üzerindeki magnetik akı yoğunluğu  $B_s = \mu_0 ( H + M )$  bağıntısı ile verilir. Karşılama bobin üzerinde oluşan magnetik akı yoğunluğu,  $B_s$  akı yoğunluğuna zıt yöndedir yani  $B_c = -\mu_0 H$  'dir. Dolayısıyla net magnetik akı yoğunluğu

$$B = B_s + B_c \quad (4.1)$$

yani

$$B = \mu_0 ( H + M ) - \mu_0 H \quad (4.2)$$

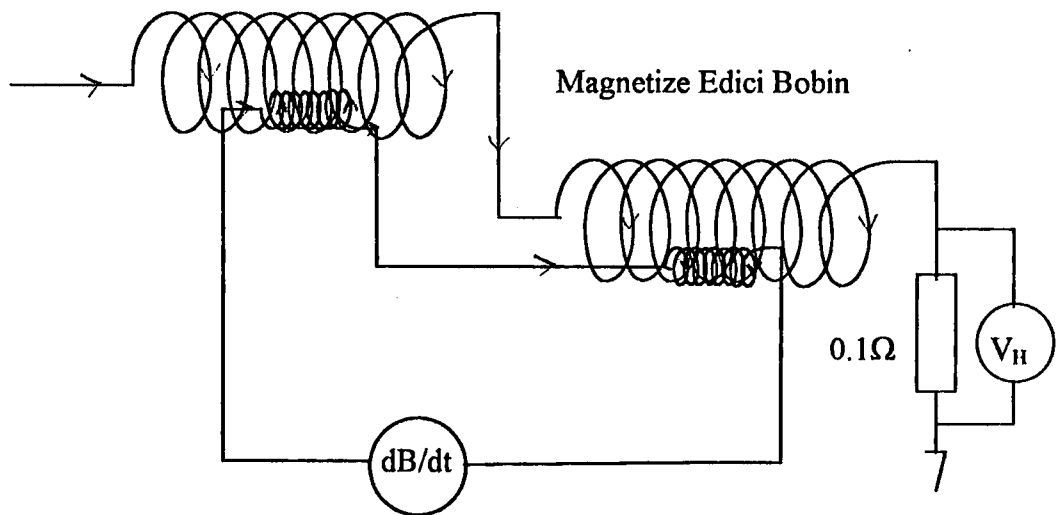
$$B = \mu_0 M \quad (4.3)$$



olur. Karşılama bobin düzeneği biri hareketli ve diğeri sabit olmak üzere iki kısımdan oluşur. Bobinlerden bir tanesi (sabit bobin) 1.50 mm çapında tel ile hareketli bobin ise 0.95 mm çapında tel sarılarak oluşturulmuştur. Sabit bobinin boyu 24 cm, çapı 7 cm 'dir. Hareketli bobinin boyu ise 25.6 cm ve çapı da 5 cm 'dir. Sabit olan bobin 147 sarım, hareket edebilen bobin 250 sarım içerir. Karşılama bobini yapılırken bobin sarmada kullanılan tellerden başka, magnetik özelliği olan metal herhangi bir malzemenin kullanılmamasına dikkat edilmiştir.

Daha önce de belirtildiği gibi, karşılama bobini kullanılmadan önce SST 'de magnetik malzeme üzerindeki magnetik akı yoğunluğu  $B=\mu_0( H+M )$  'dir. Görüldüğü gibi magnetik akı yoğunluğuna malzemenin mıknatıslanmasından başka havadan gelen katkı da vardır. Bunun sebebi ise algılayıcı bobindeki sarımların içinin tamamen ferromagnetik malzeme ile doldurulamayışı başka bir deyişle algılayıcı bobinin hiç boşluksuz malzeme üzerine sarılamayıdır. Havadan gelen katkı nedeniyle ölçümlerde hata oluşacaktır. Bu hatayı en aza indirmek için magnetik ölçüm devresine karşılayıcı bobin koyma gereği duyulmuştur. Devreye karşılayıcı bobin konulduğunda havadan gelen katkıya zıt bir magnetik alan oluşturularak, sadece malzemenin mıknatıslanmasından dolayı oluşan magnetik akı yoğunluğu değeri elde edilmiştir.

#### Karşılama Bobini



Şekil 4.6 Karşılama bobin ile magnetize edici bobinin bağlantısı.



Şekil 4.6 'da görüldüğü gibi karşılama bobin düzeneğinin sabit kısmı SST 'nin magnetize edici bobinine seri bağlanmıştır. Hareketli kısmı ise SST 'nin algılayıcı bobinine sarım yönleri ters olacak şekilde seri bağlanmıştır.

Magnetik özellikleri belirlenecek malzemeler SST 'ye konulmadan önce karşılama bobininin verimli çalışıp çalışmadığını kontrol etmek amacıyla hiç malzeme yokken devre çalıştırılır. Devre çalıştırıldığında SST 'nin algılayıcı bobininde değişen akıdan dolayı bir emk oluşur bu arada karşılayıcı bobinin sabit kısmı magnetize edici bobine sarımları aynı yönde olacak şekilde seri, hareketli kısmı da algılama bobinine sarım yönleri farklı olacak şekilde seri bağlı olduğundan hareketli bobin üzerindeki emk diğerinin değerini azaltacak yönde olur. Net emk

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2$$

şeklindedir. Tanım denklemlerini kullanarak;

$$\varepsilon = - \frac{d\Phi}{dt} \quad (4.4)$$

$$\phi = BA \quad (4.5)$$

$$B = \mu_0 H \quad (4.6)$$

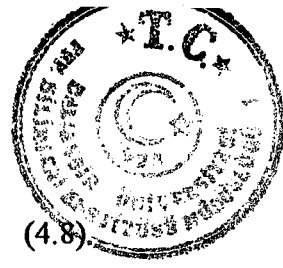
$$\varepsilon = -A \frac{dB}{dt}$$

$$\varepsilon = -A \frac{d}{dt} (\mu_0 H) \quad (4.7)$$

elde edilir.

SST 'nin algılayıcı bobini üzerindeki emk





$$\epsilon_1 = -A_1 \frac{d}{dt}(\mu_0 H_1)$$

(4.8)

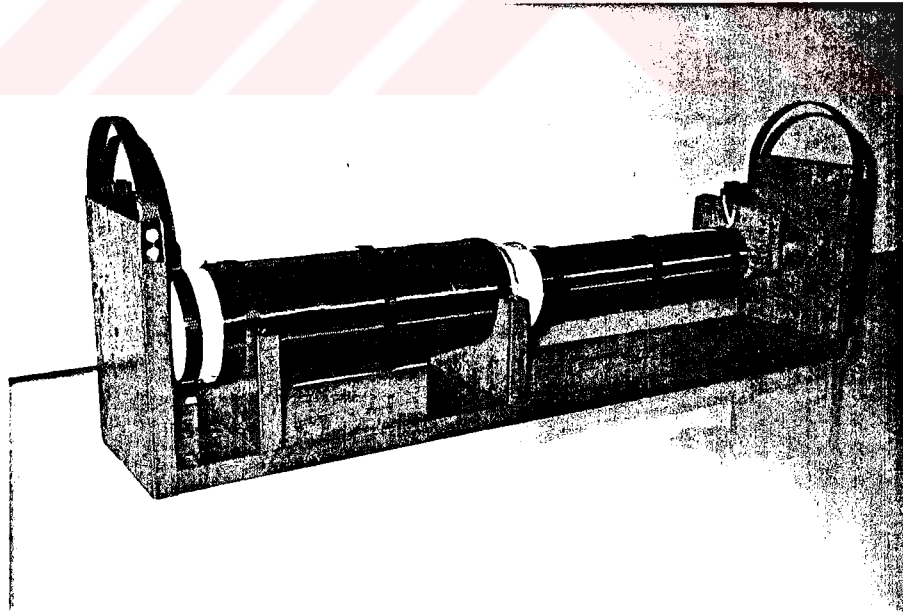
bağıntısı ve karşılama bobininin hareketli kısmı üzerindeki emk de

$$\epsilon_2 = -A_2 \frac{d}{dt}(\mu_0 H_2)$$

(4.9)

ile verilir.

Karşılama bobininde, hareketli bobin sabit bobin içinde hareket ettirilir ve net emk 'nin sıfır olduğu yer belirlenir. Bu nokta belirlendikten sonra hareketli bobin hep aynı noktada kalır ve test edilecek malzemeler SST içine yerleştirilerek ölçüm alınır. Bu şekilde B magnetik akı yoğunluğunun sadece malzemenin mıknatıslanmasına bağlı bir büyüklük olması sağlanır.



Şekil 4.7 Karşılama bobin düzeneği



Çizelge 4.1 Karşılama bobininin boyutları.

	Sabit Bobin	Hareketli Bobin
Çap ( cm )	7.0	5.0
Direnç ( $\Omega$ )	0.8	1.5
Sarım Sayısı N	147	250
Tel Çapı ( mm )	1.50	0.95
Boy (cm )	24	25

#### 4.1.5.1 B ve H 'nin Çıkarılışı

Magnetik akı yoğunluğunu elde etmek için  $dB/dt$  'yi integre etmek gerekir. B bobini üzerinde oluşan emk doyuma yakın noktalarda akının değişmesi sebebiyle ortalama türü bir voltmetre ile ölçülür. Örnek içindeki akı yoğunluğunu belirlemek için kullanılan en yaygın yöntem, B bobini kullanmak ve bobinin uçlarında oluşan emk 'yi gözlemektir. B bobini üzerindeki e.m.k. örnek üzerinde indüklenen  $dB/dt$  sinyalini verir. Bunun doğru değerini elde etmek için emk 'nin integralini almak gerekir. B 'nin hesaplanması  $dB/dt$  magnetik akı yoğunluğunun değişimiyle doğru orantılı olan B bobinindeki indüksiyon geriliminin ölçülmesiyle mümkündür. Anlık akı yoğunluğu B 'nin zamanla değiştiği bir örnek düşünülürse

$$B(t) = B_{\max} \sin \omega t \quad (4.10)$$

bu eşitlikte  $B_{\max}$  akı yoğunluğunun en büyük değeridir. Faraday Yasasına göre emk

$$\varepsilon = N \frac{d\Phi}{dt} \quad (4.11)$$

burada N, B bobininin sarım sayısı  $\phi$  de magnetik akıdır.

$$B = \frac{\Phi}{A} \text{ ve } \phi = BA \quad (4.12)$$



(4.12) no'lu eşitlikte A örneğin kesit alanıdır. Bu eşitlikten

$$\frac{d\Phi}{dt} = A \frac{dB}{dt}$$

bulunur ve bu değer (4.11) no'lu eşitlikte yerine konulursa

$$\varepsilon = NA \frac{dB}{dt} \quad (4.13)$$

elde edilir. (4.10) no'lu eşitlikteki B 'nin zamana göre türevi alınırsa

$$\frac{dB}{dt} = \omega B_{\max} \cos \omega t \quad (4.14)$$

olur. O halde

$$\varepsilon = NA\omega B_{\max} \cos \omega t \quad (4.15)$$

ve  $\varepsilon$  'nin ortalama değeri

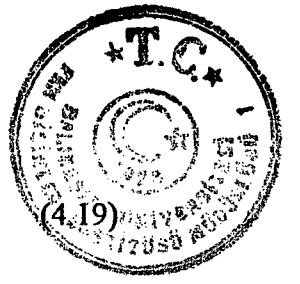
$$\varepsilon_{\text{ort}} = \left(\frac{2}{\pi}\right) \varepsilon_{\max} \quad (4.16)$$

$$\varepsilon_{\text{ort}} = \left(\frac{2}{\pi}\right) NA\omega B_{\max} \quad (4.17)$$

ve  $\omega = 2\pi f$  'den

$$\varepsilon_{\text{ort}} = \frac{2}{\pi} NA 2\pi f B_{\max} \quad (4.18)$$

$$\varepsilon_{\text{ort}} = 4NAf B_{\max}$$



$$B_{\max} = \frac{\epsilon_{\text{ort}}}{4NfA}$$

bulunur.

Bir selenoidin merkezindeki H magnetik alan şiddeti, (1.3.9) no'lu bölümde bulunmuştu. Amper Yasası 'ndan bulunan H değeri

$$H = \frac{N_1 I}{l} \quad (4.20)$$

$$I = \sqrt{2} I_{\text{kk}} \quad (4.21)$$

$I_{\text{kk}}$  değeri doğrudan ölçülemediğinden, güç direnci üzerindeki gerilimin R direncine bölünmesiyle bulunur.

$$V_{\text{kk}} = I_{\text{kk}} R$$

$$I_{\text{kk}} = \frac{V_{\text{kk}}}{R} \quad (4.22)$$

$$H = \frac{\sqrt{2} N_1 V_{\text{kk}}}{Rl} \quad (4.23)$$

bulunur.

#### 4.1.6 Algılama Bobini (B-Coil)

Magnetik ölçme sisteminin magnetik örneği üzerinde yaratılan magnetik akı yoğunluğunun zamanla değişimi olan  $dB/dt$  sinyali, sarım sayısı 50 olan magnetik sensör bobini üzerinde indüklenen potansiyelin ortalama değeri bir dijital voltmetre ile ölçülür ve B magnetik akı yoğunluğu değeri, (4.24) eşitliği gözönüne alınarak hesaplanabilir.

$$B = \frac{V_2}{4N_2 fA} \quad (4.24)$$



Bu eşitlikte,  $B$  magnetik örnek üzerindeki magnetik akı yoğunluğunun tepe değeri olup birimi tesla'dır.  $V_2$  ise magnetik sensör bobini üzerinden okunan potansiyelin ortalama değeri,  $N_2$  ise magnetik sensör bobininin sarım sayısıdır. Öte yandan  $f$  magnetize edici sinyalin frekansı ve son olarak  $A$  ise magnetik örneğin yapıldığı şeridin kesiti veya kalınlığı ile genişliğinin çarpımına eşittir.

#### 4.1.7 Katlı Yükselteç

$H$  magnetik alanının değerinin küçük olduğu durumlarda daha temiz bir sinyal alabilmek için güç direnci üzerinden alınan sinyal katlı yükselteç tarafından yükseltilir. Böylece yükseltilemiş sinyalin dijital voltmetreye girilmesiyle daha az hatalı okuma sağlanmış olur.

Magnetik sensör bobininin uçlarından ortalama değeri ölçülen  $dB/dt$  sinyalinin küçük olduğu durumlarda yine bir katlı yükselteç kullanılarak ve gerektiği kadar yükseltilecek gürültüden arındırılmış temiz bir sinyalin alınması sağlanmış olur.

#### 4.1.8 İntegratör

Magnetik sensör bobini üzerindeki  $dB/dt$  sinyali katlı yükselteçte yükseltilep voltmetreden okunduktan sonra integratöre gönderilir.  $dB/dt$  'den  $B$  sinyalini elde etmek için integratör kullanılır. İntegratör bir işlemsel yükselteç devresidir.

#### 4.1.9 Osiloskop

Magnetik malzemelerin  $B$ - $H$  eğrilerini gözlemek için kullanılan bir araçtır. Güç direnci üzerindeki gerilimin ölçülmesiyle bulunan  $H$  sinyali, osiloskopun  $X$  ekseninin giriş ucuna ve  $dB/dt$  sinyalinin integrali alındıktan sonra elde edilen  $B$  sinyali, osiloskobun  $Y$  ekseninin giriş ucuna bağlanır . Böylece her iki sinyalin girişimi ile mıknatıslanma eğrisi gözlenir.



#### 4.1.10 Sinyalin Kare Ortalama Karekökü ve Ortalama Değerini Ölçebilen Voltmetre

H magnetik alan şiddetini bulmak için  $0.1 \Omega$  'luk güç direnci üzerinden ölçülen sinyal, katlı yükselteçte yükseltildikten sonra kare ortalama karekök ölçebilen bir voltmetre ile okunur. Ohm yasasından yararlanılarak I akımı hesaplanır ve H sinyalinin kare ortalama karekök değeri ve sonra da tepe değeri bulunur.

Magnetik sensörün uçlarından alınan sinyal yine katlı yükselteçte yükseltildikten sonra sinyalin ortalama değerini okuyan bir voltmetre ile ölçülür. Böylece sinyalin ortalama değeri alınmış ve hata oranı azaltılmış olur.

#### 4.2 Devrenin Çalışması

Magnetik ölçme sistemi kurulduktan sonra magnetize edici sinyal, sinyal üreticinden sağlanır. Bu sinyal güç amplifikatöründe yükseltilerek izolasyon transformatörüne verilir. İzolasyon transformatöründe sinyal DC sinyalinden tamamen arındırılır ve karşılama bobinine saf sinüs sinyali olarak gönderilir. Sinyal daha sonra karşılama bobinine seri bağlı olan magnetize edici bobine gönderilir. Magnetize edici bobinden çıkan akım  $0.1 \Omega$  'luk güç direnci üzerindeki gerilimin kare ortalama karekök duyarlı bir voltmetre ile ölçülüp  $I=V_{kok}/R$  bağıntısının kullanılmasıyla bulunur.

Güç direnci üzerinden alınan sinyal, işlemsel yükselteç tarafından yükseltilerek voltmetreye gönderilir. Magnetik ölçme sisteminin test edilecek malzemesi üzerinde yaratılan magnetik akının zamanla değişimi olan  $dB/dt$  sinyali, sarım sayısı 50 olan magnetik sensör bobini (B bobini) üzerinde indüklenen gerilimin ortalama değeri bir voltmetre ile ölçülüp

$$B = \frac{V_{kok}}{4N_2fA}$$

eşitliği kullanılarak hesaplanabilir. Yalnız, bu sinyal voltmetreye gitmeden önce işlemsel yükselteç tarafından yükseltilir.



Magnetik malzemelerin B-H eğrilerini gözlemek için, güç direnci üzerindeki gerilimin ölçülmesiyle bulunan H sinyali, osiloskopun X ekseninin giriş ucuna  $dB/dt$  sinyali de integratörde integrali alındıktan sonra Y ekseninin giriş ucuna bağlanır. Böylece osiloskop ekranında mıknatıslanma eğrisi gözlenir.





## 5. BÖLÜM

### 5.1 Sonuçlar ve Tartışma

Bu çalışmada incelenen ferromagnetik malzemeler kristal ve amorf olmak üzere ikiye ayrılır.

Amorf malzemeler Metglas 2605CO, Metglas 2605SC, Metglas 2705M, Metglas 2714A ve Metglas 2826MB şeklinde isimlendirilmektedir. Bu malzemelerin B-H karakteristikleri 50 Hz ve 100 Hz 'de test edilmiştir. Benzer şekilde aynı malzemelerin bağıl geçirgenliklerinin magnetik alan şiddeti ile değişimi de 50 ve 100 Hz 'de incelenmiştir. Her ölçüm 10 kere tekrarlanmış ve bulunan değerlerin ortalamaları alınmıştır. Amorf malzemeler Allied Signal Inc. tarafından üretilmiştir ve bunlara ilişkin bazı özellikler Çizelge 5.1 ve Çizelge 5.2 'de verilmiştir.

İncelenen kristal malzemeler de M2H, MOH, M5, tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir ve çizgili tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir olarak isimlendirilmiştir. Bu kristal malzemelerden M2H, MOH ve M5 malzemeleri Best Transformatör fabrikasından elde edilmiştir. Diğer iki malzeme olan tanecik yönlendirilmiş (grain oriented) silisyumlu demir ile çizgili tanecik yönlendirilmiş (çizilmiş grain oriented) silisyumlu demir British Steel tarafından üretilmiştir. Bu malzemelerin B-H karakteristikleri ve bağıl geçirgenlikleri değişik frekans aralıklarında 50 Hz, 60 Hz, 100 Hz ve 200 Hz 'de test edilmiştir. Her ölçüm 10 kere tekrarlanmış ve bulunan değerlerin ortalamaları alınmıştır. Ayrıca M2H, MOH ve M5 malzemelerinden elde edilen sonuçlar ile British Steel 'in ürettiği malzemelerden elde edilen sonuçlar karşılaştırılmıştır.

Bu çalışmada incelenen amorf ferromagnetlerin eni 25 mm ve boyu 300 mm 'dir. Kristal ferromagnetlerin boyu 300 mm, eni ise yaklaşık 30 mm 'dir. Boş mıknatıslayıcı bobinin B-H grafiği Şekil 5.1 'de verilmiştir. Grafiğin incelenmesinden





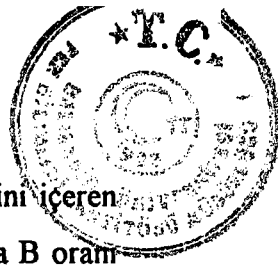
bunun düzgün doğrusal olarak değiştiği görülmektedir.  $B=\mu_0 H$  şeklindeki bağıntıdan durumun bu şekilde olacağı tahmin edilmektedir.

Amorf malzemeler olan Metglas 2605CO, Metglas 2605SC, Metglas 2705M, Metglas 2714A ve Metglas 2826MB 'nin 50 Hz ve 100 Hz 'de ölçülen B-H grafikleri Şekil 5.2 - Şekil 5.6 arasındaki şekillerde, kristal malzemeler olan M2H, M5, MOH, tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir ve çizgili tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir malzemelerinin 50 Hz, 60 Hz, 100 Hz ve 200 Hz 'de ölçülen B-H grafikleri de Şekil 5.7 - Şekil 5.11 arasındaki şekillerde verilmiştir. Amorf malzemeler 0 'dan 12000 A/m magnetik alan şiddetine kadar magnetize edilmiştir. Kristal malzemelere uygulanan magnetik alan şiddeti 0 'dan 30000 A/m 'ye kadar çıkarılmıştır. Yine amorf malzemelerin 50 Hz ve 100 Hz 'de ölçülen  $\mu_r$ -H grafikleri Şekil 5.12 - Şekil 5.16 arasındaki şekillerde, kristal malzemelerin 50 Hz, 60 Hz, 100 Hz ve 200 Hz 'de ölçülen  $\mu_r$ -H grafikleri de Şekil 5.17 - Şekil 5.21 arasındaki şekillerde verilmiştir.

Amorf ve kristal malzemelerden bazılarının osiloskopta gözlenen histerezis eğrileri Şekil 5.22 ile Şekil 5.27 arasındaki şekillerde görülmektedir. Amorf malzemelerin 50 Hz ve 100 Hz 'de karşılaştırmalı B-H grafikleri Şekil 5.28 ve Şekil 5.29 'da, kristal malzemelerin 50 Hz, 60 Hz, 100 Hz ve 200 Hz 'de karşılaştırmalı B-H grafikleri de Şekil 5.30 - Şekil 5.33 arasındaki şekillerde görülmektedir.

Benzer şekilde amorf malzemelerin 50 Hz ve 100 Hz 'de karşılaştırmalı  $\mu_r$ -H eğrileri Şekil 5.34 - Şekil 5.35 arasındaki şekillerde ve kristal malzemelerin 50 Hz, 60 Hz, 100 Hz ve 200 Hz 'de karşılaştırmalı  $\mu_r$ -H eğrileri de Şekil 5.36 - Şekil 5.39 arasındaki şekillerde görülmektedir.

Ayrıca 50 Hz 'de amorf ve kristal malzemelerin bazılarının karşılaştırmalı B-H grafikleri Şekil 5.40'ta verilmektedir ve malzemelerin farklı frekanslarda test edilmesi, bu B-H karakteristiğinin frekansla değişimini görmemizi sağlar.



Amorf ve kristal malzemelerin çeşitli frekanslardaki B-H değişimlerini içeren Şekil 5.2 - Şekil 5.11 arasındaki şekillerden görüldüğü üzere frekans arttıkça B oranı hafifçe azalmaktadır. Daha önce eşitlik (4.19) 'da da belirtildiği gibi B frekansla ters orantılı olarak azalır. Bu azalış grafiklerde belirgin olarak görülmektedir. B 'nin frekansla ters orantılı olarak değişimi amorf malzemede doyum bölgesinde daha belirgindir. Kristal malzemelerde doğrusal bölgede frekansla değişim belirgin olarak görülmektedir. Doyum bölgesinde ise 100 Hz frekansta doyum bölgesinin ortasından itibaren belirgin bir azalma görülmektedir. 200 Hz 'lik frekansta ise bu belirgin azalma hemen doyum bölgesinin başından itibaren başlamaktadır. Çizilmiş tanecik yönlendirilmiş silisyumlu kristal demir alaşımında ise frekansla azalma diğerlerine göre daha az belirgindir. Domainlerin çizme sonucu belirli bir yönde yönlendirilmiş olmasının bunda etkili olduğu düşünülmektedir.

