

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MANYETİK KAYIT TEKNİĞİ

Abdullah ÇAKIR
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

GEBZE
2001

T.C.
GEBZE YÜKSEK TEKNOLOJİ ENSTİTÜSÜ
MÜHENDİSLİK VE FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

MANYETİK KAYIT TEKNİĞİ

Abdullah ÇAKIR
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI
Prof.Dr. Bekir AKTAŞ

GEBZE
2001

ÖZET

Bu tezle manyetik kayıt tekniğinin fiziksel temelleri araştırılmıştır. Kayıt tekniği elektromanyetik teoriye dayanmaktadır ve kullanılan sistemin alan etkinliği, pik kayması, yol adımı ve benzeri bazı kritik fiziksel parametreleri vardır. Öncelikle bilginin kaydedildiği fiziksel ortamda anizotropisi yüksek ferromagnetik malzemeler bu bilgiyi yazıp okuma görevi verilen okuma-yazma kafasında ise magnetik açıdan yumuşak ferromagnetik malzemelerin kullanılma zorunluluğu olduğu anlaşılmıştır.

Digital olarak sıfır ve bir rakamına karşı gelen küçük bir bölgedeki magnetik domenlerin mıknatıslanma doğrultularını sıcaklığın bozucu etkilerine karşı koruyabilmek için magnetik anizotropinin olabildiğince yüksek olması ve bu bölgenin fiziksel büyüklüğünün bir alt limiti olması zorunluluğu olduğu anlaşılmıştır. Ancak fiziksel boyutların artan magnetik anizotropi ile ters orantılı olarak küçülebilmektedir. Şimdiye değin kullanılan kayıt ortamlarında magnetik domenler genellikle magnetik kayıt ortamı yüzeylerine paraleldir. Ancak bu durum domenlerin fiziksel boyutlarını daha fazla küçültmeyi zorlaştırmaktadır.

Oysa son zamanlarda geliştirilen ve perpendicular kayıt denen ve domenlerin film yüzeyine dik olarak yönlendirilmelerine imkan veren magnetik anizotropi türleri çok daha yoğun bilgi depolama imkanı sağlayacak gibi görünmektedir. Diğer taraftan daha yoğun bilgi yazmak ve okumak için okuyucu kafaların değişik litografik tekniklerle minyatürize edilmeleri ve bilimsel araştırmalar sonucu ortaya çıkan dev magneto direnç olayının kullanılmasının yaygınlaşmasının söz konusu olacağı anlaşılmaktadır.

Hatta daha ileri seviyeden olan çalışmalar magneto-optik kayıt üzerine yoğunlaşmıştır. Magneto-optik kayıt ortamının elektronik spektrumu için elektronik bant yapısı hesaplamaları yapılmakta ve teknolojik olarak çok daha ileri ve karmaşık kafa yapıları kullanılmaktadır.

SUMMARY

In this thesis the physical principles of magnetic recording techniques are investigated. The recording techniques are based on electromagnetic theory and there are some critical physical parameters such as field efficiency of the system, peak shift, track pitch and etc. Firstly, it was found that, highly anisotropic ferromagnetic materials are used at information storage media while soft ferromagnetic materials should be used at read-write heads. It was found that to keep directions of magnetization patterns of magnetic domains representing digital zeros and ones, the magnetic anisotropy of these domains must be very high and physical dimensions of these areas should have a lowest limit. However, the physical sizes could be reduced as magnetic anisotropy increased. In recording media magnetic domains are generally parallel to the surface of the magnetic recording medium. However in this case physical sizes of magnetic domains cannot be reduced further.

The so called perpendicular recording based on hard plane magnetic anisotropy which orients magnetic spins perpendicular to the film plane, can provide higher information storage densities. On the other hand, high-density heads can be miniaturized by using giant magneto-resistance discovered recently seems to be used widely.

More advanced studies are focused on magneto-optic recording. Of these, magneto-optic recording using electronic band structures for electronic spectrum of media gives a much more sophisticated read and write heads.