Yine amorf ve kristal malzemelerin çeşitli frekanslardaki  $\mu_r$ -H değişimlerini içeren Şekil 5.12 - Şekil 5.21 arasındaki şekillerden görüldüğü gibi amorf malzemelerden Metglas 2605CO, Metglas 2605SC ve 2705M de 50 Hz ve 100 Hz frekansta belirgin bir değişim olmamasına rağmen Metglas 2714A ve Metglas 2826MB isimli malzemelerde bilhassa başlangıçtaki piklerin frekanstan belirgin bir biçimde etkilendiği görülmektedir. Bu etkinin en belirgin olduğu Metglas 2826MB amorf malzemesinde frekans arttıkça bağlı magnetik geçirgenlik katsayısının yüksek magnetik alan bölgesinde de devam ettiği görülmektedir. Kristal malzemelerde 50 Hz, 60 Hz, 100 Hz ve 200 Hz frekanslarda düşük magnetik alandaki pik bölgesinde frekans arttıkça bağlı magnetik geçirgenlik katsayısının çok belirgin bir biçimde azaldığı görülmektedir. Yüksek alan bölgesinde ise bütün kristal malzemelerde belirgin fark görülmemektedir.

Histerezis eğrilerine bakıldığında amorf malzemelerin daha küçük bir alana sahip olduğu ve buradan da amorf malzemelerin daha az enerji kaybına sahip olduğu sonucu çıkarılabilir. Metglas 2605SC amorf malzemesi Metglas 2705M amorf malzemesine göre daha küçük bir alana sahip ve Metglas 2605SC amorf malzemesi Metglas 2705M 'ye göre daha az bir enerji kaybına neden olur sonucu çıkarılabilir. Kristal malzemelerin histerezis eğrilerine bakıldığında en küçük alana sahip



malzemenin çizgili tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımı olduğu daha sonra sırasıyla M2H, M5 ve çizgili tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımıdır.

Amorf malzemelerin 50 ve 100 Hz 'de aynı bir frekansta B-H eğrilerinin kendi aralarında karşılaştırılmalarını içeren Şekil 5.28 ve Şekil 5.29 'daki grafiklerin incelenmesinden Metglas 2826MB 'nin doyuma diğerlerine göre daha yumuşak bir geçiş yaptığı görülür. Metglas 2605CO ve Metglas 2605SC diğer iki malzemeye göre doyuma daha düşük bir magnetik alan değerinde ulaşmıştır. Bunların doygunluk akı yoğunluğu yaklaşık 2771 A/m 'de 2000 mT ve 5000 A/m 'de 2800 mT'dir. 2714A malzemesi doygunluk indüksiyonuna 1464 A/m 'de 900 mT değerinde ulaşır. Yine Metglas 2605SC amorf malzemesinin diğerlerinden oldukça yüksek bir doyum eğrisi çizdiği, bunu sırasıyla Metglas 2605CO, Metglas 2705M ve Metglas 2714A malzemesinin takip ettiği en düşük doyum eğrisini ise Metglas 2826MB malzemesinin gösterdiği görülmektedir.

Kristal malzemelerin 50 Hz, 60 Hz, 100 Hz ve 200 Hz 'de belli bir frekansta B-H eğrilerinin kendi aralarında karşılaştırılmalarını içeren Şekil 5.30 - Şekil 5.33 arasındaki şekillerin karşılaştırılmalarından çizgili tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demirin en çabuk doyum noktasına ulaştığı ve en yüksek doyum eğrisi çizdiği görülmektedir. Bunlardan ikinci en yüksek doyum eğrisine sahip MOH malzemesi 100 Hz frekansta çizgili tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir malzemesinin grafiğiyle çakışmaktadır. En geç doyuma ulaşan ve en düşük doyum eğrisi çizen malzeme ise tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demirdir.

Amorf malzemelerin 50 Hz ve 100 Hz 'de aynı bir frekansta  $\mu_r$ -H eğrilerinin kendi aralarında karşılaştırılmalarını içeren Şekil 5.34 ve Şekil 5.35 grafiklerinde düşük alan değerlerinde görülen tepe değerleri en yüksek olarak 2705M ve sonra 2605SC malzemesinden başlamak üzere azalmakta, yüksek alan değerlerinde de eğriler arası farklılıklar devam etmektedir.

Kristal malzemelerin 50 Hz, 60 Hz, 100 Hz ve 200Hz 'de aynı bir frekansta  $\mu_r$ -H eğrilerinin karşılaştırılmalarını içeren Şekil 5.36 - Şekil 5.39 arası grafiklerin



incelenmesi de çok düşük magnetik alan değerinde hemen tepe değerine ulaşan eğrilerde yine en yüksek değeri çizilmiş silisyumlu demir sonra da MOH malzemesinin aldığı görülmektedir. Daha yüksek alan değerlerinde ve 50 Hz - 100 Hz arası frekanslarda ise eğriler hemen hemen üst üste binmektedirler. 200 Hz frekansta ise hem tepe değerlerine farklı magnetik alanlarda ulaşmaktadırlar, hem de daha yüksek magnetik alan değerlerine doğru farklılıklar sürmektedir

## 5.2 Genel Sonuçlar

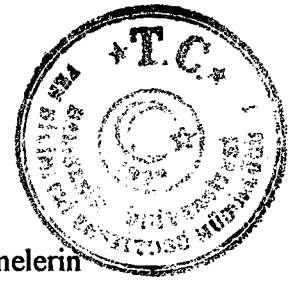
Bizim yaptığımız tek şeritli test sisteminden alınan ölçümlerle M. Sabri Kocakulah 'ın yaptığı kare şeklindeki sistemin ölçümleri karşılaştırıldığında benzer grafiklerin elde edildiği ve osiloskop üzerindeki B-H eğrilerinin de yine çok benzer olduğu görülmektedir.

Osiloskoptan histerezis eğrilerine bakıldığında amorfların kristallere göre çok daha dar bir B-H eğrisine ve dolayısıyla daha az enerji kaybına sahip oldukları anlaşılır. Amorfların magnetik geçirgenliklerinin yüksek olması da dikkat edilmesi gereken bir başka noktadır. Amorf malzemeler kolayca magnetize edilebildiklerinden dolayı transformatör, elektrik motorları v.b. birçok alanda kristal malzemelere göre daha kullanışlı olacağı görülmektedir. Çizgili tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demirin histerezis eğrisi diğer malzemelere göre biraz daha dardır ve B-H eğrisinin doyum grafiğinin yüksek olması da bu malzemenin kullanımı için bir tercih nedeni olabilir.



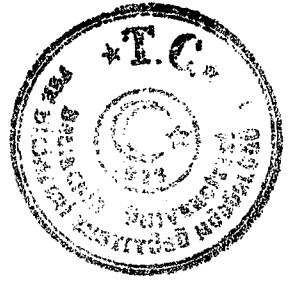
Çizelge 5.1 Allied Signal Inc. tarafından üretilen amorf magnetik malzemelerin magnetik özellikleri [11].

İmal Eden Kuruluş	Allied Signal Inc.		
	Metglas		
Malzemenin Adı			
Alaşımın Adı	2826MB	2605SC	2605CO
Kimyasal Formül	$Fe_{40}Ni_{38}Mo_4B_{18}$	$Fe_{81}B_{13.5}Si_{3.5}C_2$	$Fe_{67}Co_{18}B_{14}Si_1$
Ana Geçiş Elementi	Fe, Ni	Fe	Fe
Doygunluk İndüksiyon Değeri $B_s$ (T)	0.88	1.61	1.80
Doygunluk Magnetostriksiyonu ( $\lambda_s \times 10^{-6}$ )	12	30	35
Curie Sıcaklığı $T_c$ (C°)	353	370	415
DC Sıfırlayıcı Alan (Coersivity) Değeri $H_c$ (A/m)	12	3.2	4.0
Elektriksel Direnç $\rho$ ( $\mu\Omega m$ )	1.38	1.35	1.23
Isısal Genleşme ( $10^{-6} / K$ )	11.7	5.9	8.6
Kristalleşme Sıcaklığı $T_x$ (C°)	410	480	430
Maksimum İşleme Sıcaklığı (C°)	125	125	125
Yoğunluk $\delta$ (g / cm <sup>3</sup> )	7.90	7.32	7.56
Young Modülü ( $\times 10^9$ N / m <sup>2</sup> )	64	58	60
Kalınlık ( $\mu m$ )	31	30	35

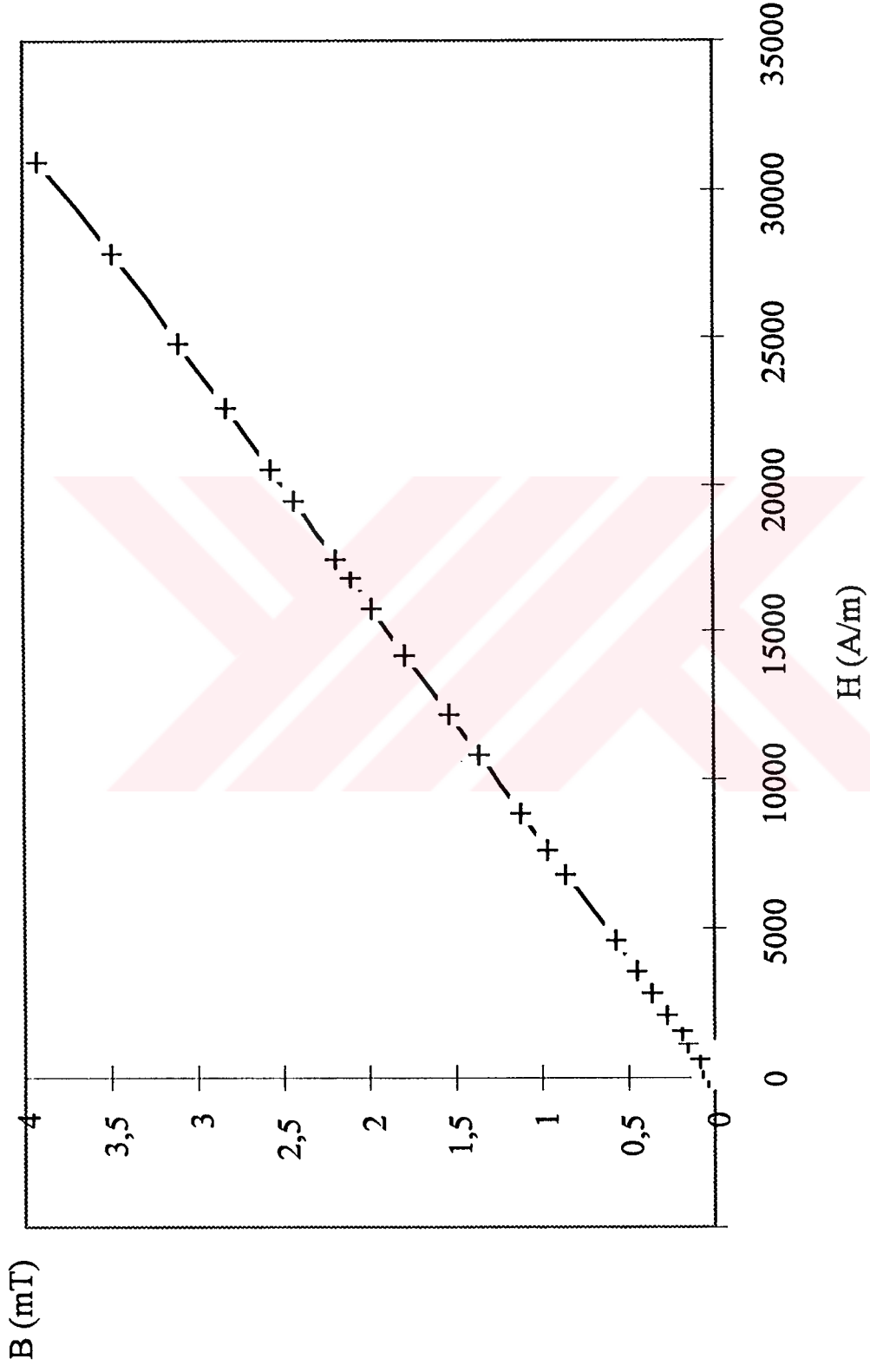


Çizelge 5.2 Allied Signal Inc. tarafından üretilen amorf magnetik malzemelerin magnetik özellikleri [11].

İmal Eden Kuruluş	Allied Signal Inc.	
Malzemenin Adı	Metglas	
Alaşımın Adı	2714A	2705M
Kimyasal Formül	$Fe_4Co_{72}Mo_2Si_{10}B_{12}$	$Fe_{5.85}Co_{72.15}Mo_2B_{15}Si_5$
Ana Geçiş Elementi	Co	Co
Doygunluk İndüksiyon Değeri $B_s$ (T)	0.55	0.70
Doygunluk Magnetostriksüyonu ( $\lambda_s \times 10^{-6}$ )	<1	<1
Curie Sıcaklığı $T_c$ (C°)	205	365
DC Sıfırlayıcı Alan (Coersivity) Değeri $H_c$ (A/m)	-	-
Elektriksel Direnç $\rho$ ( $\mu\Omega m$ )	1.42	1.36
Isısal Genleşme ( $10^{-6} / K$ )	12.7	12.1
Kristalleşme Sıcaklığı $T_x$ (C°)	550	520
Maksimum İşleme Sıcaklığı (C°)	80	80
Yoğunluk $\delta$ (g / cm <sup>3</sup> )	7.59	7.80
Young Modülü ( $\times 10^9$ N / m <sup>2</sup> )	61	63
Kalınlık ( $\mu m$ )	20	26

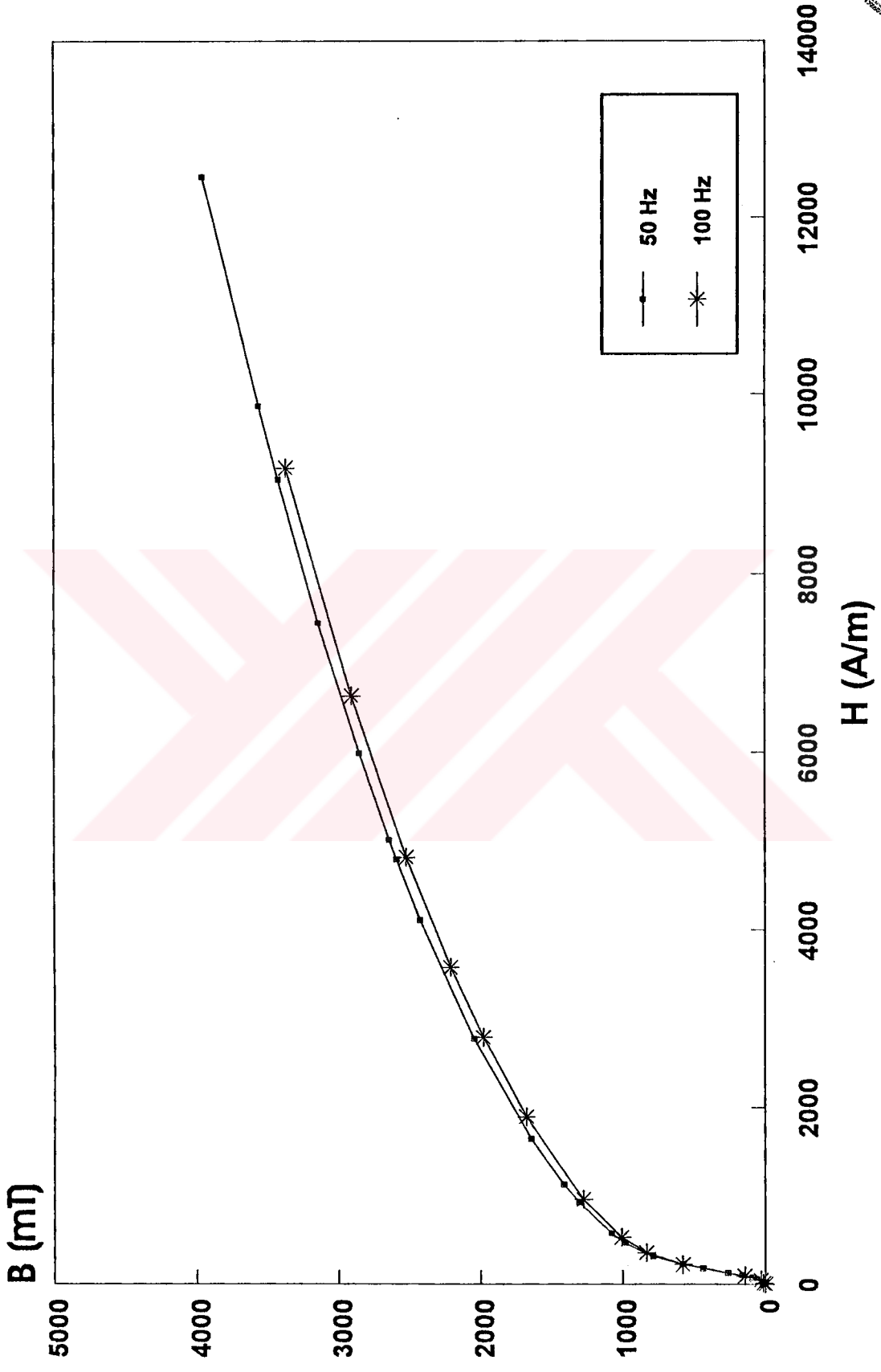


5.3 B-H Grafikleri  
5.3.1 Doğrusal B-H Grafiği

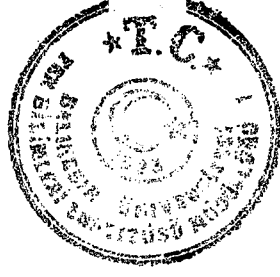


Şekil 5.1 Hiç malzeme yokken B-H karakteristiği

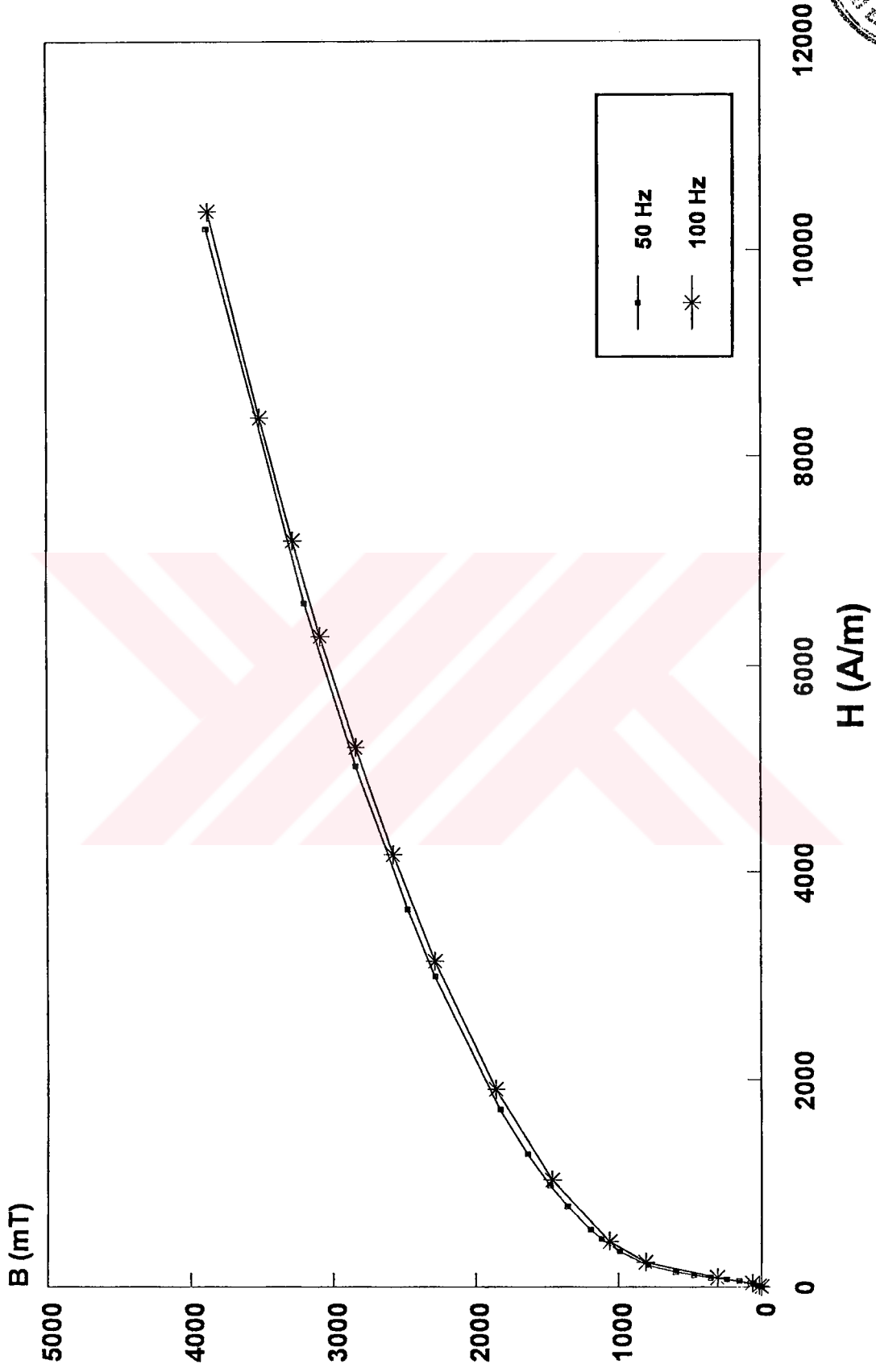
### 5.3.2 Amorf Malzemeler için B-H Grafikleri



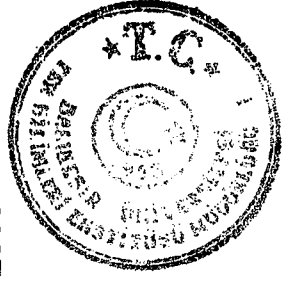
Şekil 5.2 Metglas 2605CO amorf malzemesinin farklı iki frekans için B-H karakteristiği

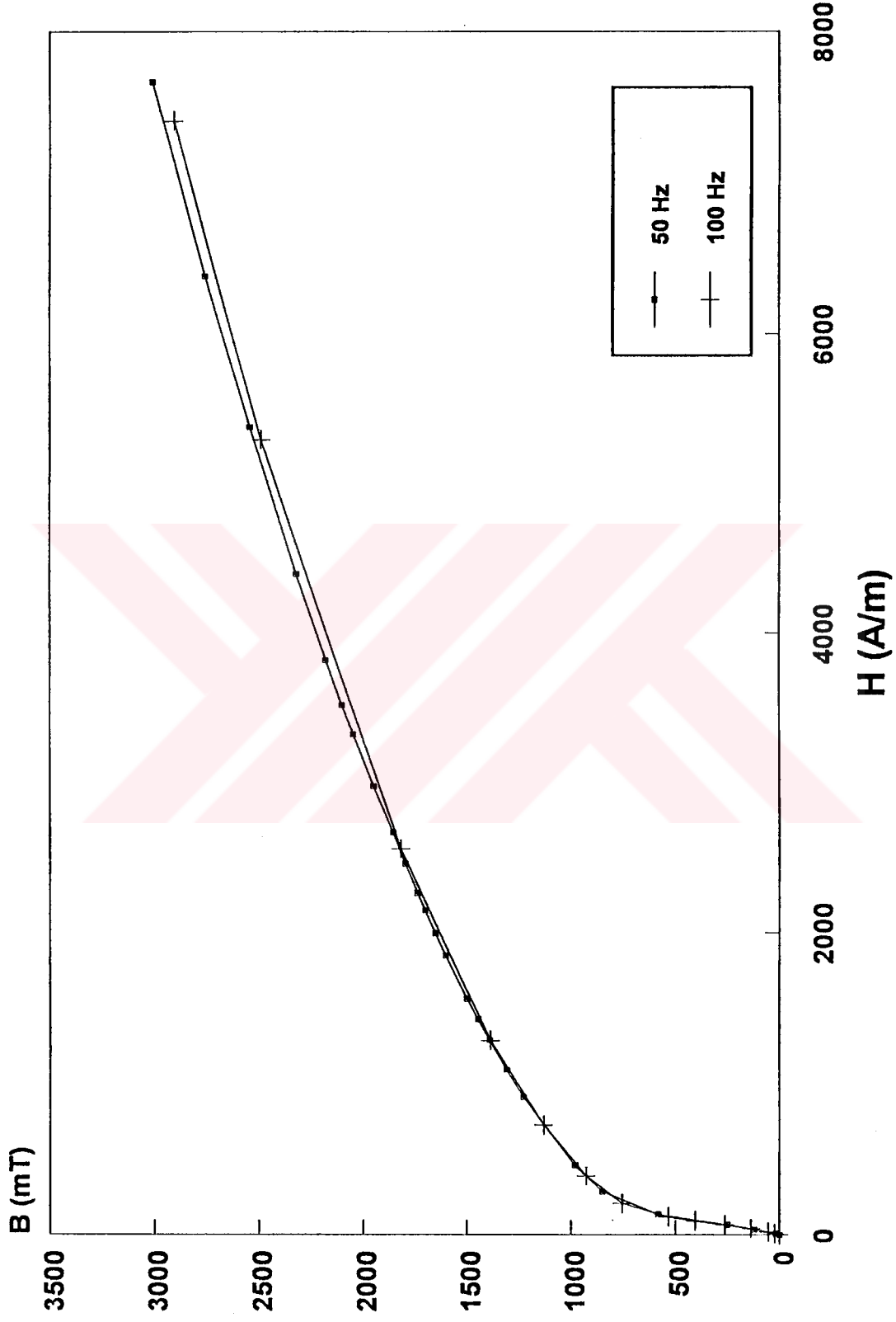




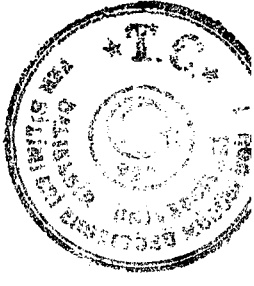


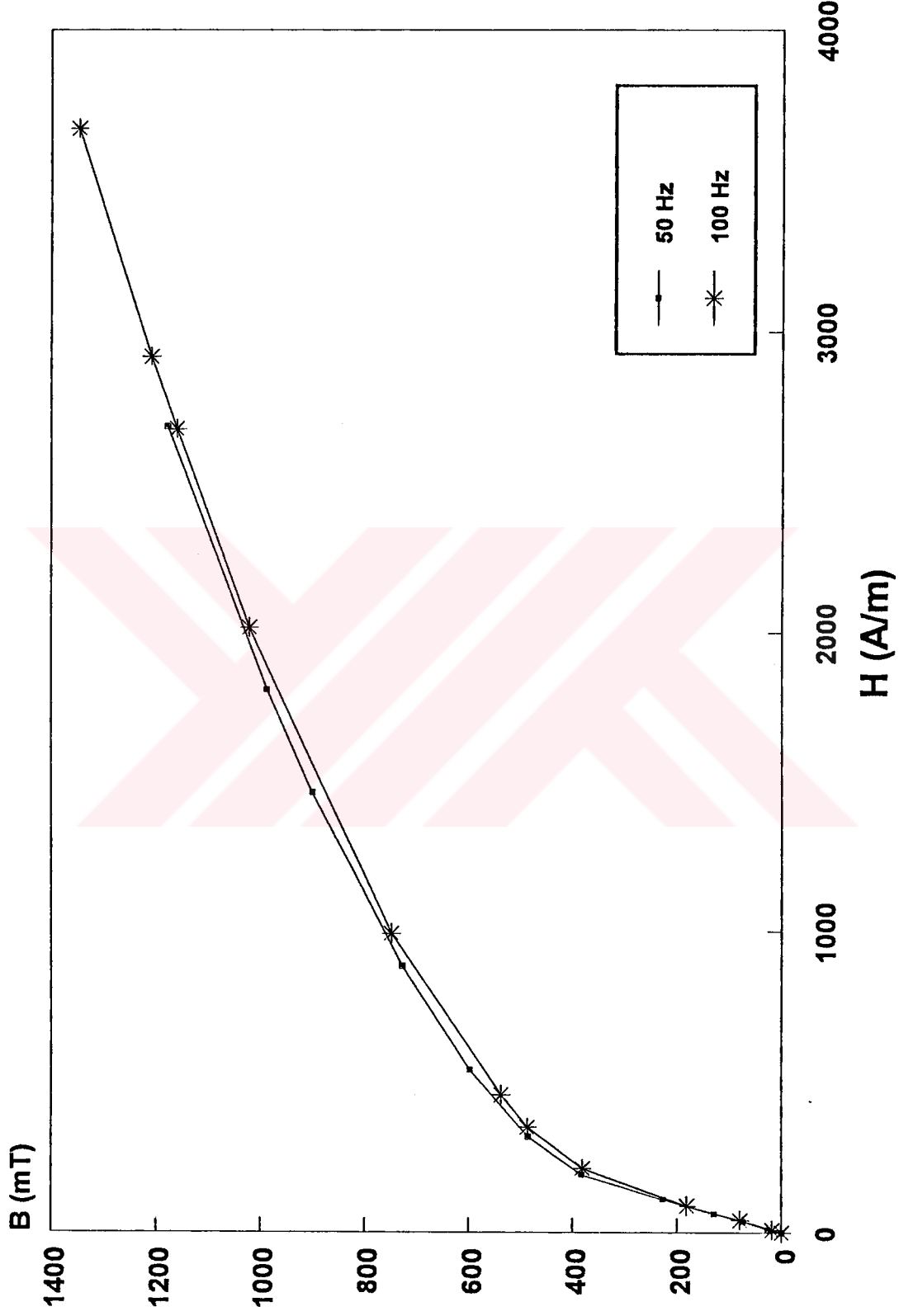
Şekil 5.3 Metglas 2605SC amorf malzemesinin farklı iki frekans için B-H karakteristiği



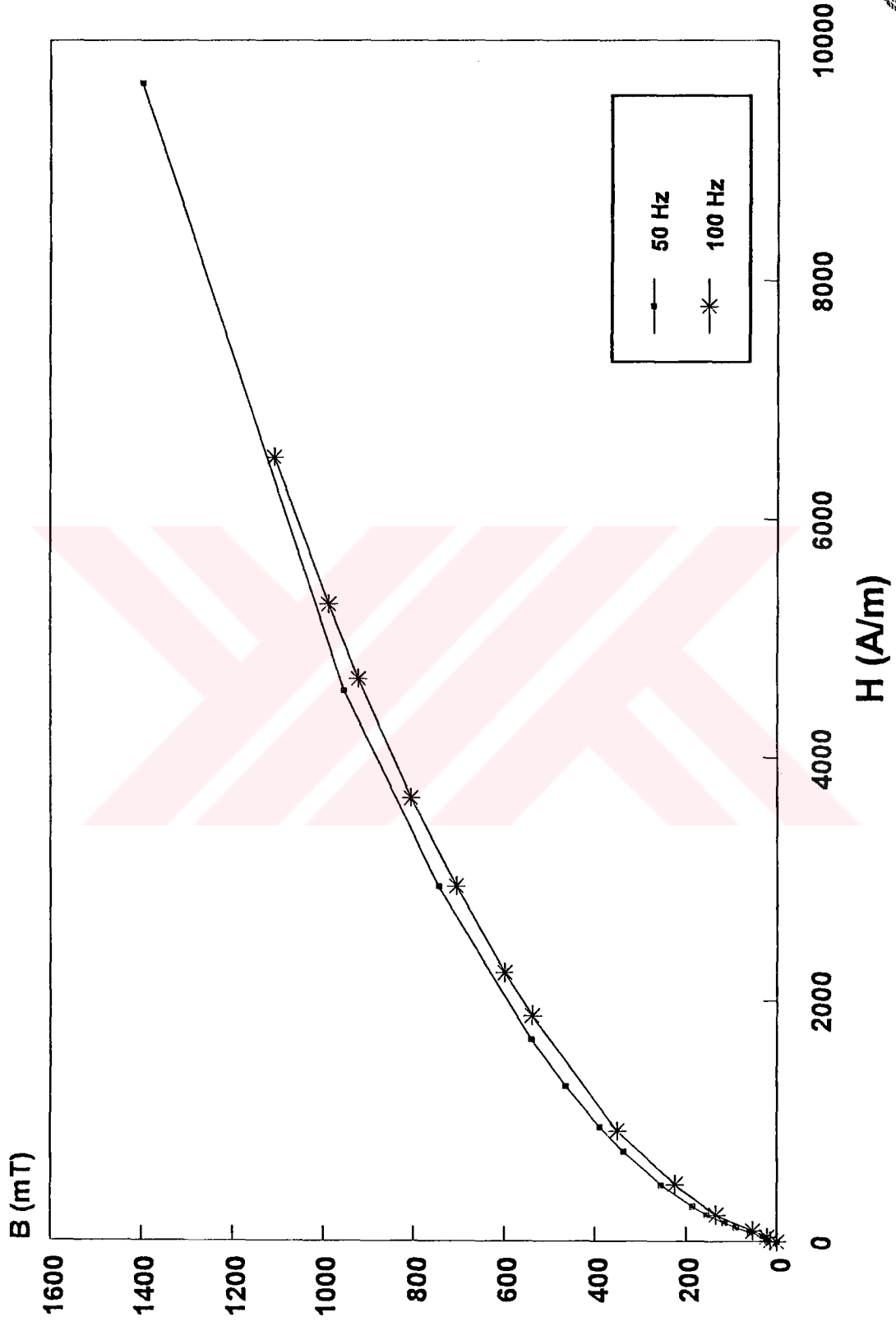


Şekil 5.4 Metglas 2705M amorf malzemesinin farklı iki frekans için B-H karakteristiği

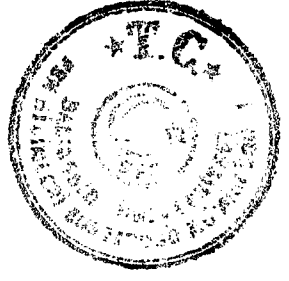




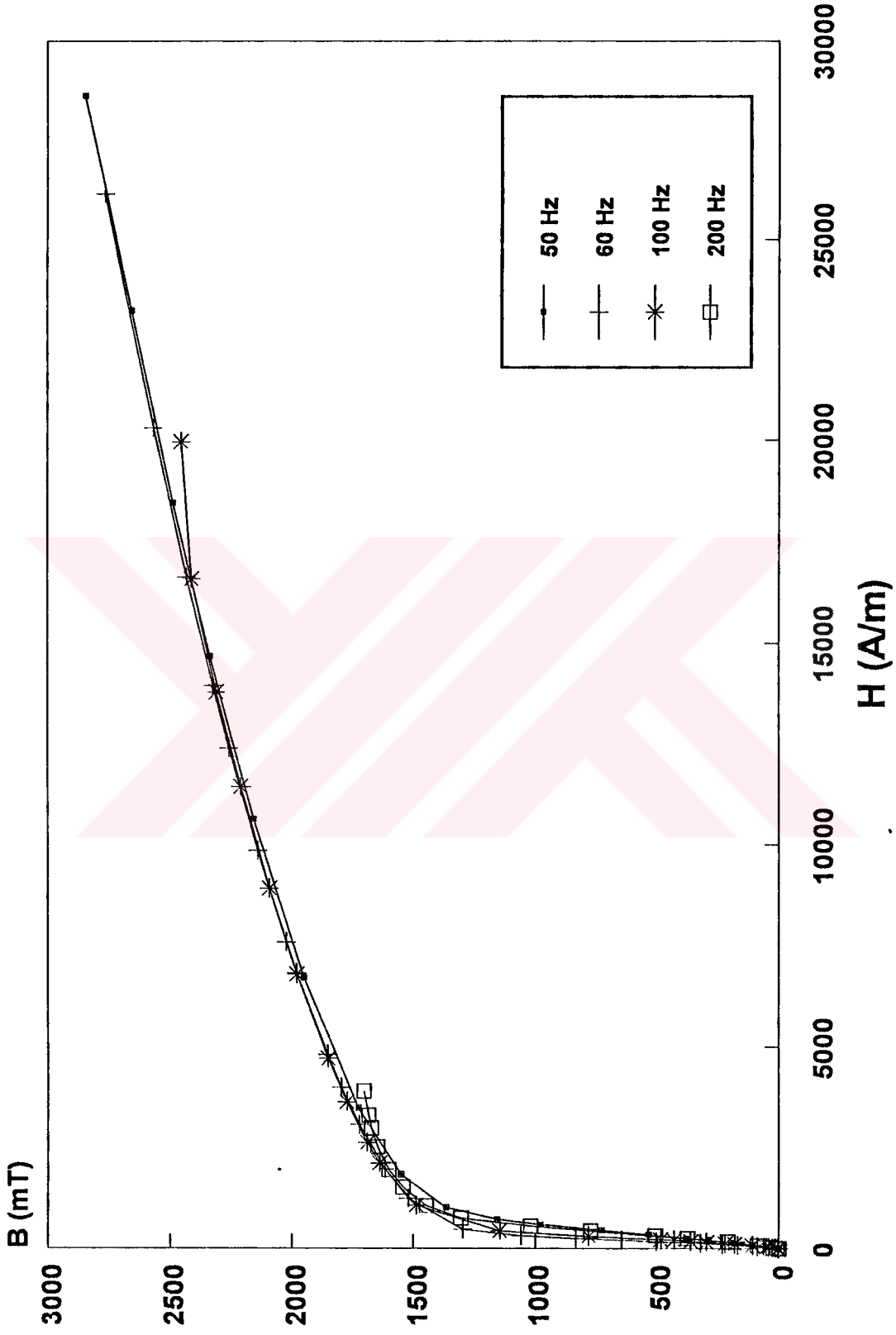
Şekil 5.5 Metglas 2714A amorf malzemesinin farklı iki frekans için B-H karakteristiği



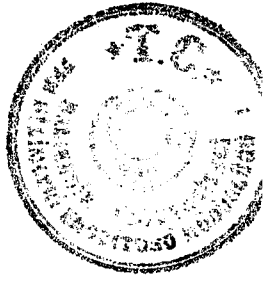
Şekil 5.6 Metglas 2826MB amorf malzemesinin farklı iki frekans için B-H karakteristiği

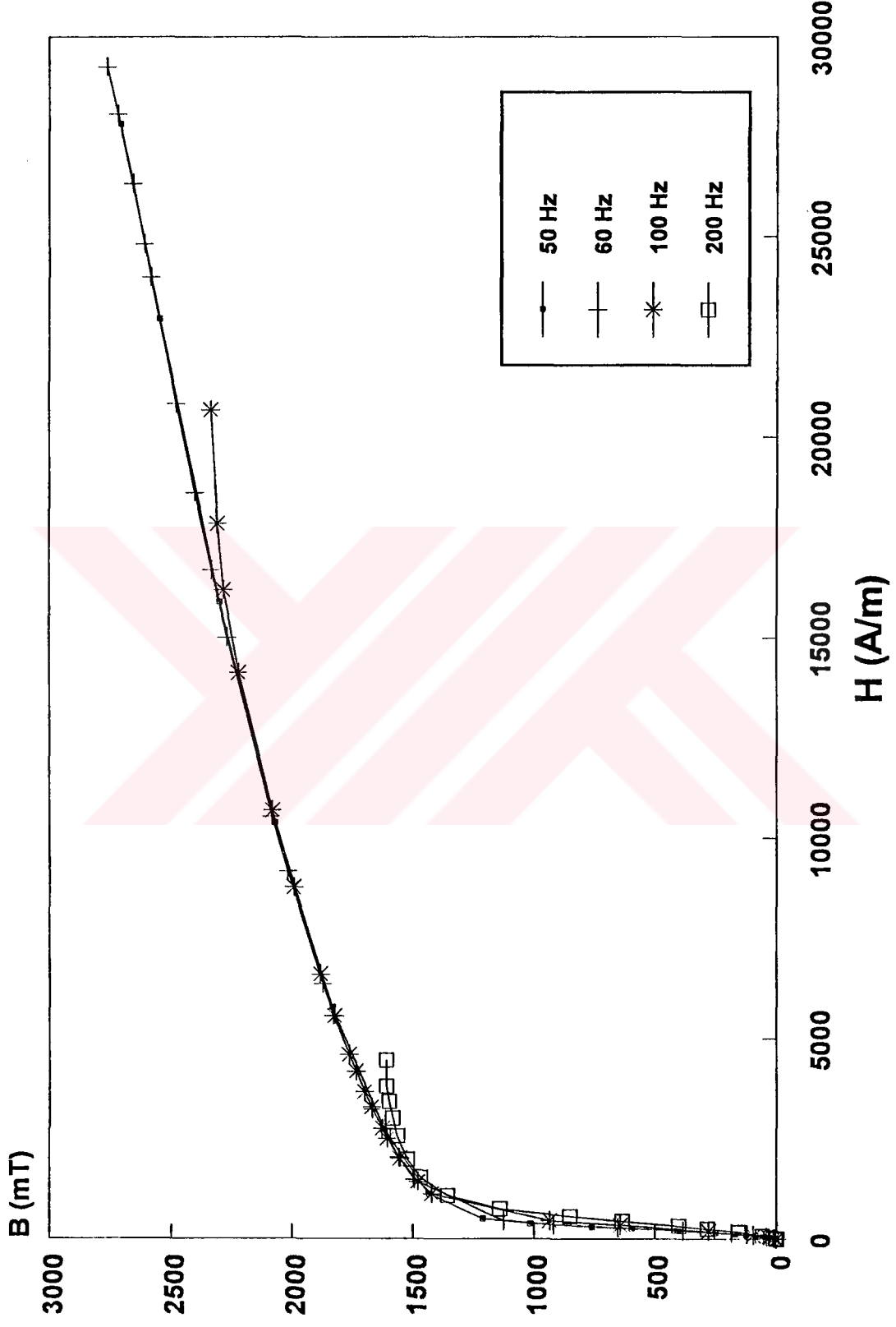
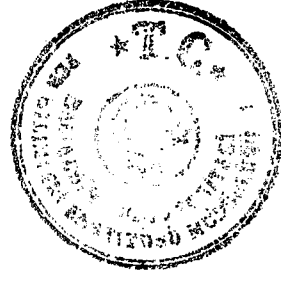


### 5.3.3 Kristal Malzemeler İçin B-H Grafikleri

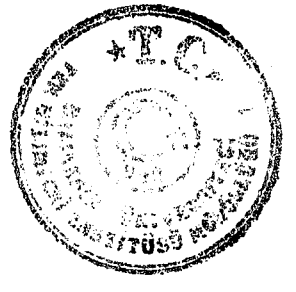
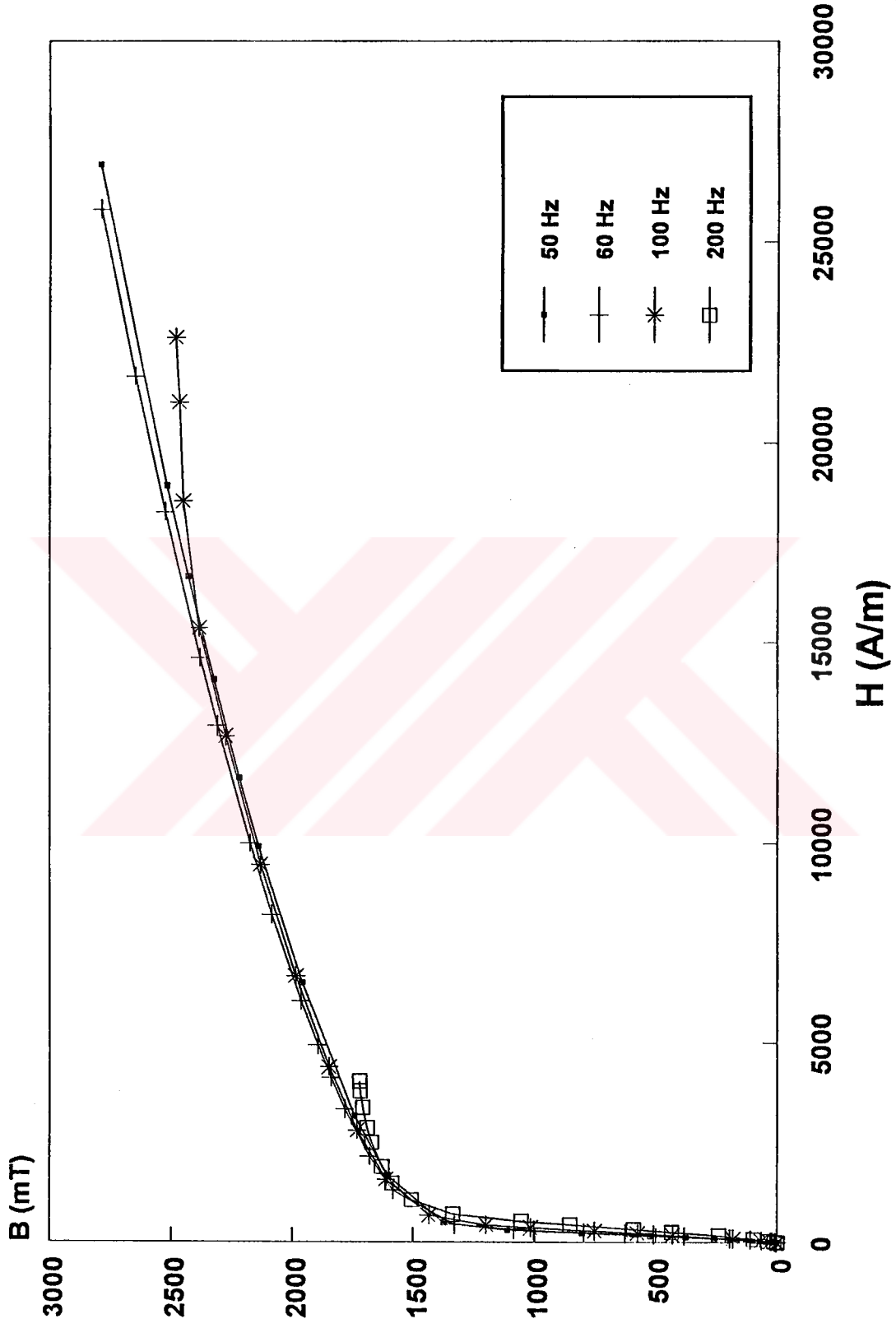


Şekil 5.7 M2H kristal malzemesinin dört farklı frekans için B-H karakteristiği

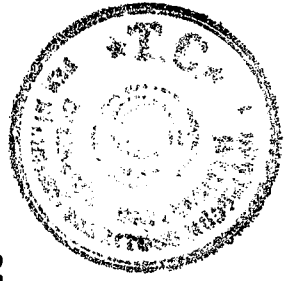
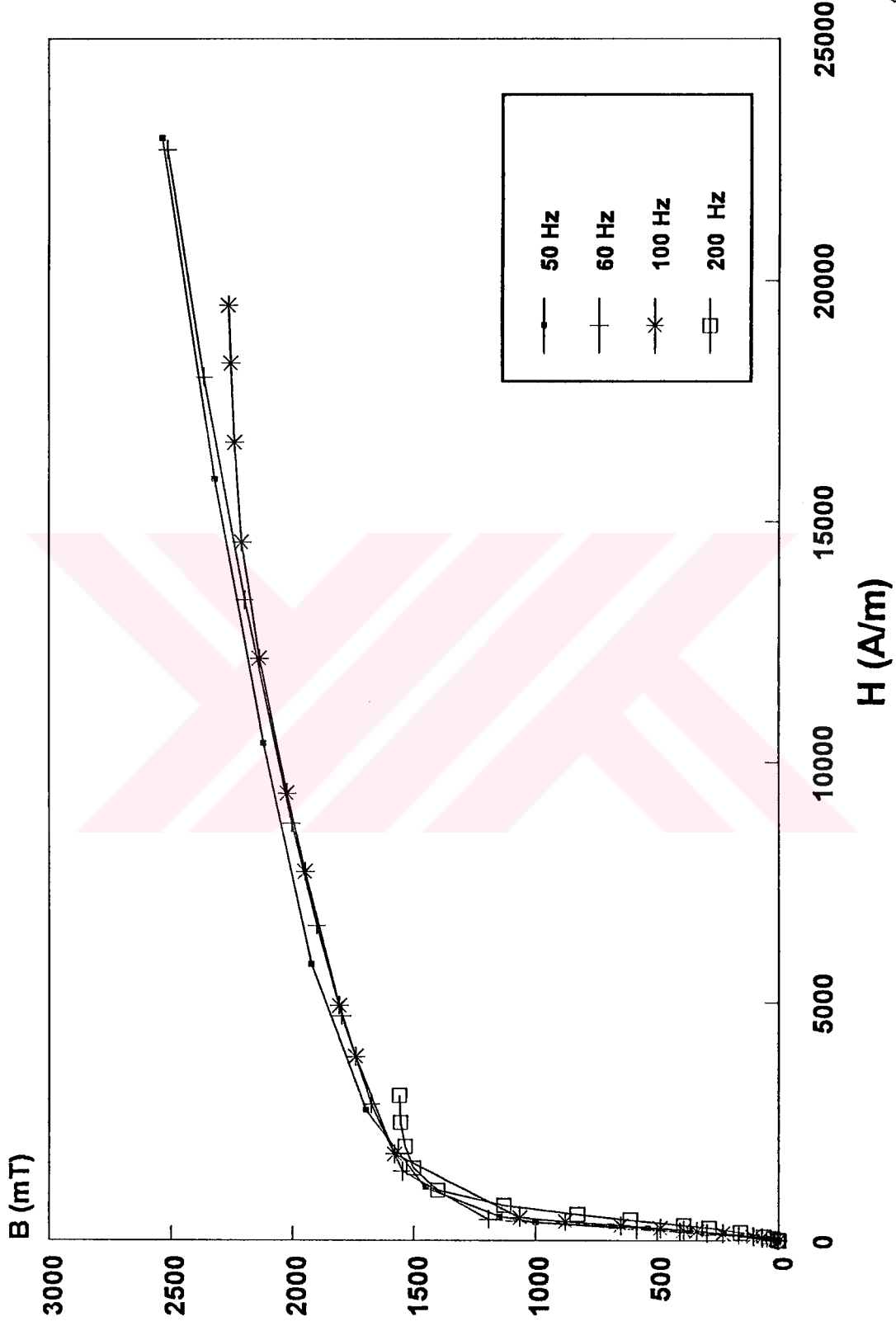