TEŞEKKÜR

Tez konumun seçilmesinden ve çalışmamın son aşamasına kadar , engin bilgi ve deneyimlerinden yararlandığım değerli hocam Prof. Dr. Bekir AKTAŞ'a ,teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER DİZİNİ

	Sayfa
ÖZET	IV
SUMMARY	V
TEŞEKKÜR	VI
İÇİNDEKİLER DİZİNİ	VII
ŞEKİLLER DİZİNİ	IX
TABLolar DİZİNİ	XI
 BİRİNCİ BÖLÜM	 1
1. TEMEL BİLGİLER	1
1.1. Manyetik Alan	1
1.2. Manyetik Moment	1
1.3. Mıknatıslanma ve Manyetik Duygunluk	3
1.4. Histeri Çevrimi	4
1.5. Manyetik Anizotropi Sabitleri	11
İKİNCİ BÖLÜM	14
2. DİJİTAL MANYETİK KAYIT	14
2.1. Giriş	14
2.2. Malzeme Özellikleri	17
2.3. Maxwell Eşitlikleri	18
2.3.1. Skalar Potansiyelin Uygulamaları	18
2.3.2. Sınır Koşulları ve Maxwell Denklemlerinin İntegral Formülasyonu	19
2.4. Manyetik Kafa Parametreleri	20
2.4.1. Alan Etkinliği	20
2.4.2. Bir Halka (Ring) Kafanın Kafa Alanının Büyüklüğü	22
2.4.3. Maksimum Alan Büyüklüğü H_{max}	22
2.5. Reciprocity (Karşılıklılık) Teoremi	22
2.6. Bir Halka Kafanın Alanının Karlqvist Yaklaşımı	24
2.7. Bir Adım Geçiş Cevap	25
2.8. Frekans Domeninde Tartışılan Çalma (Palyback) Prosesi: Kayıp	

Faktörleri	28
2.9. Geçiş Genişliği Arctanjant Modeli	30
2.10. Geçiş Genişliğinin Hesaplamaları	31
2.11. Roll Off Eğrisi	32
2.12. Pik Deteksiyonu ve Pik Kayması	33
2.13. Gürültü Kaynakları	34
2.14. Deneysel Kayıt Sonuçlarının Örnekleri	36
2.14.1. Metal Parçacık Bandıyla Elde Edilen Çıkış Datası	36
ÜÇÜNCÜ BÖLÜM	38
3. DİJİTAL MANYETİK KAYIT SİSTEMLERİ	38
3.1. Giriş	38
3.2. Kayıt Yoğunlukları	39
3.3. Dijital Kayıt Kanalı	41
3.4. Basit Deteksiyon Metodu	43
3.5. Kanal Modülasyonu	44
3.6. Bazı Örnekler	46
3.6.1. Dijital Video Kaydediciler	46
3.6.2. Yüksek Yoğunluklu Katı-Disk Sistemleri	48
4. SONUÇLAR	50
KAYNAKLAR	52
ÖZGEÇMİŞ	53

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil	Sayfa
1.1. Akım Halkası ve Manyetik Dipol Momenti	2
1.2. Bir Dış Manyetik Alanda Bir Bar Mıknatıs ve Manyetik Dipol Momenti	3
1.3. $B_{iç}$ Manyetik İndüksiyonuyla, H Şiddetinde Olarak Uygulanan Manyetik Alanı a-) Sert Manyetik Malzemede b-) Yumuşak Manyetik Malzemede	6
1.4. Bir Ferromanyetik Malzemede Magnetizasyon M , a-) H Şiddetinde Uygulanan Bir dış Manyetik Alanla, b-) $H_{iç}$ Şiddetindeki İç Manyetik Alanla. $1/N_d \propto \alpha$ Çizgisinin Eğimidir.	7
1.5. Manyetik İndüksiyon, Magnetizasyon ve Bir Bar Mıknatıs İçin Demagnetizasyon Alanı	9
1.6. Bir Magnet İçin Demagnetizasyon ve B' nin BH Eğrileriyle Değişimi	10
1.7. Yumuşak Manyetik Çekirdeğin Etrafında Sarımlı Bir İnce Toroid İndüktör	11
2.1. a-) İnfomasyonu Yazmak İçin Bir Halka Kafanın Bobinine Uygulanan Bir Sinyal Akımı b-) Okuma Kaplamadan Çıkan Akının Kafa Bobininde İndüklediği Voltajı Ölçerek Yapılır	14
2.2. Manyetik Kayıta Karşılaşılan Yönler	15
2.3. Dik ve Boylamasına Kayıta Elde Edilen Geçişler	15
2.4. Bir Halka Kafayla Bir Boylamasına Geçiş Okumada Bulunan Tipik Bir Atma Şekli	17
2.5. H_t 'nin Sürekli Olduğu Sınır Koşulunu Çıkarmak İçin Kullanılan İntegral Yolu	19
2.6. B_n 'nin Sürekli Olduğu Sınır Koşulunu Elde Etmede Kullanılan İntegrasyon	20
2.7. Kafa alanının (H) ve Etkinliğin (η) Hesaplanması İçin Şematik Kafa Geometrisi	21
2.8. Karşılık Teoreminde Kullanılan Geometri	24
2.9. Kafa alanının Karlqvist Çözümü İçin Kabul Edilen Potansiyel	25
2.10. x ve y Bileşenlerinin Alan Şekilleri	26