Şekil 5.8 M5 kristal malzemesinin dört farklı frekans için B-H karakteristiği

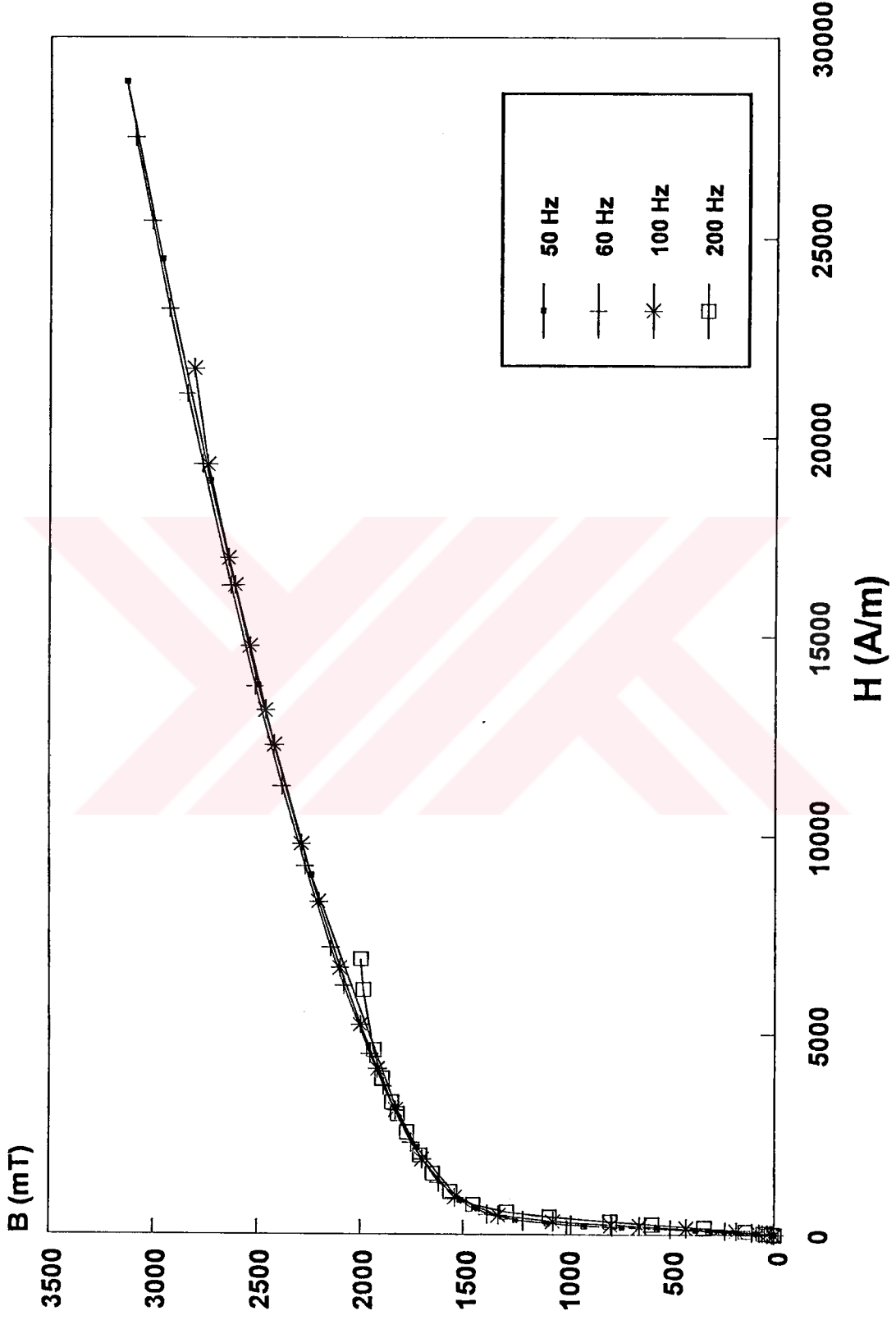


Şekil 5.9 MOH kristal malzemesinin dört farklı frekans için B-H karakteristiği



Şekil 5.10 Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu kristal demir alaşımının dört farklı frekans için B-H karakteristiği

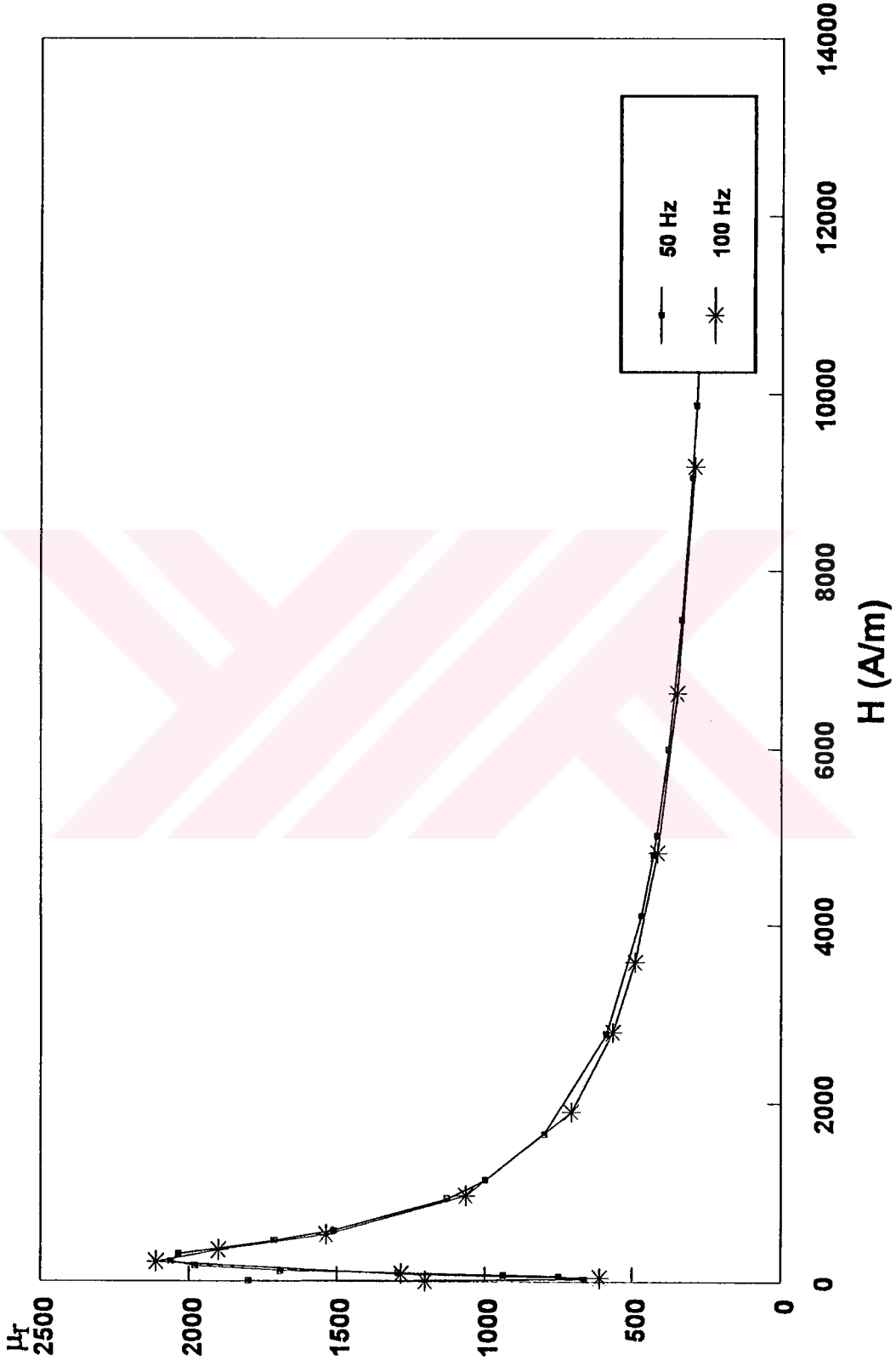




Şekil 5.11 1/4 inç lik aralıklarla çizilmiş tanecik yönlendirilmiş silisyumlu kristal demir alaşımının dört farklı frekans için B-H karakteristiği

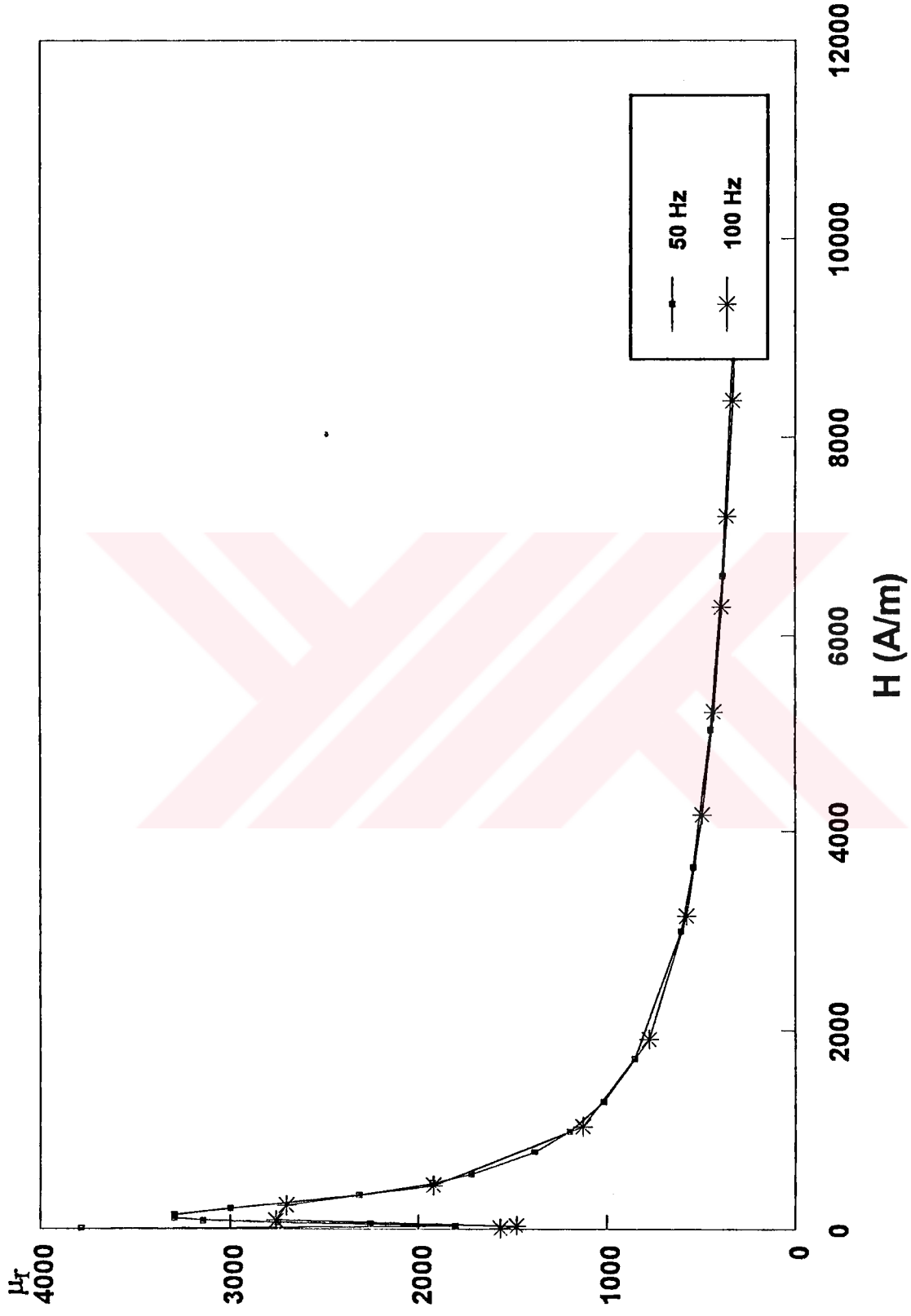
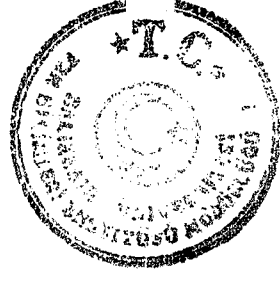


5.4  $\mu_r$  - H Grafikleri  
5.4.1 Amorf Malzemeler için  $\mu_r$  -H Grafikleri

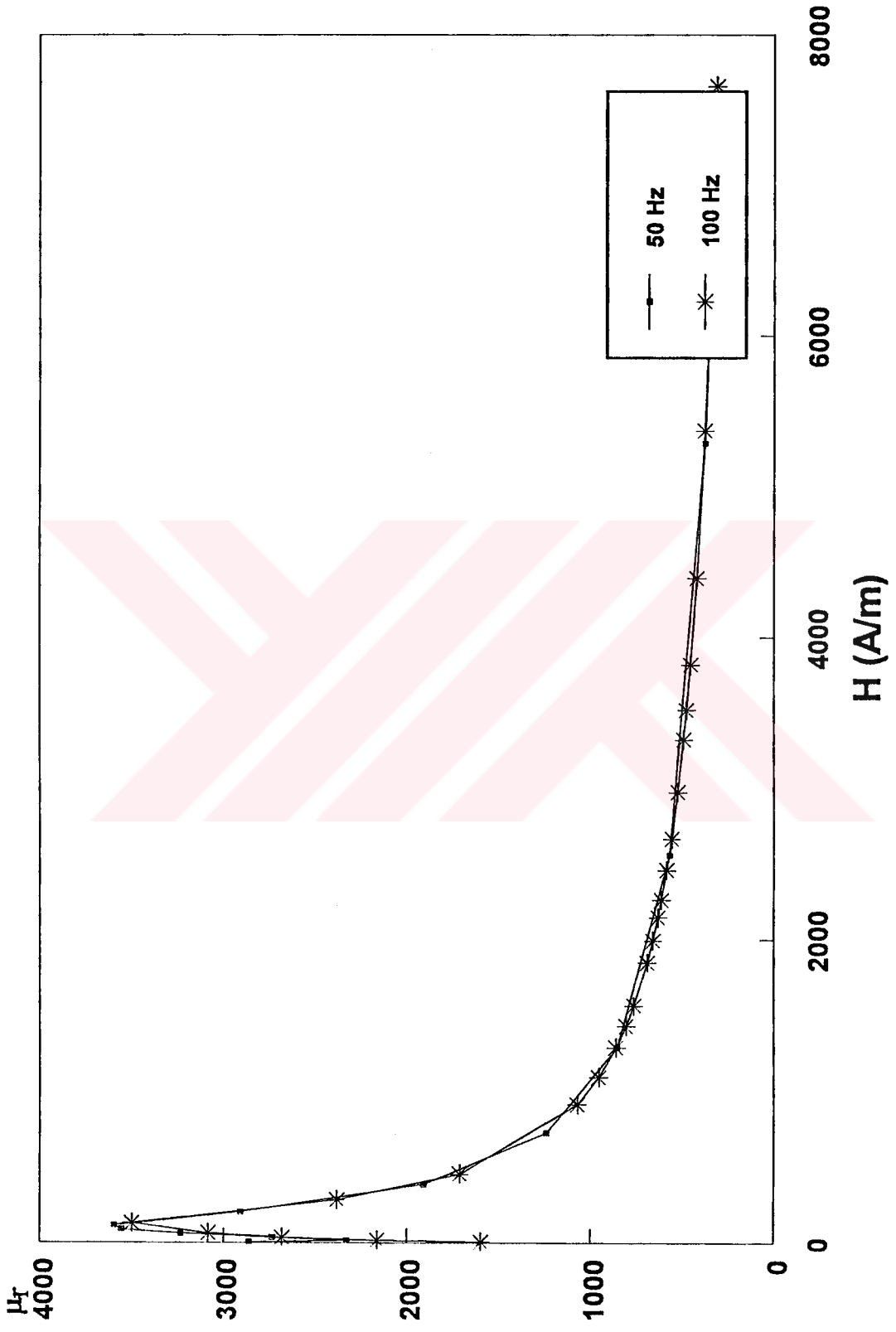


Şekil 5.12 Metglas 2605CO amorf malzemesinin farklı iki frekans için  $\mu_r$ -H değişimi.

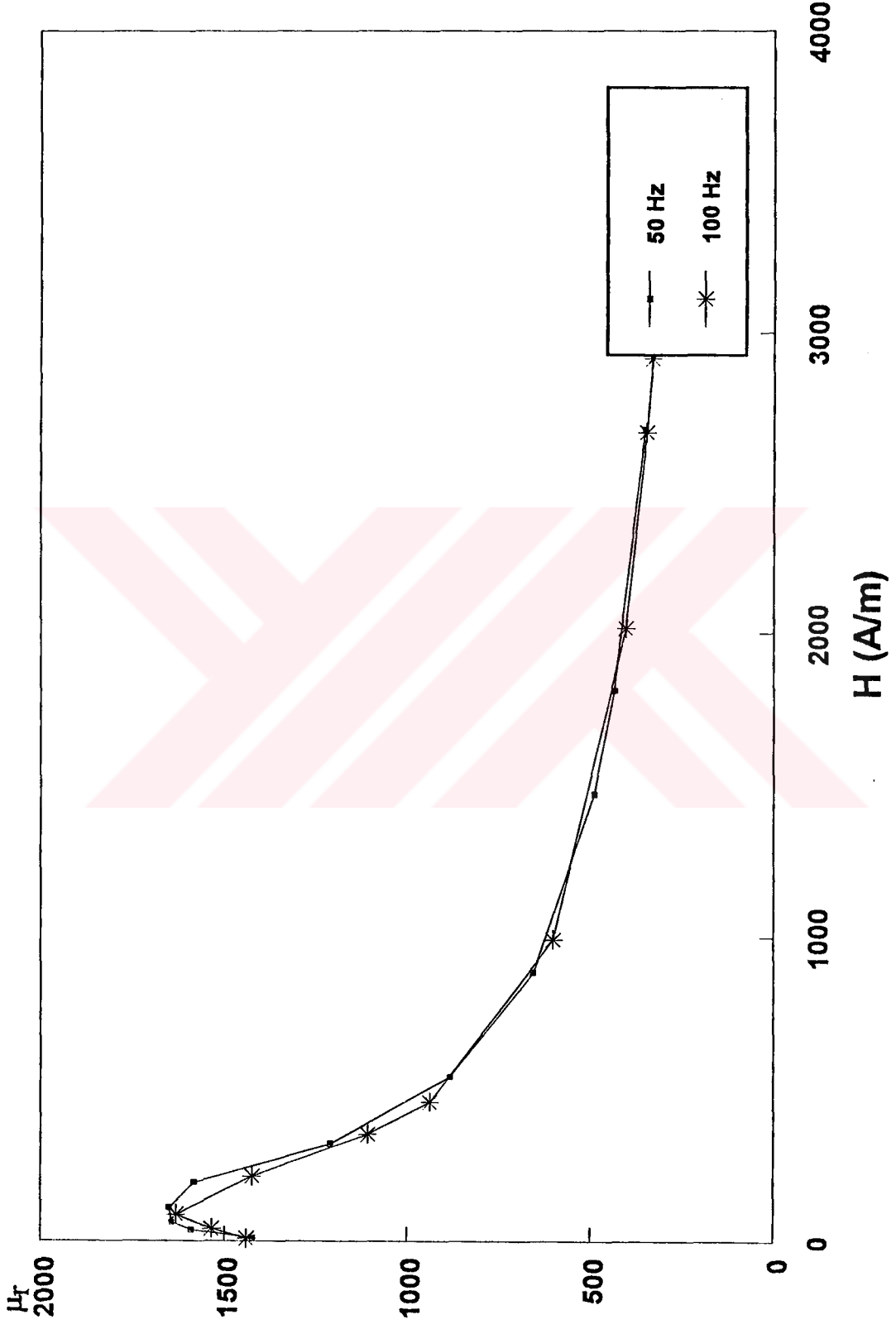
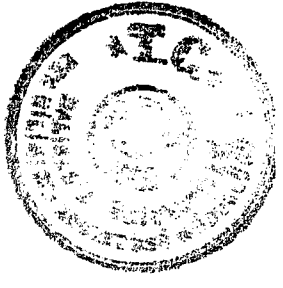




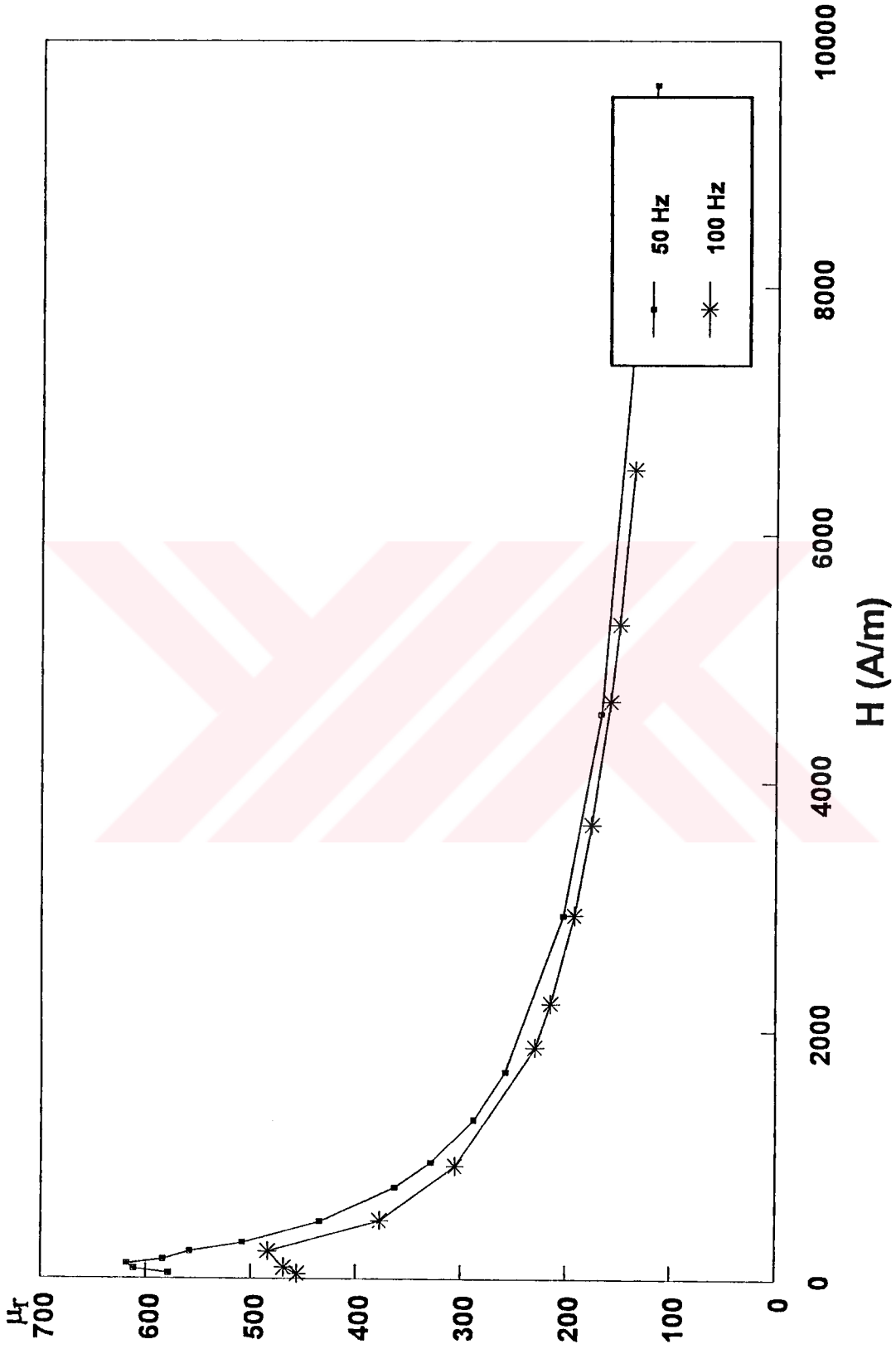
Şekil 5.13 Metglas 2605SC amorf malzemesinin farklı iki frekans için  $\mu_r$ -H değişimi



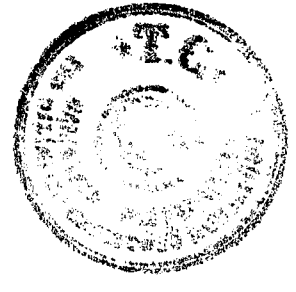
Şekil 5.14 Metglas 2705M amorf malzemesinin farklı iki frekans için  $\mu_r$ -H değişimi



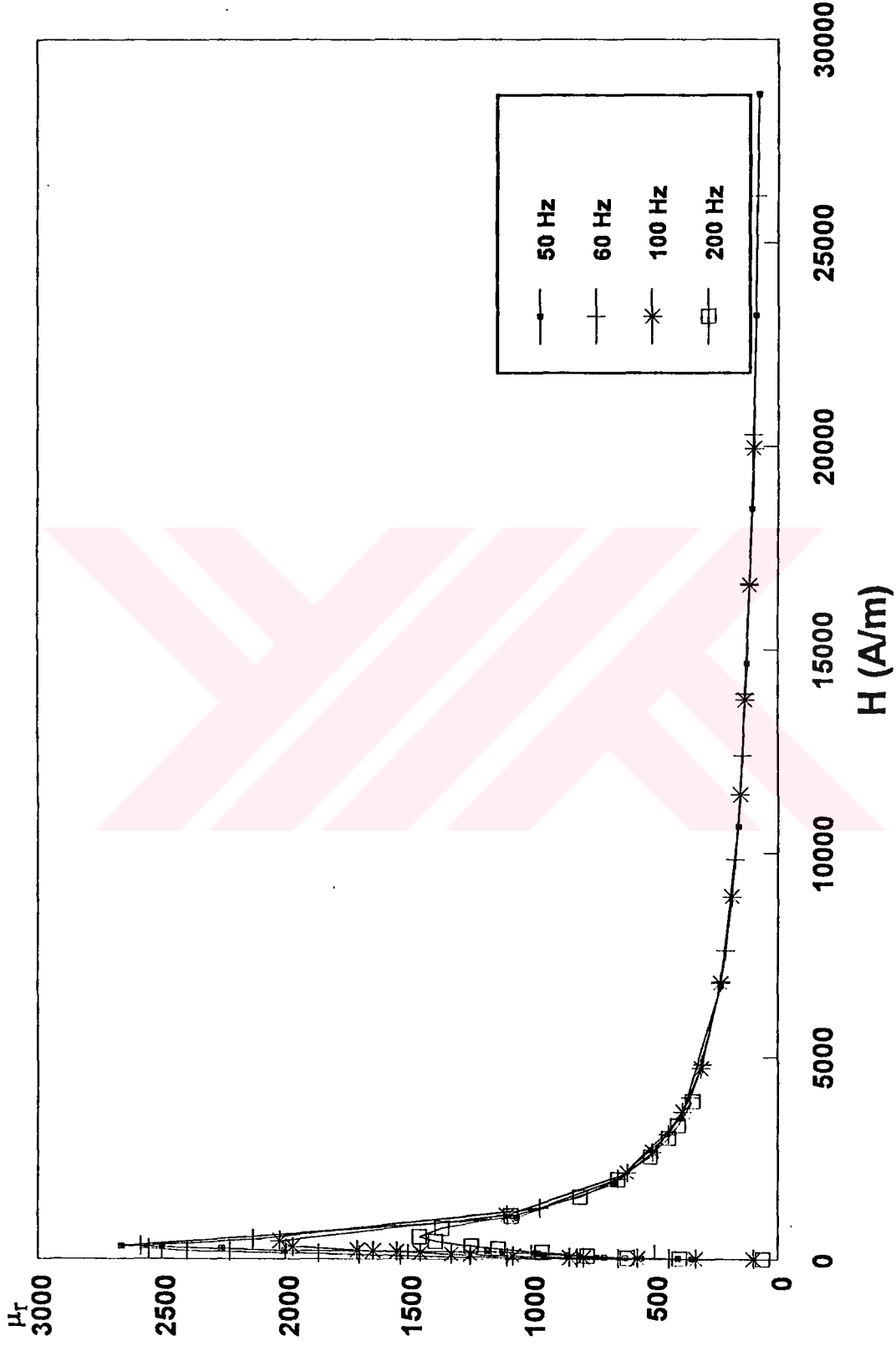
Şekil 5.15 Metglas 2714A amorf malzemesinin farklı iki frekans için  $\mu_r$ -H değişimi



Şekil 5.16 Metglas 2826MB amorf malzemesinin farklı iki frekans için  $\mu_r$ -H değişimi

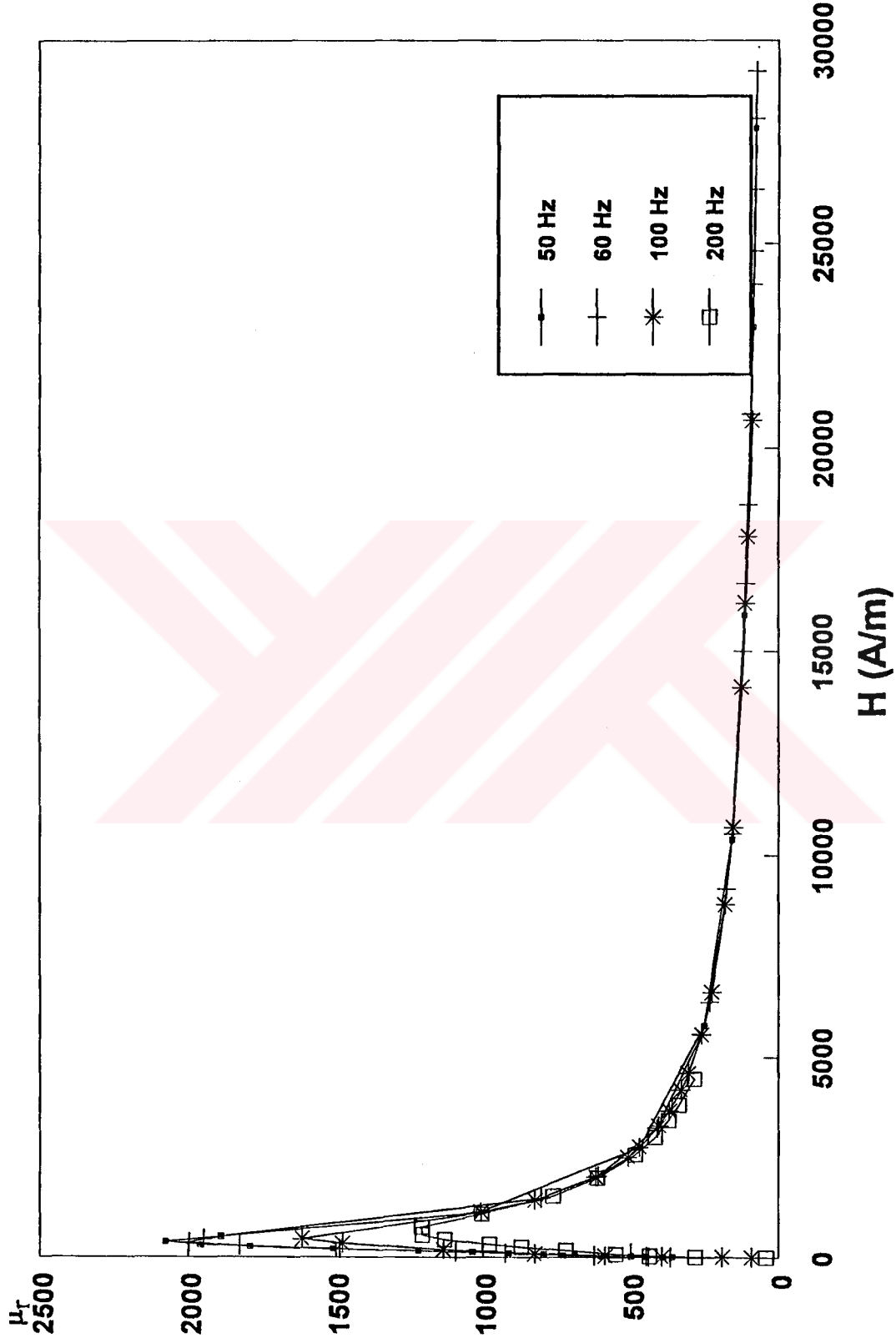


#### 5.4.2 Kristal Malzemeler İçin $\mu_r$ -H Grafikleri



Şekil 5.17 M2H kristal malzemesinin dört farklı frekans için  $\mu_r$ -H değişimi

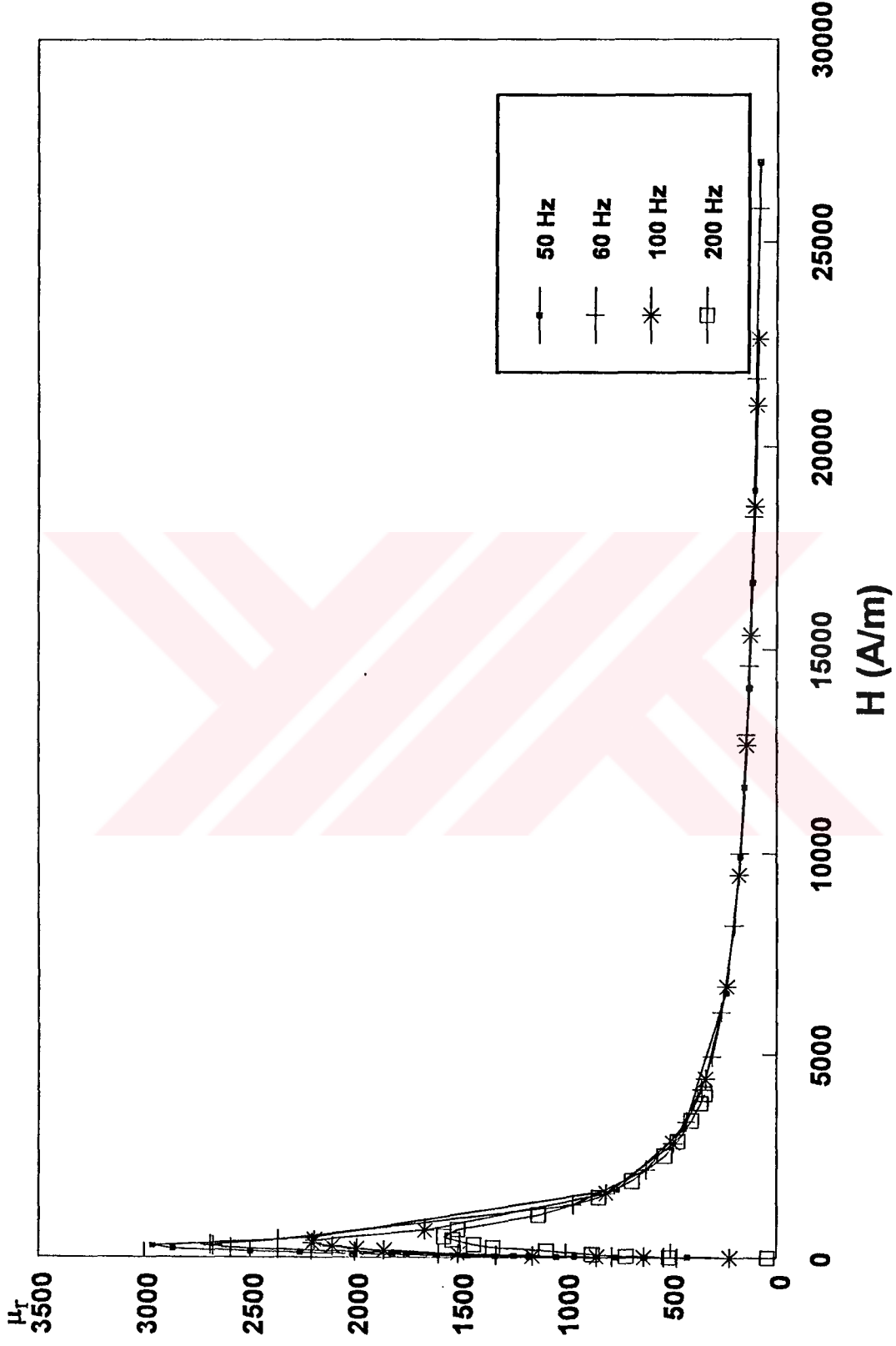
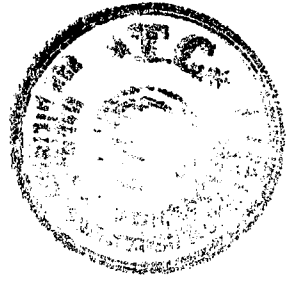




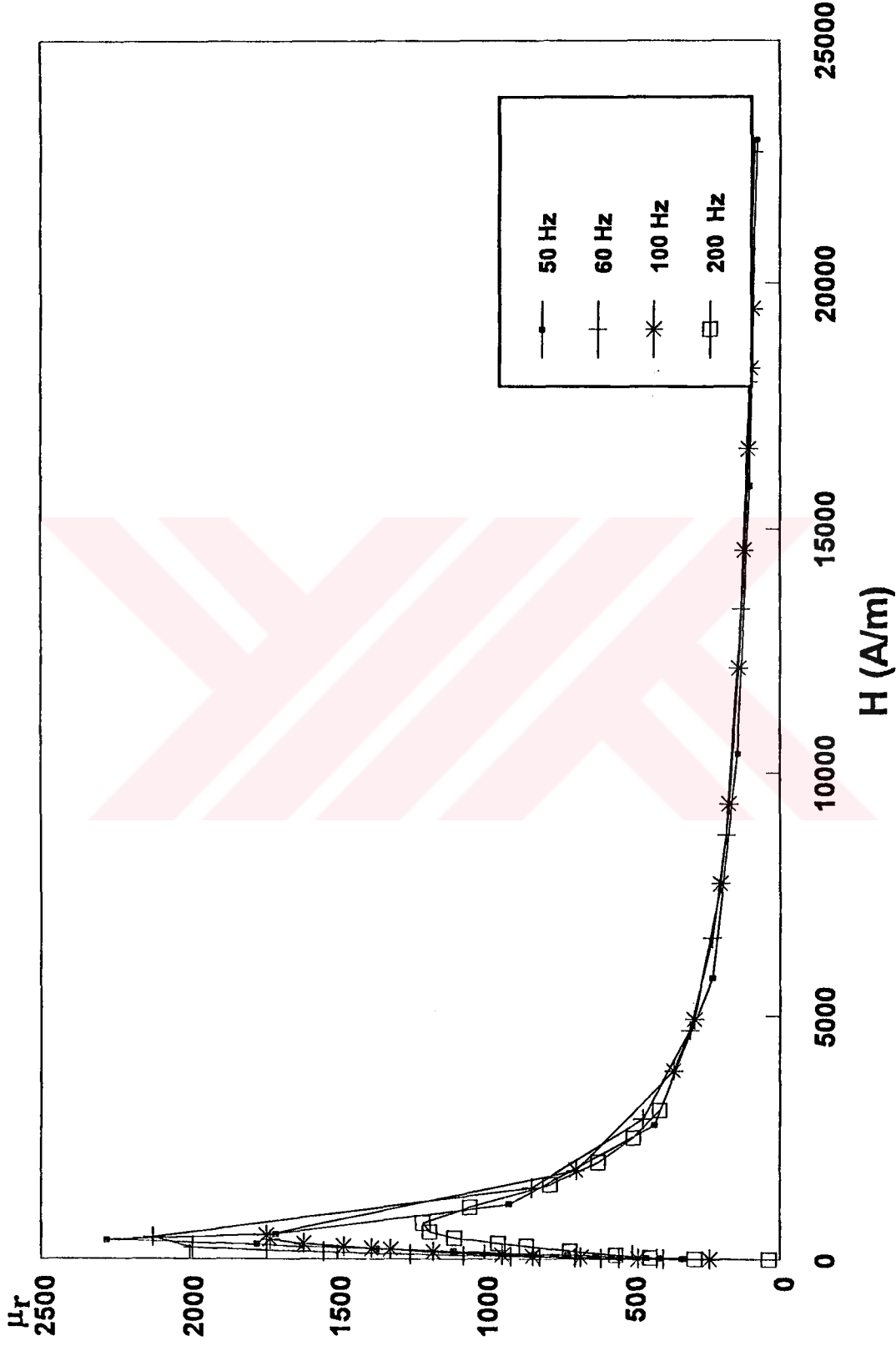
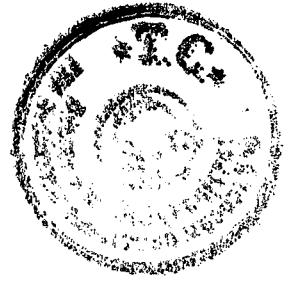
Şekil 5.18 M5 kristal malzemesinin dört farklı frekans için  $\mu_r$ -H değişimi



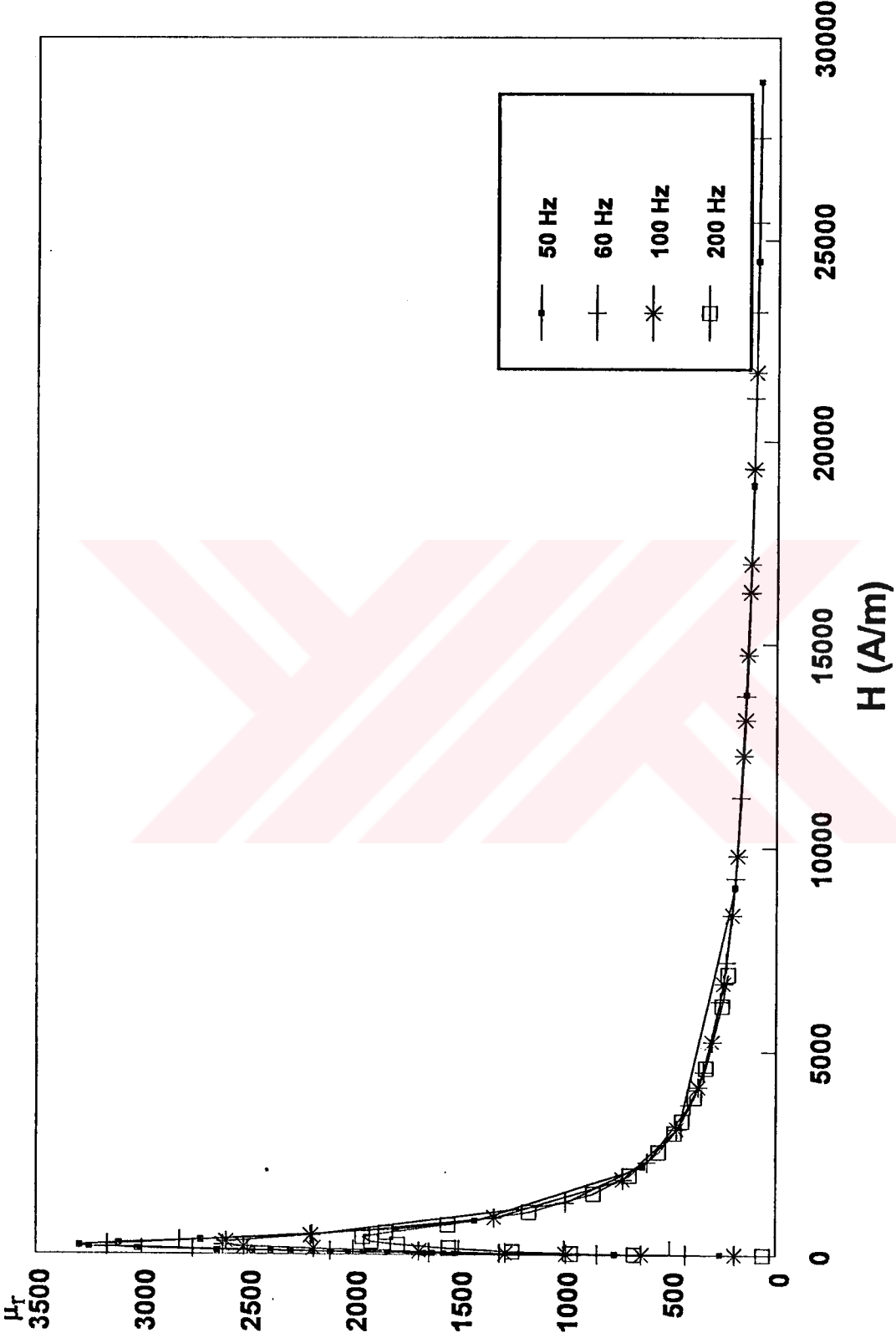




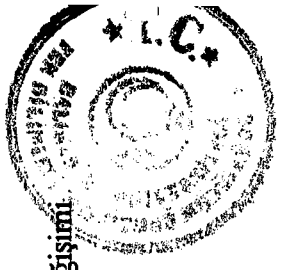
Şekil 5.19 MOH kristal malzemesinin dört farklı frekans için  $\mu_r$ -H değişimi



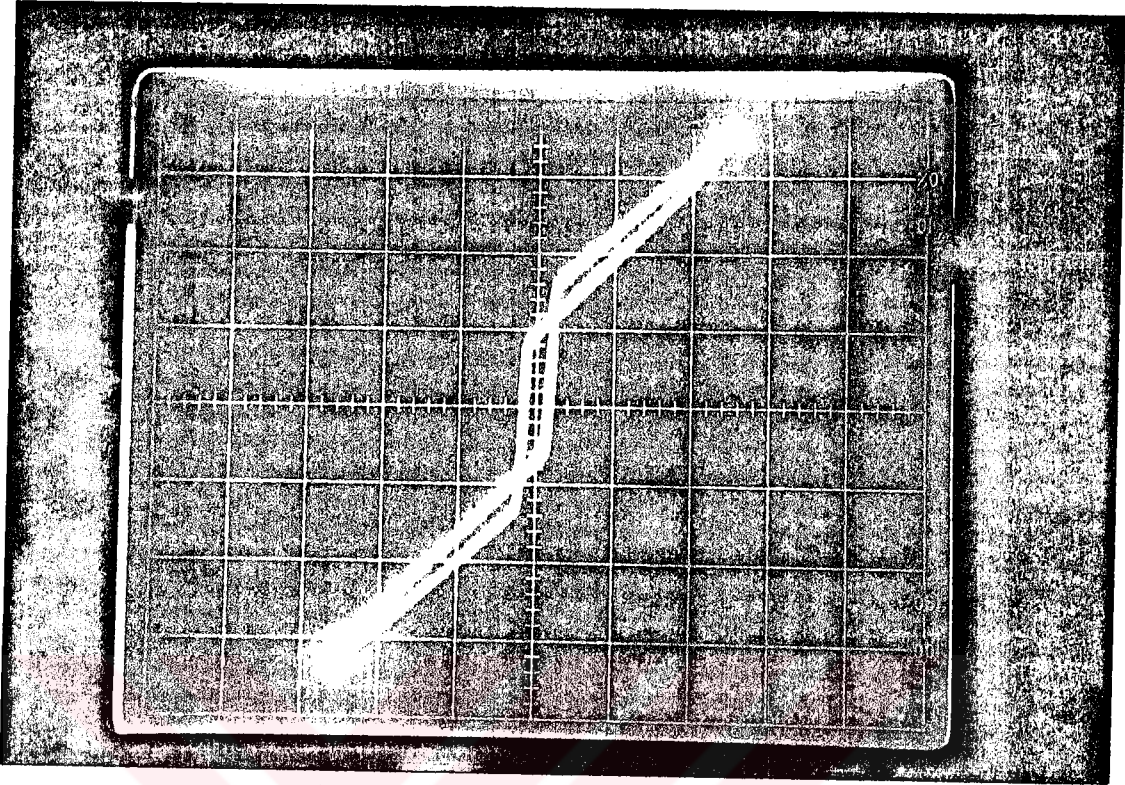
Şekil 5.20 Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir kristal alaşımının dört farklı frekans için  $\mu_r$ -H değişimi



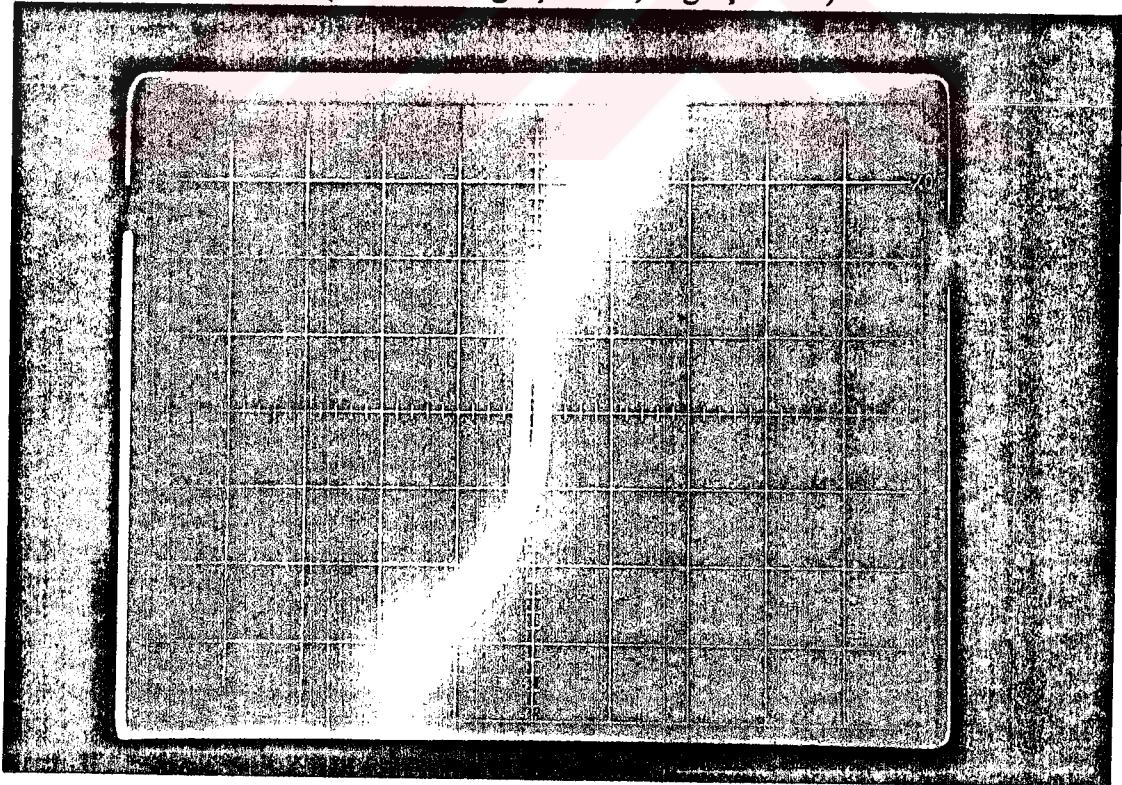
Şekil 5.21 1/4 inç 'lik aralıklarla çizilmiş tanecik yönlendirilmiş silisyumlu kristal demir alaşımının dört farklı frekans için  $\mu_r$ -H değişimi.



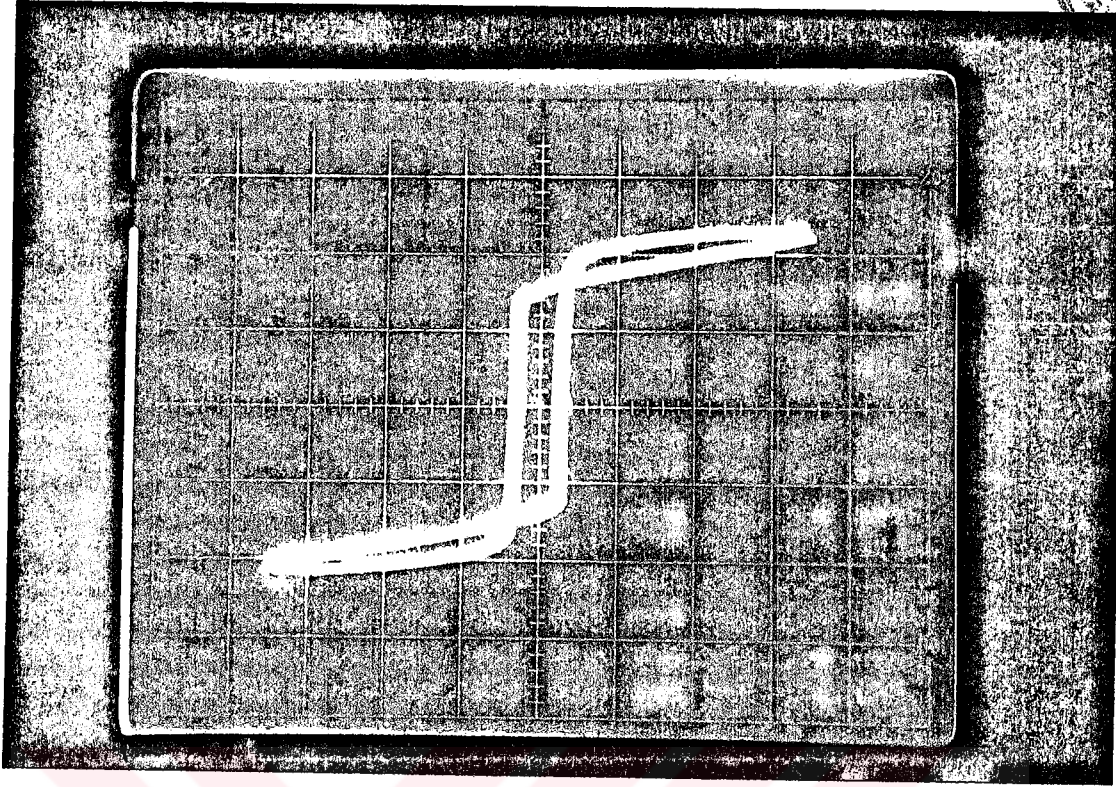
## 5.5 HİSTEREZİS EĞRİLERİ



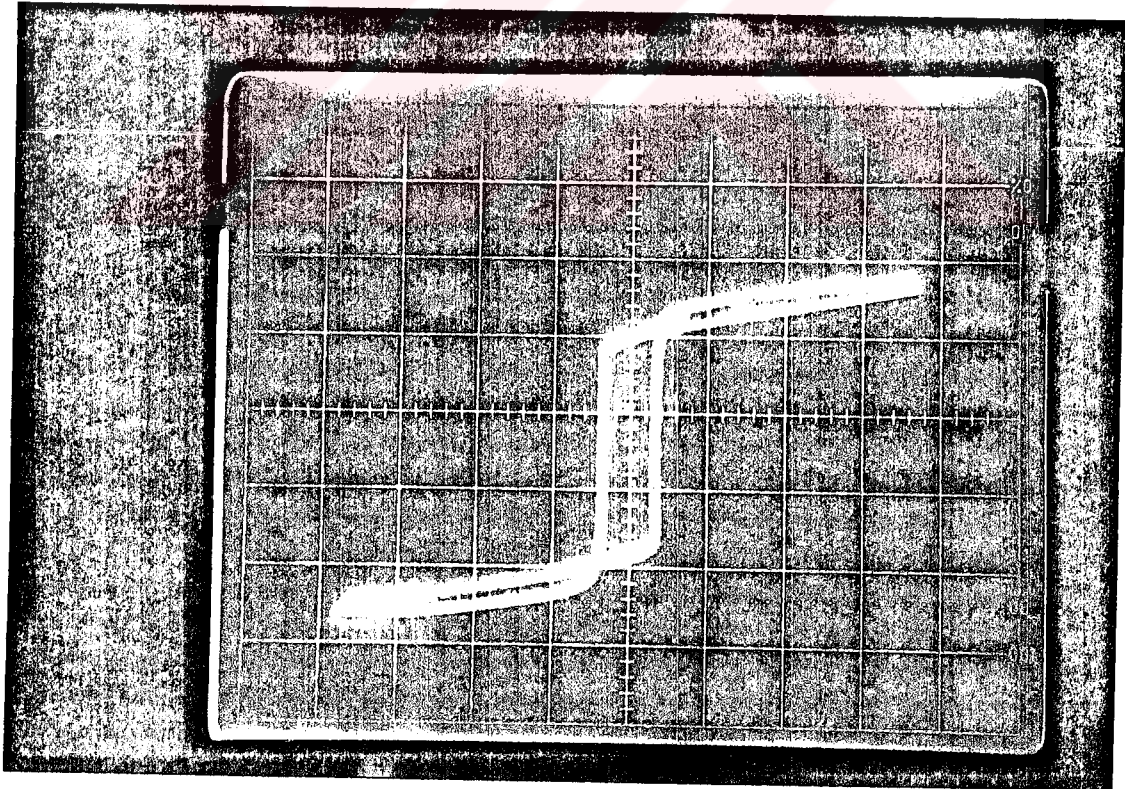
Şekil 5.22 Metglas 2705M malzemesinin histerezis eğrisi  
(Skalalar : X girişi:0.5 V, Y girişi:0.2 V).



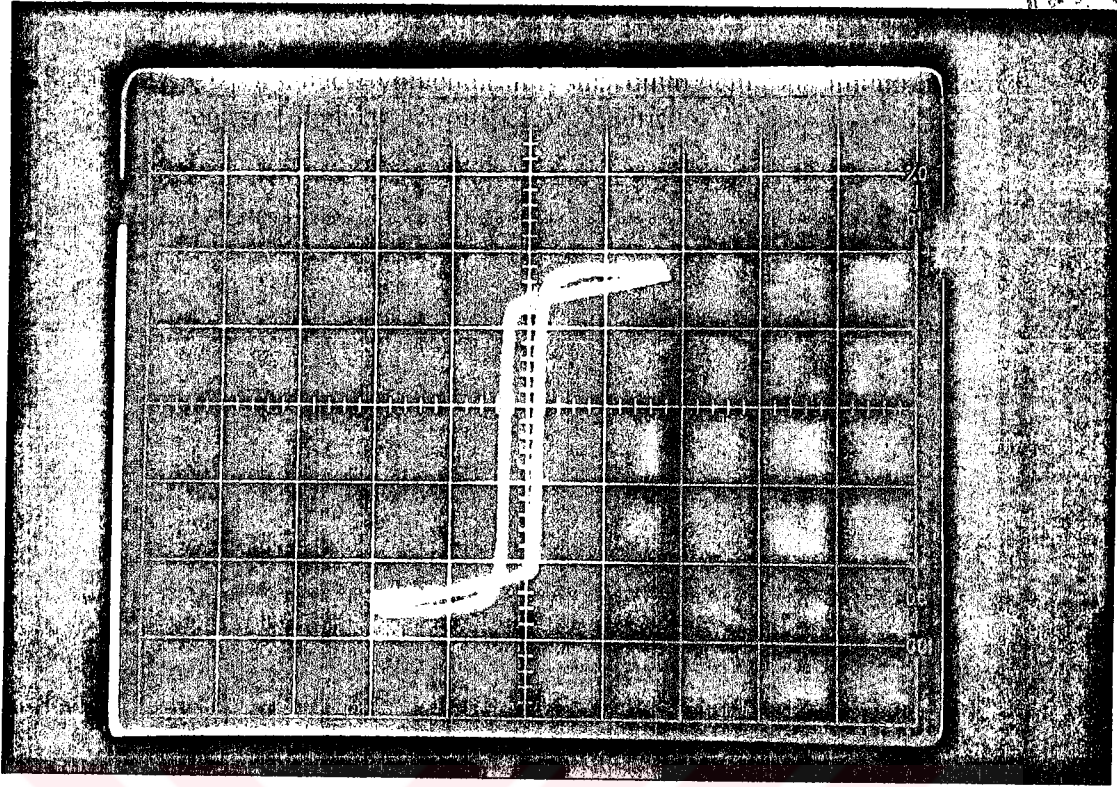
Şekil 5.23 Metglas 2605SC malzemesinin histerezis eğrisi  
(Skalalar : X girişi:0.5 V, Y girişi:0.2 V).



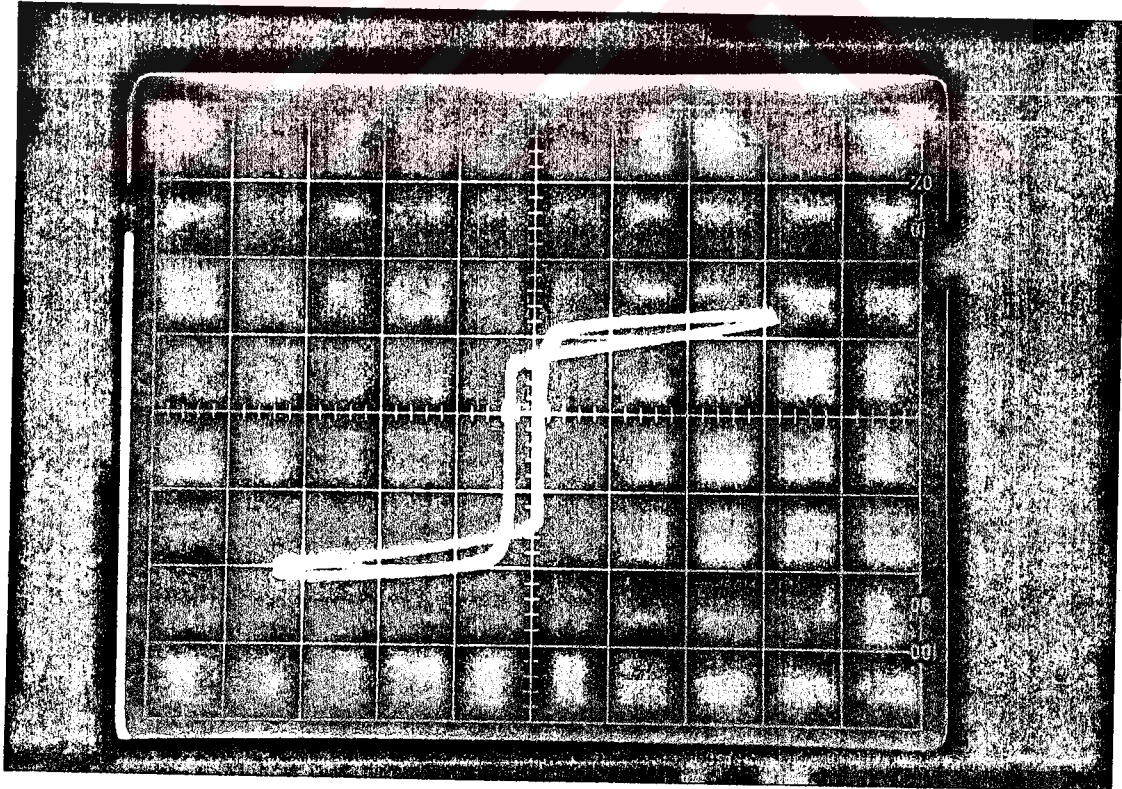
Şekil 5.24 M5 kristal malzemesinin histerezis eğrisi  
(Skalalar : X girişi:1 V, Y girişi:5 V).



Şekil 5.25 M2H kristal malzemesinin histerezis eğrisi  
(Skalalar : X girişi:1 V, Y girişi:5 V).

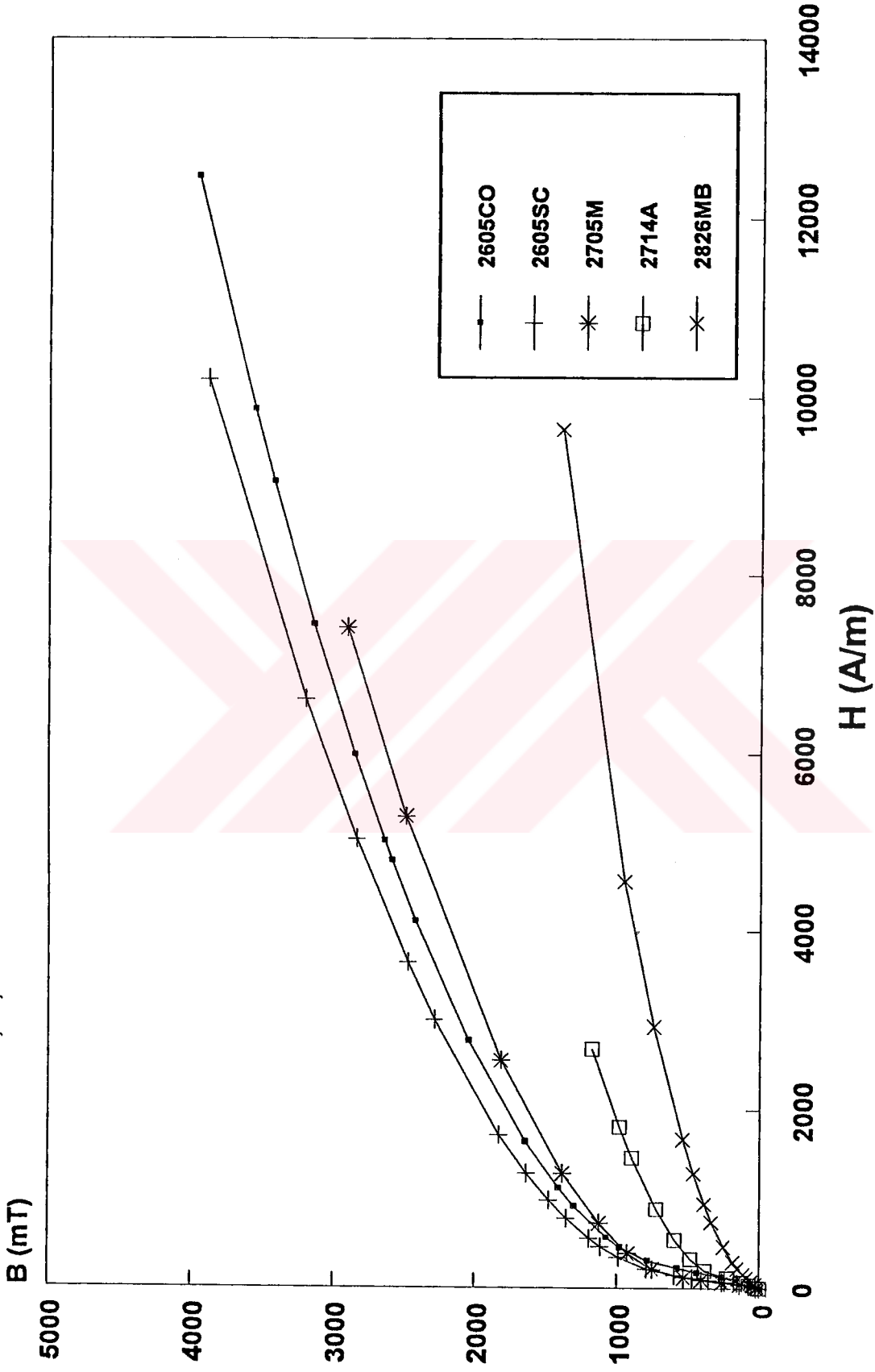


Şekil 5.26 Tanecik yönlendirilmiş silisyumlu kristal demir alaşımının histerezis eğrisi (Skalalar : X girişi:1 V, Y girişi:5 V).

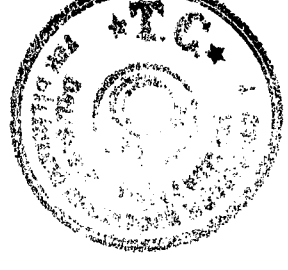


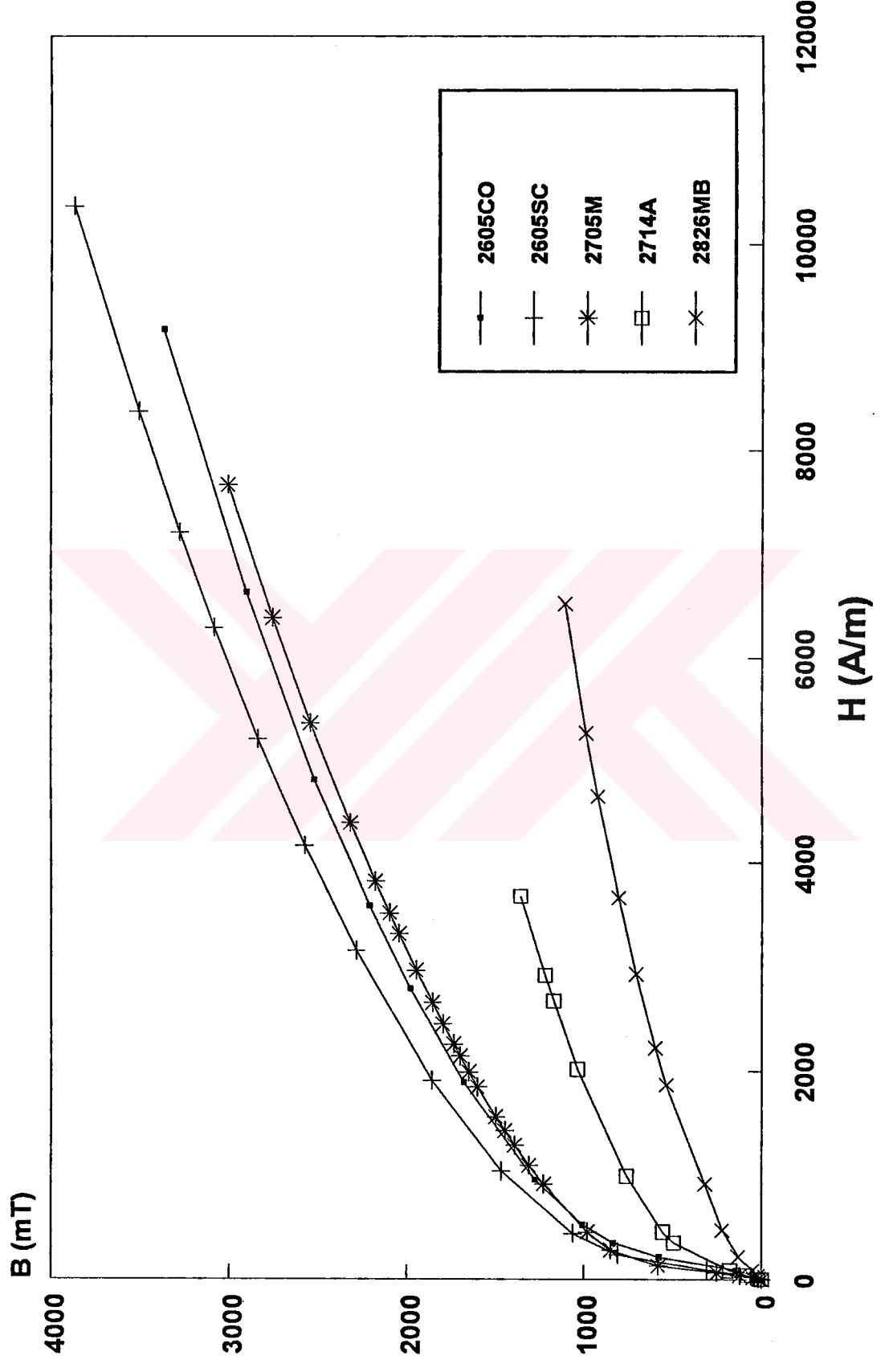
Şekil 5.27 Çizgili tanecik yönlendirilmiş silisyumlu demir alaşımının histerezis eğrisi (Skalalar : X girişi:1 V, Y girişi:5 V).

5.6 Grafiklerin Karşılaştırılması  
5.6.1 B-H Grafiklerinin Karşılaştırılması



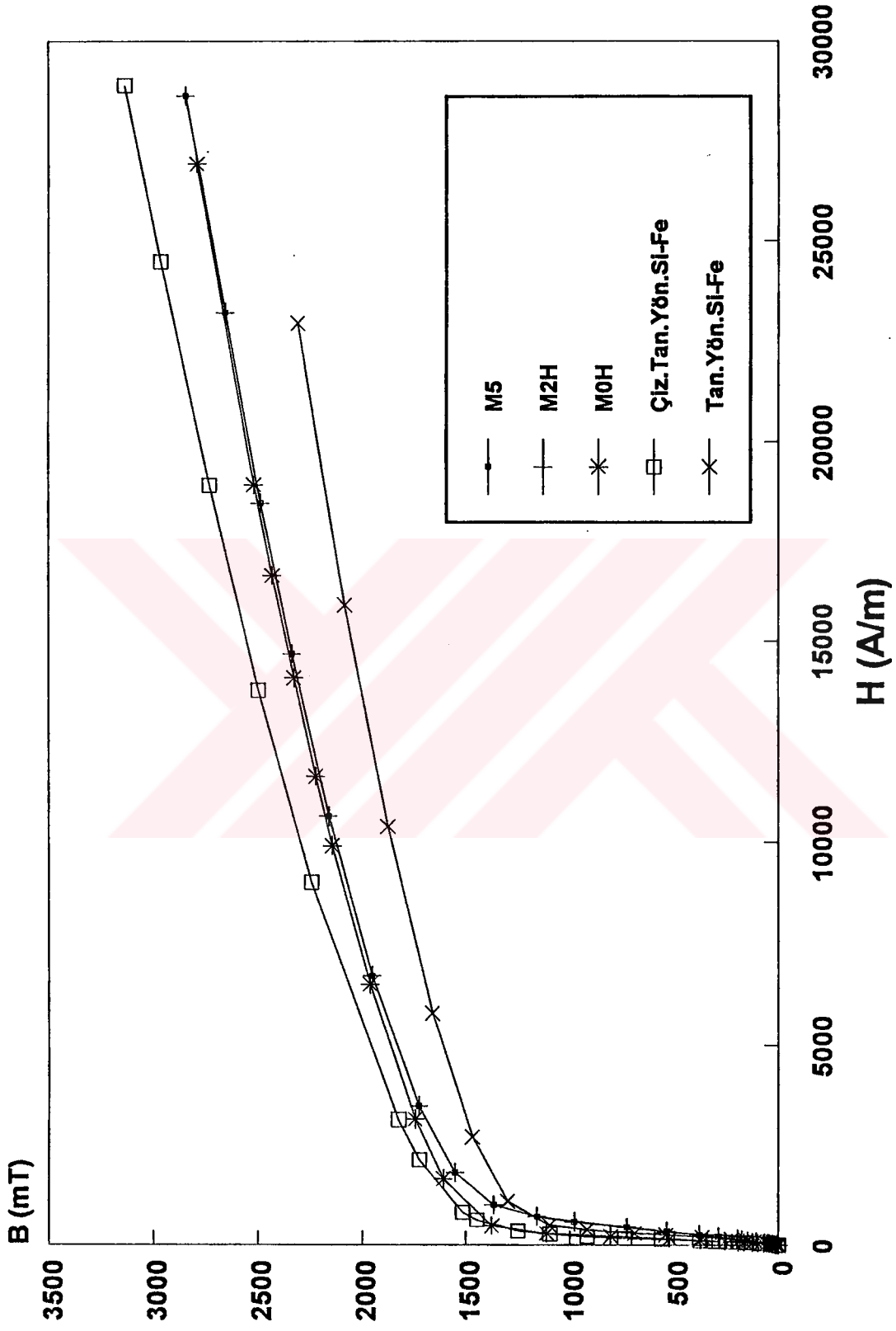
Şekil 5.28 Bazı amorf malzemelerin B-H eğrilerinin karşılaştırılması (f=50 Hz)



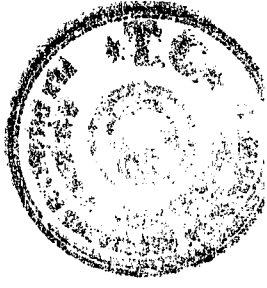


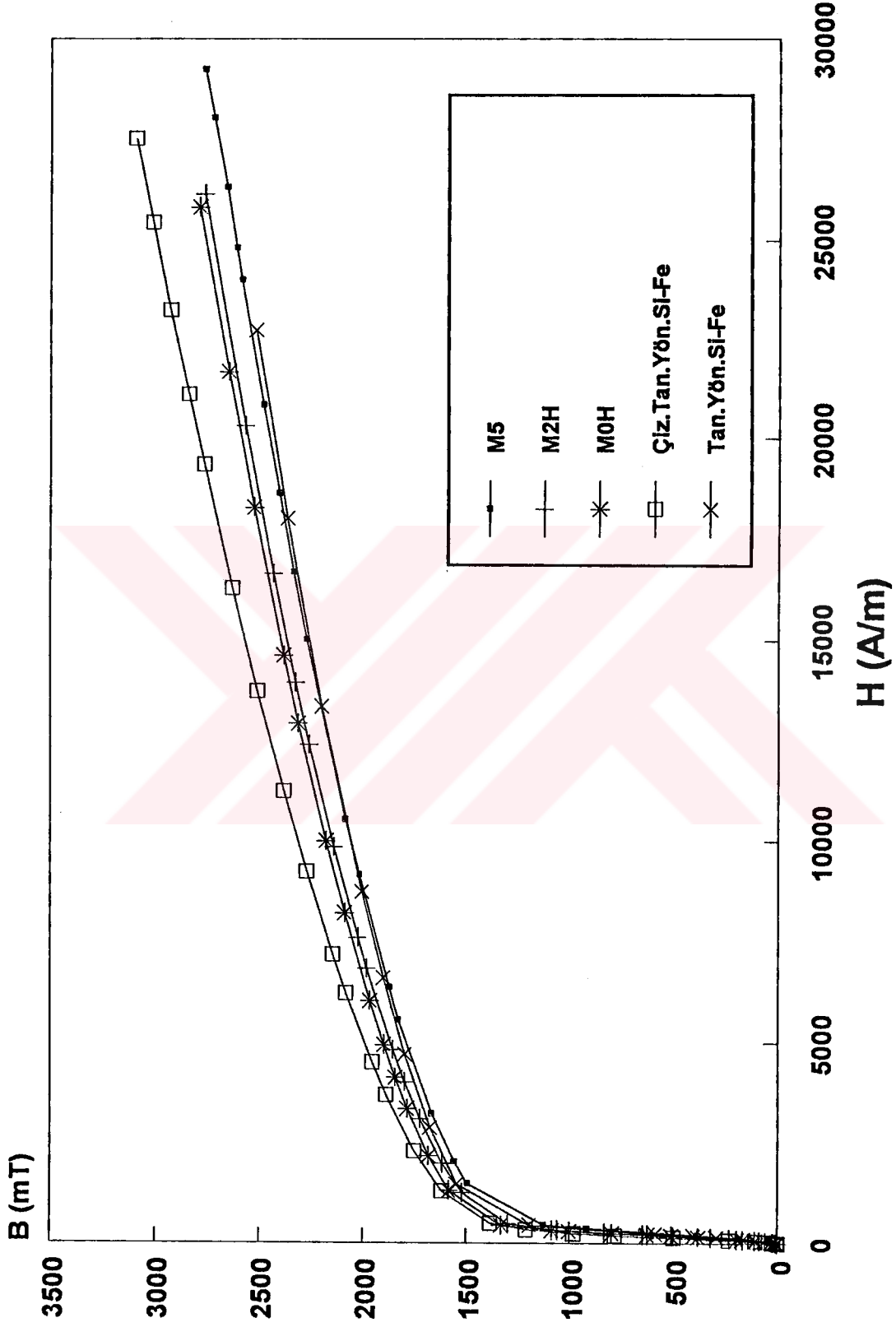
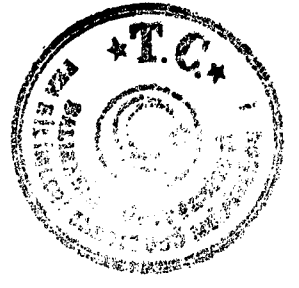
Şekil 5.29 Bazı amorf malzemelerin B-H eğrilerinin karşılaştırılması (f=100 Hz)



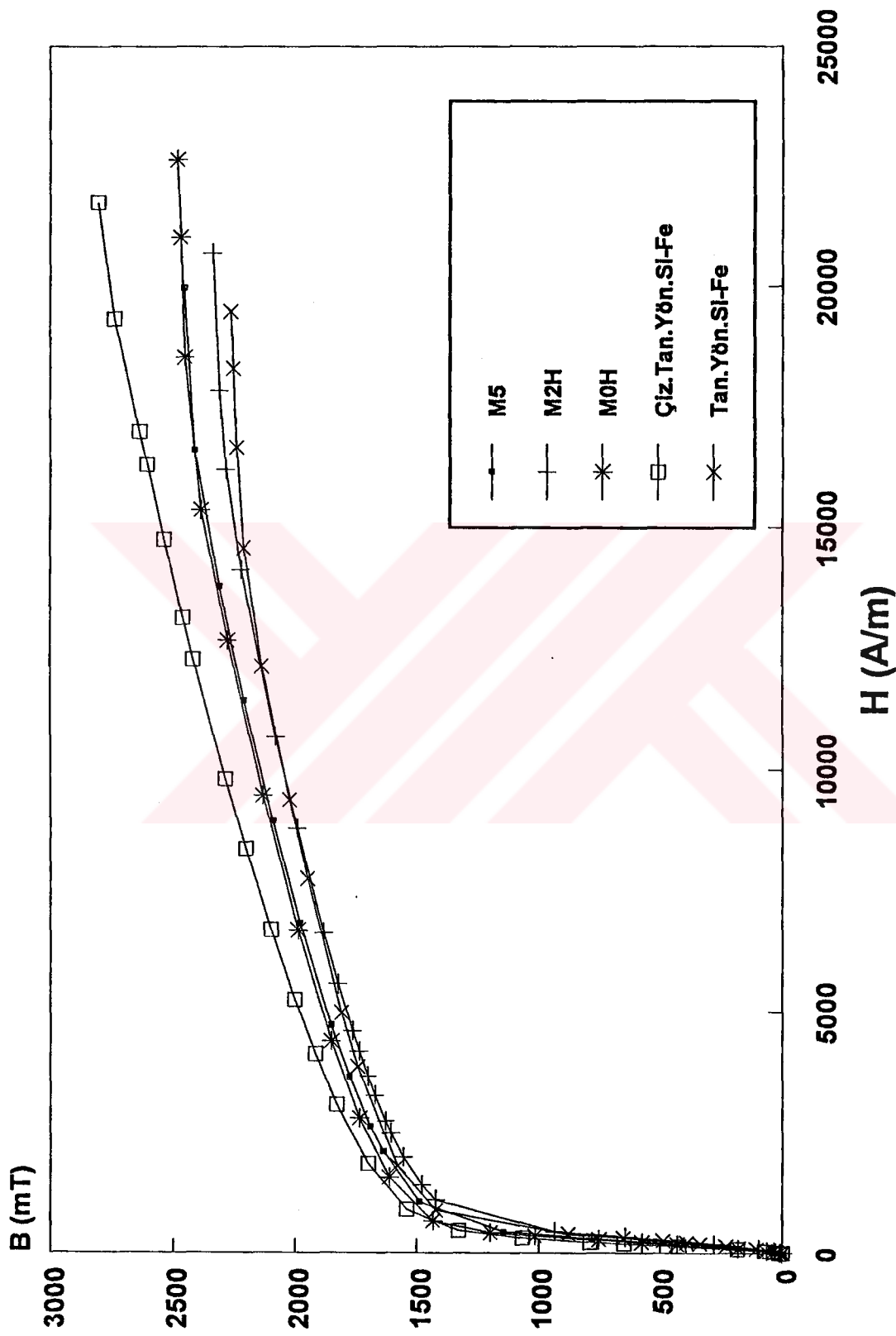
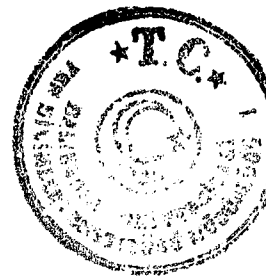


Şekil 5.30 Bazı kristal malzemelerin B-H eğrilerinin karşılaştırılması ( $f=50$ )

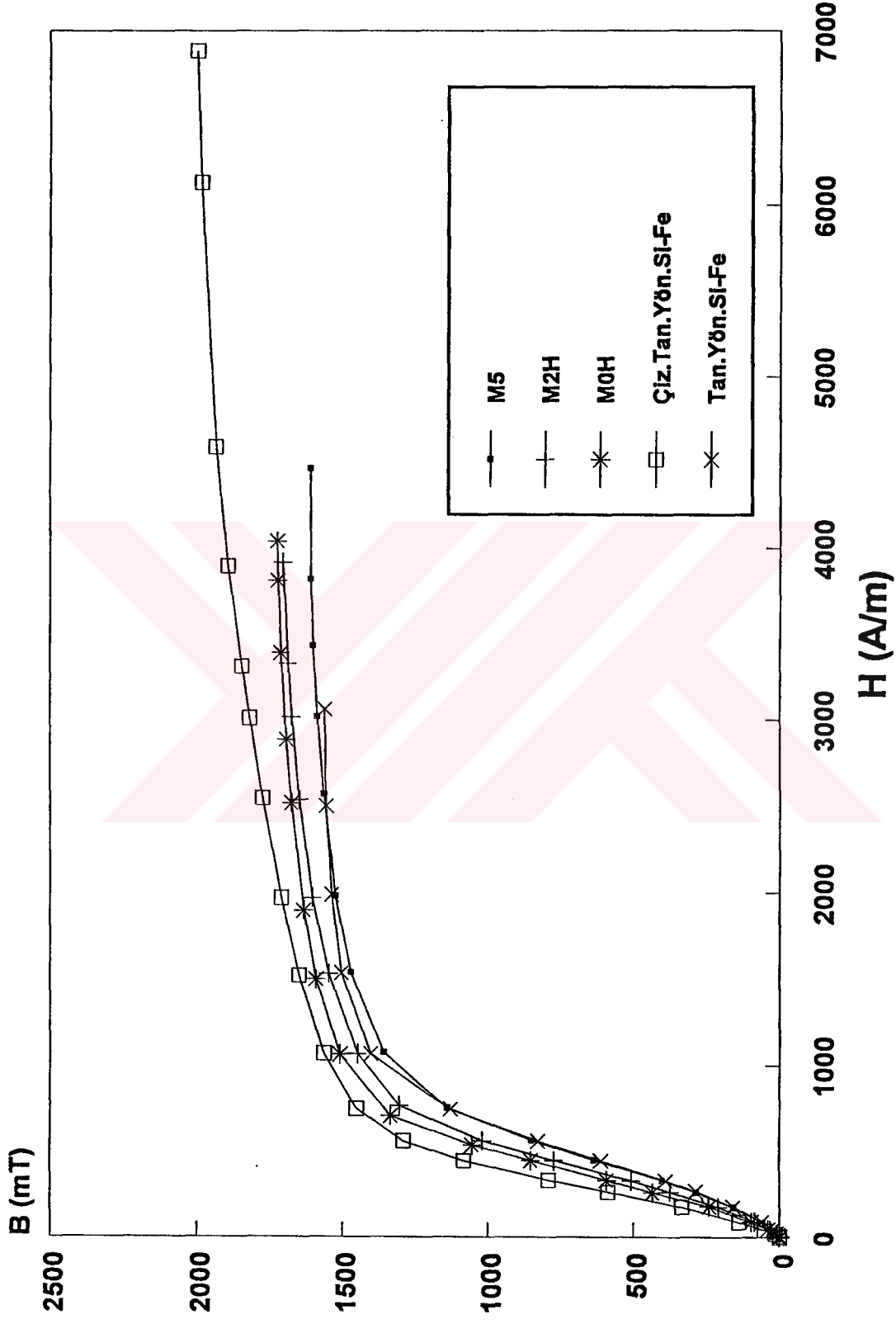




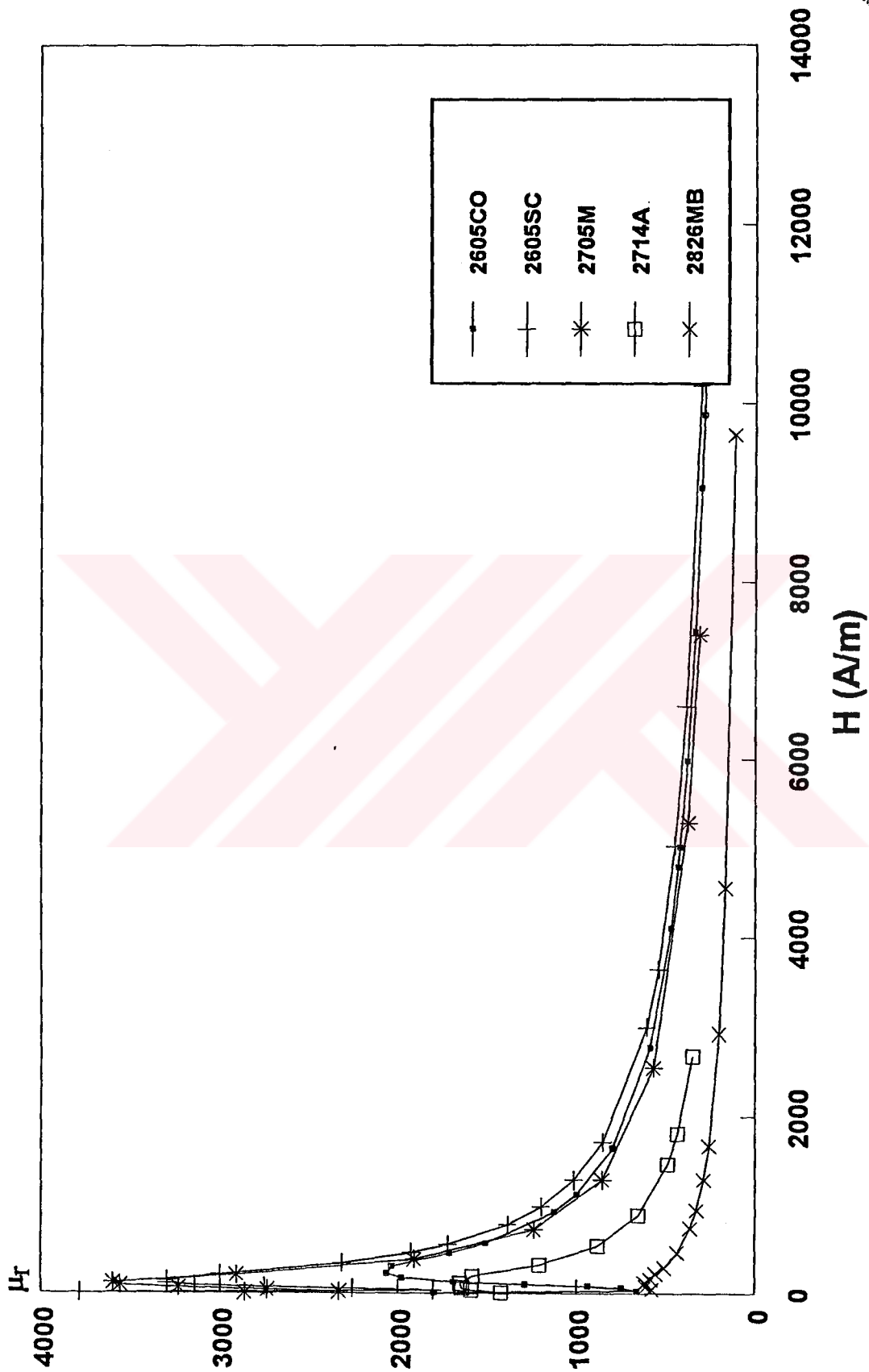
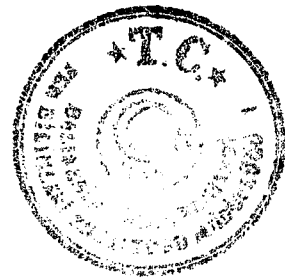
Şekil 5.31 Bazı kristal malzemelerin B-H eğrilerinin karşılaştırılması (f=60 Hz)



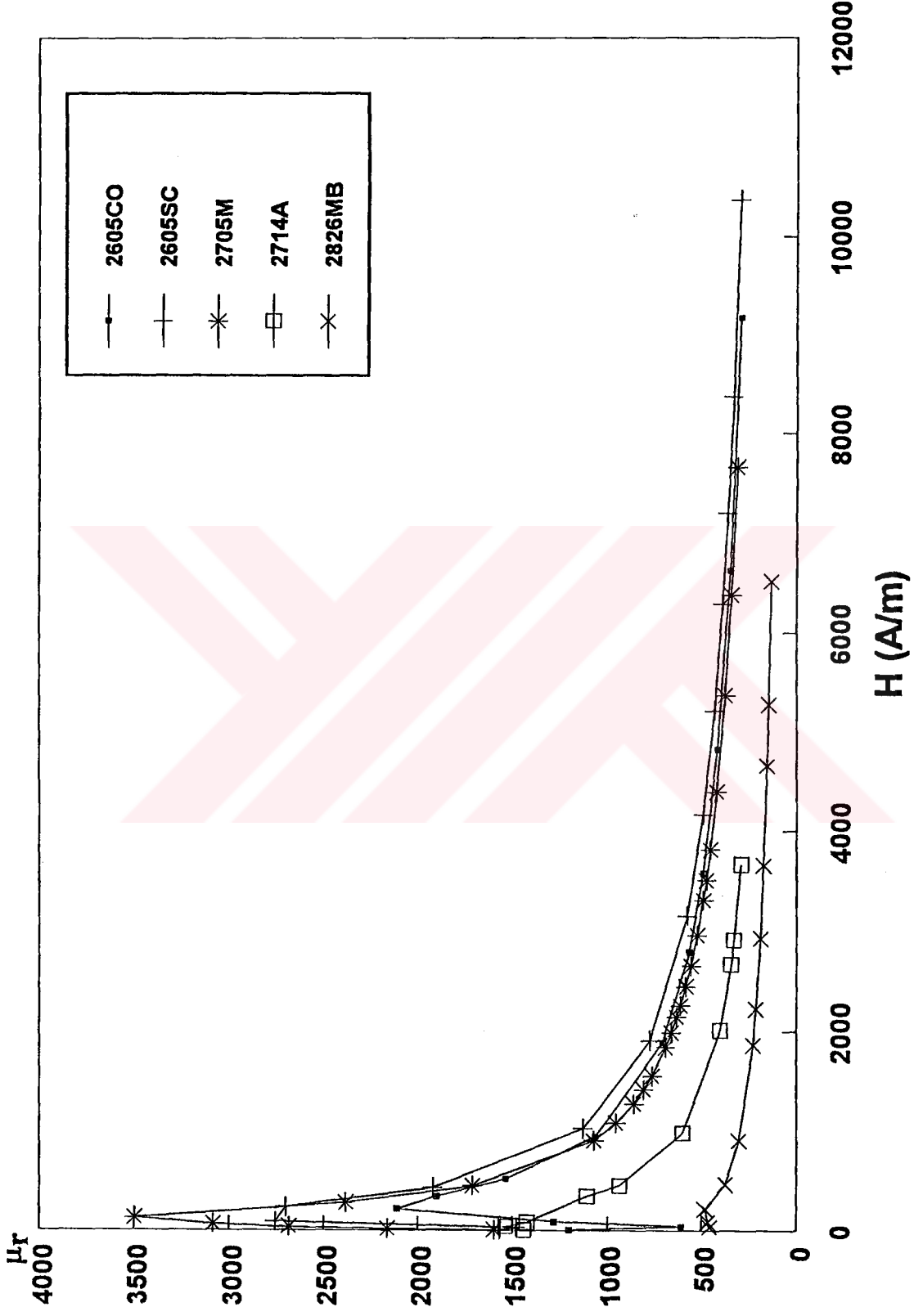
Şekil 5.32 Bazı kristal malzemelerin B-H eğrilerinin karşılaştırılması ( $f=100$  Hz)



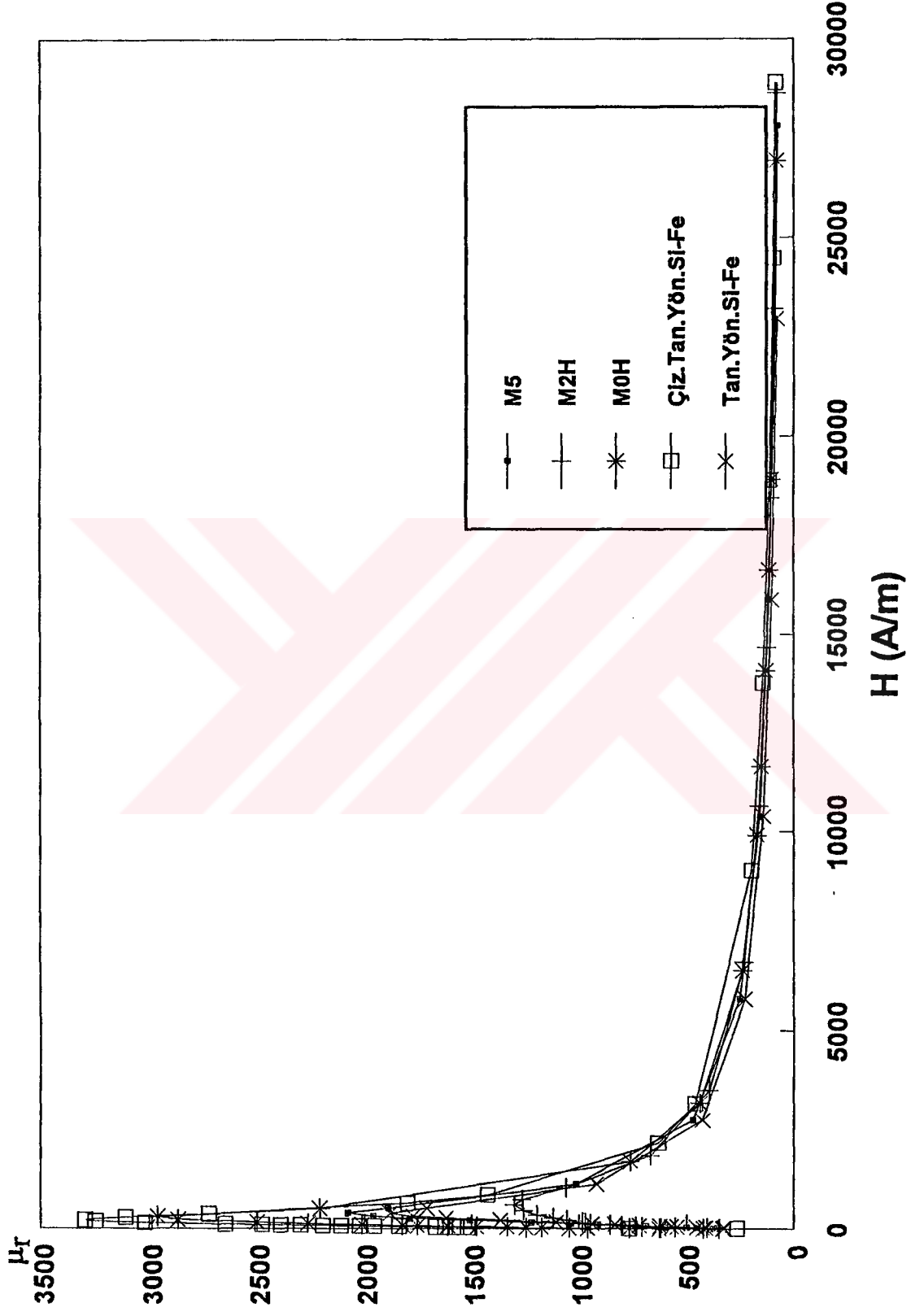
Şekil 5.33 Bazı kristal malzemelerin B-H eğrilerinin karşılaştırılması (f=200 Hz)



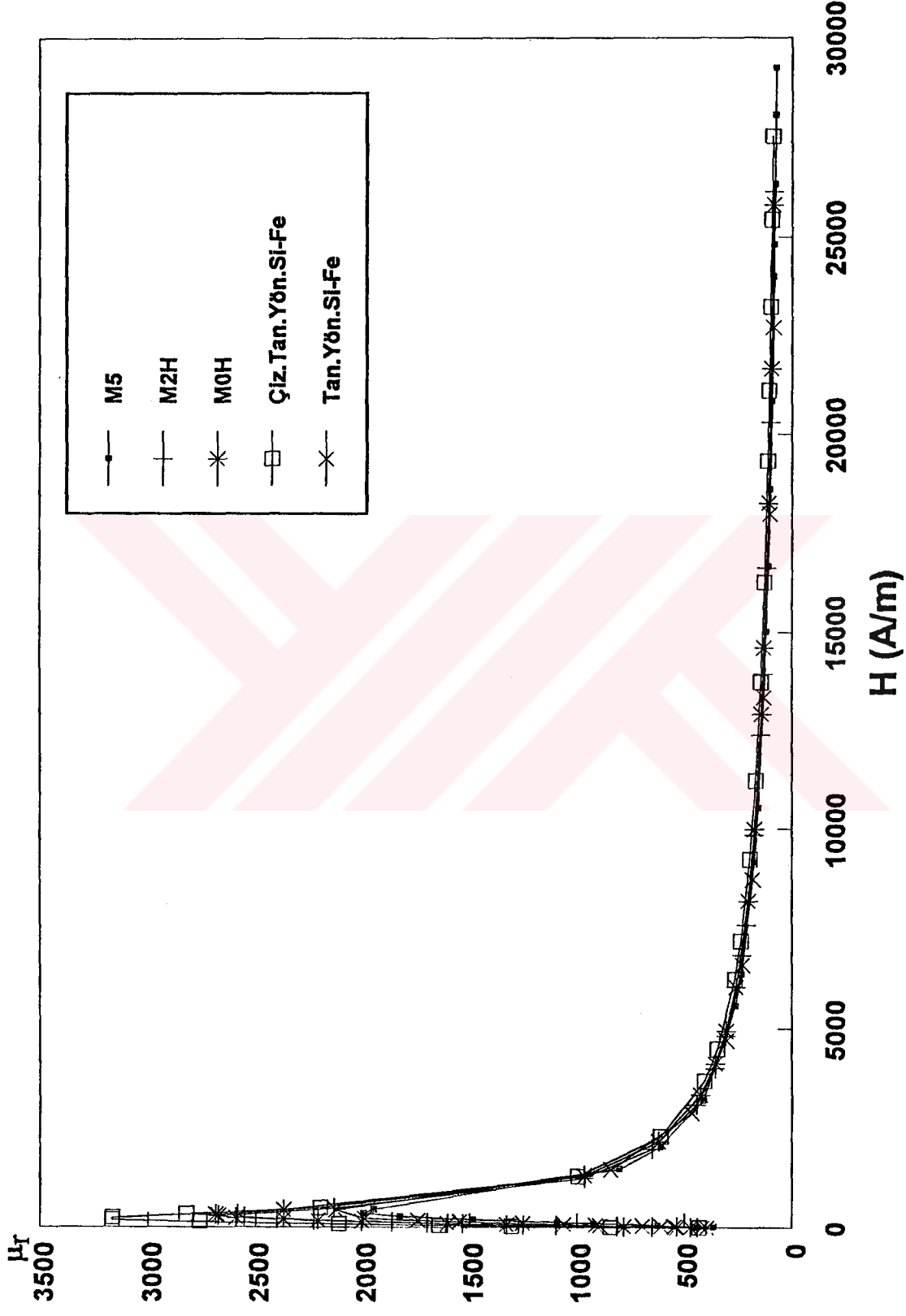
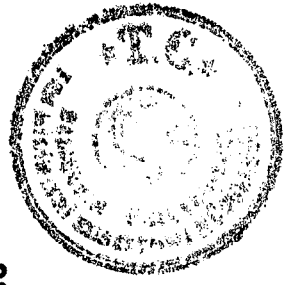
Şekil 5.34 Bazı amorf malzemelerin  $\mu$ -H eğrilerinin karşılaştırılması ( $f=50$  Hz)



Şekil 5.35 Bazı amorf malzemelerin  $\mu_r$ -H eğrilerinin karşılaştırılması ( $f=100$  Hz)

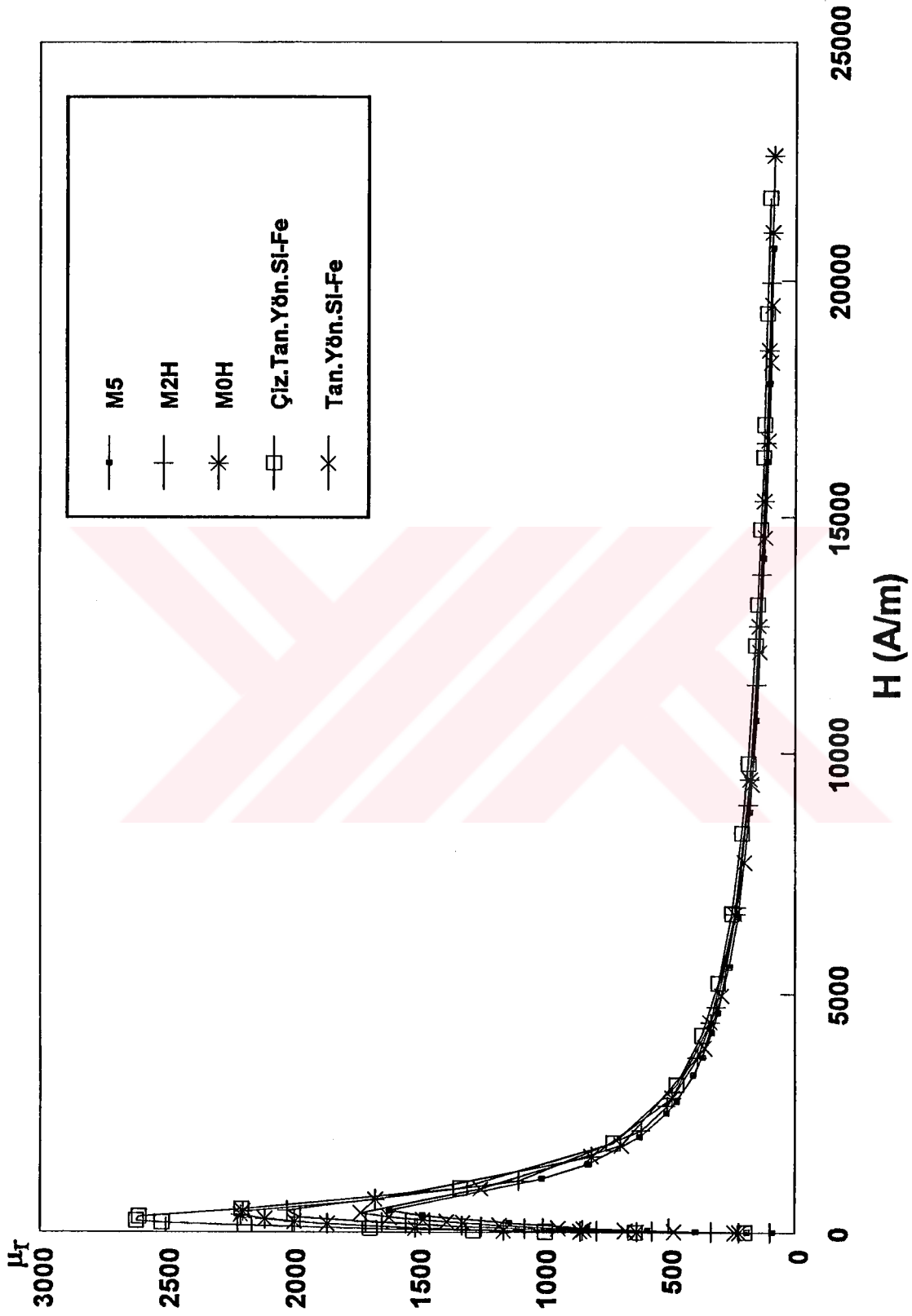
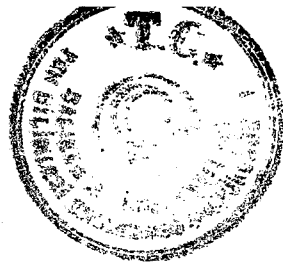


Şekil 5.36 Bazı kristal malzemelerin aynı frekansta  $\mu_r$ -H değişimlerinin karşılaştırılması ( $f=50$  Hz)

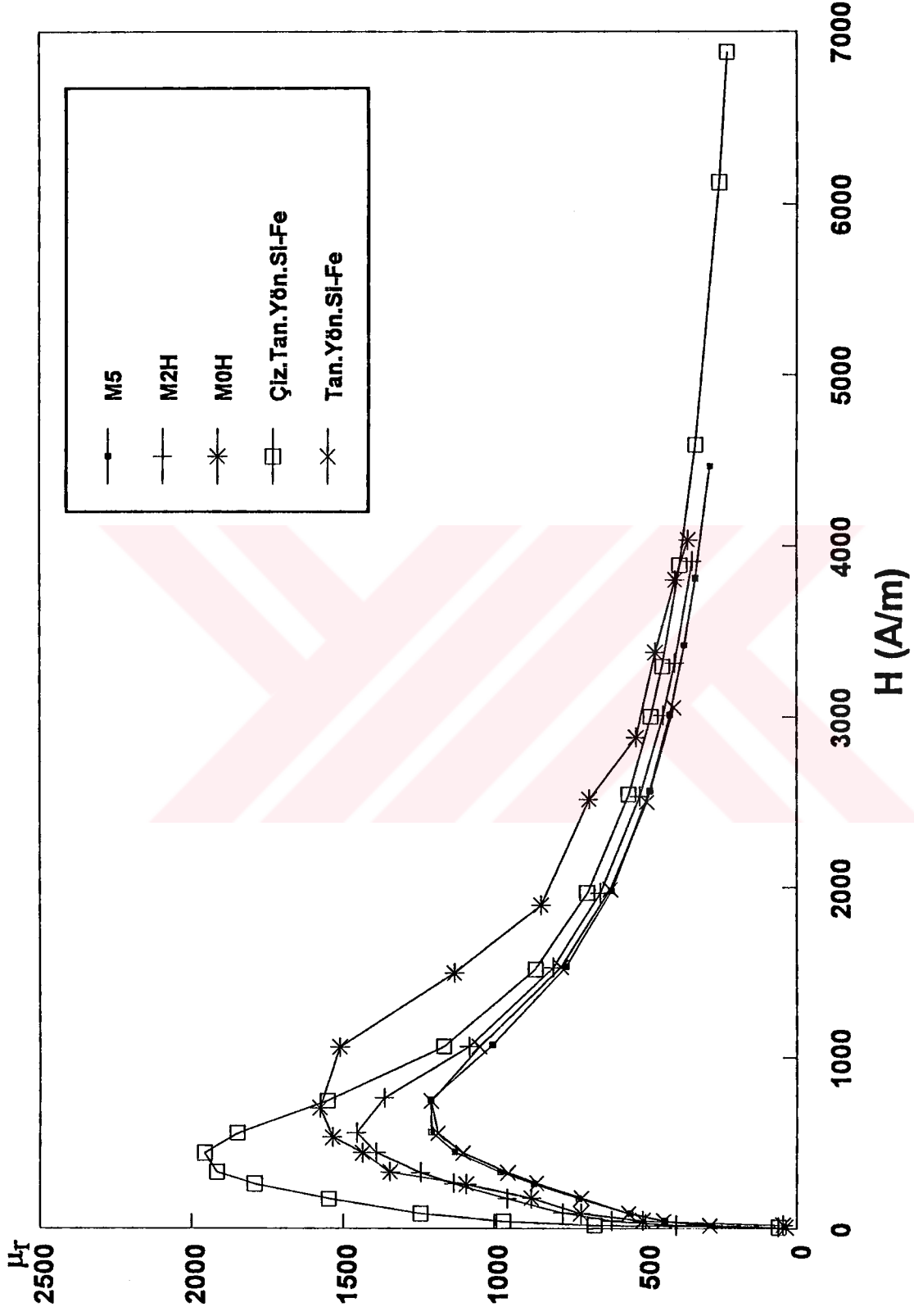


Şekil 5.37 Bazı kristal malzemelerin  $\mu_r$ -H değişimlerinin karşılaştırılması ( $f=60$  Hz)

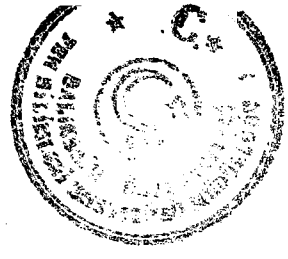




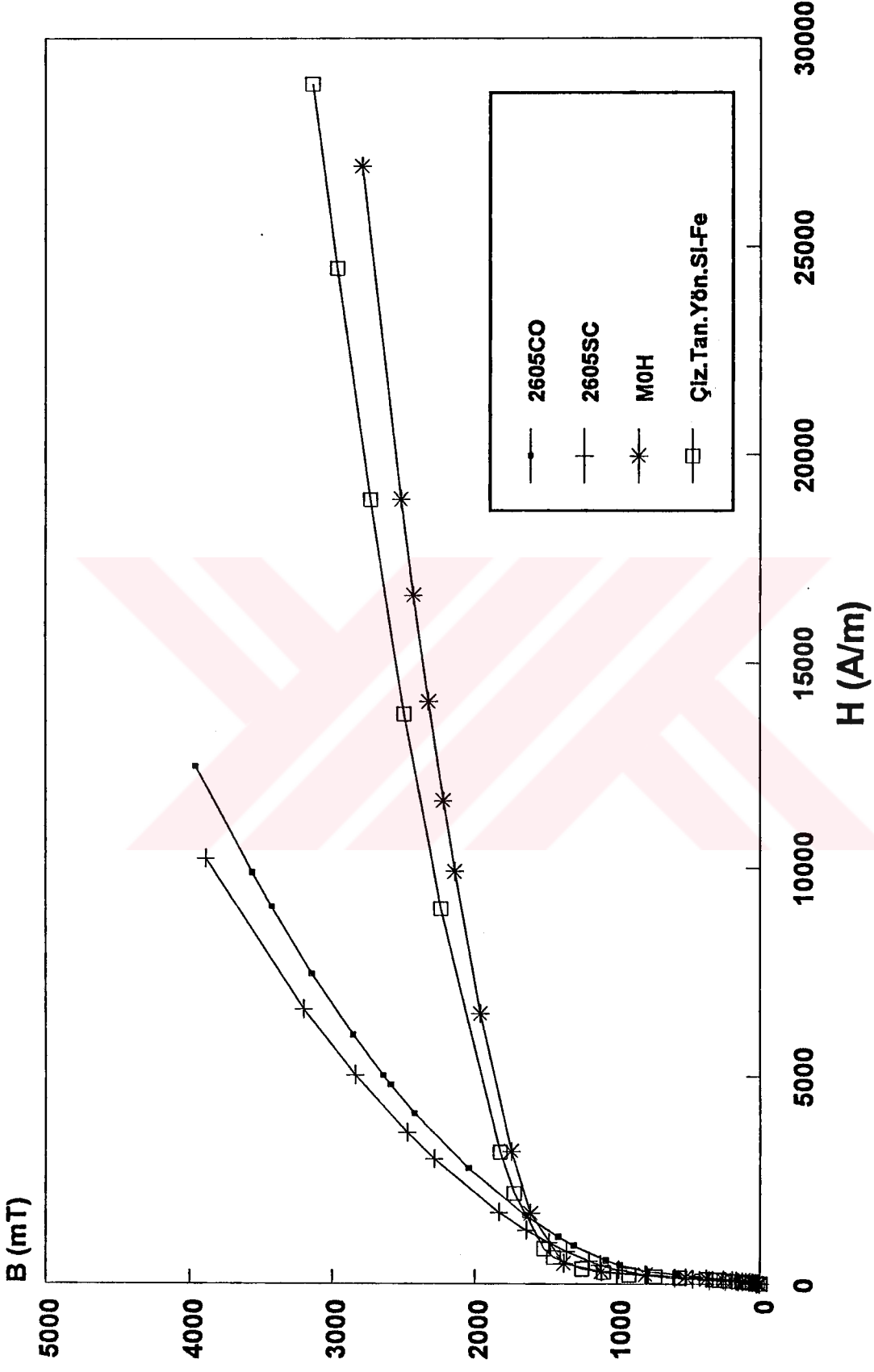
Şekil 5.38 Bazı kristal malzemelerin  $\mu_r$ -H değişimlerinin karşılaştırılması ( $f=100$  Hz)



Şekil 5.39 Bazı kristal malzemelerin  $\mu_r$ -H değişimlerinin karşılaştırılması ( $f=200$  Hz)

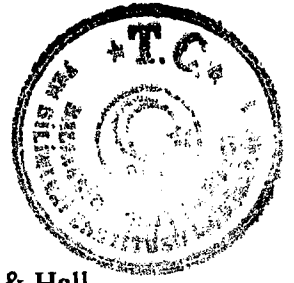


### 5.6.3 Bazı Amorf ve Kristal Malzemelerin B-H Grafikleri



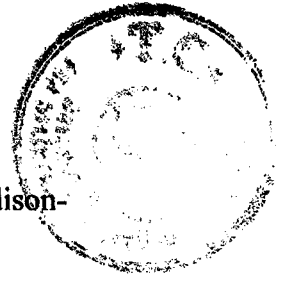
Şekil 5.40 Bazı amorf ve kristal malzemelerin B-H karakteristiklerinin karşılaştırılması (f=50 Hz)





## KAYNAKÇA

- [1] Jiles, D., Introduction to Magnetizm and Magnetic Materials, Chapman & Hall, London, (1991).
- [2] Güven, M. E., Martı, I. B., Coşkun, İ., Elektroteknik, Cilt 1, G. Ü. Teknik Eğitim Fakültesi Matbaası, Ankara, (1987).
- [3] Gündüz, E., Modern Fiziğe Giriş, Ege Üniversitesi basımevi, İzmir, (1988).
- [4] Göktepe, M., "The Influence of Bending Stress on Flux Distribution in Amorphous Ribbon Toroidal Transducer Cores", Ph. D Thesis, School of Engineering, University of Wales College of Cardiff, Wolfson Center for Magnetics Technology, Cardiff, U.K., (1994).
- [5] Nourizadeh, A.R., "Computational Evaluation of Power Loss", Ph. D Thesis, School of Engineering, University of Wales College of Cardiff, Wolfson Center for Magnetics Technology, Cardiff, U.K., (1994).
- [6] Keller, F. J., Gettys, W. E., Skove, M. J., Fizik, çev: Akyüz, R. Ö., Gülmez, E., Karaoğlu, B., Nergiz, S., Tepehan, G., ed. L. Coleman, Cilt 2, McGraw-Hill-Literatür 8, İstanbul, (1996).
- [7] Serway, R. A., Physics for Scientists & Engineers with Modern Physics, Saunders College Publishing, U.S.A., (1982).
- [8] Halliday, D., Resnick, R., Fiziğin Temelleri, çev: Yalçın, C., Arkadaş Yayınevi, Ankara, (1990).
- [9] Ergeneli, A., Elektroteknik, cilt 2, Özarkadaş Matbaası, İstanbul, (1975).
- [10] Chikazumi, S., Physics of Magnetizm, Robert E. Krieger Publishing Co. U.S.A., (1986).
- [11] Kocakulah, M.S. "Kristal ve Amorf Yapıdaki Ferromagnetik Malzemelerin Magnetik Özelliklerinin İncelenmesi", Yüksek Lisans Tezi, Balıkesir Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü, Balıkesir (1996)



- [12] Sears, F. W., Zemansky, M. W., Young, H. D., University Physics, Addison-Wesley Publishing Company, U.S.A., (1987).
- [13] Bozorth, R. M., Ferromagnetism, ed. V. Zeborski, IEEE press, New York, (1993).
- [14] Purcell, E. M., Elektrik ve Magnetizma, çev: Durlu, T. N., Elerman, Y., cilt 2, Bilim yayınları, Ankara, (1994).
- [15] Körođlu, H., Elektrik ve Magnetizma, Kalite matbaası, Ankara, (1978).
- [16] Gülmez, A., "Magnetik Ölçüm Sistemleri ve Karşılıyıcı Bobin Düzenegi Yapımı" Bitirme Çalışması, Balıkesir Üniversitesi, Necatibey Eğitim Fakültesi, Balıkesir, (1996)