2.11. Ortam Derinliğinin Üç Değeri İçin h_x 'e Bağlı Çıkış Şekli	27
2.12. $\lambda=g$ 'de Aralık Etkisizliğini Gösteren Büyük Bir k (Frekans) Aralığının Bir Fonksiyonu Olarak Kayıp Faktörlerinin Çıkışta Etkisi	30
2.13. a-) Pulsların Superpozisyonu ve b-) Karşılık Gelen Roll-Off Eğrisi D_{50} Denilen %50 Çıkışta Yoğunluk Gösterilmiştir	32
2.14. Bir Geçişin Varlığını Detekte Etmek İçin Kullanılabilecek Pik Deteksiyonun Şematik Bir Görünüşü	33
2.15. Lineer Yoğunluğu Sınırlayabilecek Pik Kaymasının Bir Örneği	34
2.16. 2 MHz Enstrümantasyon Kaydedicinin Ana Gürültü Katkıları	35
2.17. Tek Bir Manyetik Parçacıkla Üretilen Gürültü Akı, Voltaj ve Güç Pulsları	35
2.18. Kayıt Sinyali ($G_{r(f)}$) ve Gürültü ($N_{r(f)}$) Bir MIG Kafa ve 8 mm Bant İçin Sadece Kafa ve Amplifikatörün Gürültüsü İfade Edilmiştir (0 dBV=1 V_{rms})	37
3.1. Bir Helikon Tarayıcı Kaydedicinin Tarayıcısının Şematik Bir Görünümü. Banttaki Yan Yatan Yollar Gösterilmiştir.	38
3.2. Çeşitli Manyetik Depolama Sistemlerinin Alan Yoğunlukları: Video Kaydedicileri (•'lı Olanlar ve Olmayanlar: PAL ve LP Modları), Esnek Disk Sistemleri (+) ve Katı Disk Sistemleri (o). PR Dik Kayıt İçin Beklenen Yoğunluğu Gösterir	39
3.3. Bit Uzunlukları ve Yol Adımı Değerleri	41
3.4. Temel Dijital Manyetik Kayıt Kanalı. Kullanıcı Bitlerinin Sayısı Kanal Bitleri Sayısından Daha Küçüktür Çünkü Koruma ve Modülasyon İçin Bitler Eklenir	42
3.5. Dijital Datanın Bulunması İçin Pik Deteksiyonunun Şematik Diyağramı	44
3.6. Kayıt Kanalı İçin Giriş Datasının NRZ,NRZI ve FM Kodlaması	45
3.7. Dijital Video Kaydedicinin Prensipten Şeması	47
3.8. Manyetik Kayıtta Oldukça Yüksek Olan Yoğunluklarına Ulaşmak İçin Kullanılan Anahtar Teknolojiler	48

TABLÖLAR DİZİNİ

Tablo	Sayfa
3.1. Analog Video Kaydedicilerin Parametreleri	41
3.2. Dijital Video Kaydedicinin Spesifikasyonları	47
3.3. Katı-Disk Sistemlerinin Kayıt Parametreleri	49

BİRİNCİ BÖLÜM

1. TEMEL BİLGİLER

1.1. Magnetik Alan

Eğer malzemeler bir $\mathbf{B}_0$ dış manyetik indüksiyonuna yerleştirilirse diamanyetik, para- manyetik veya ferromanyetik davranışlardan birisini gösterirler. Bir diamagnetik malzemede iç manyetik indüksiyon ($\mathbf{B}_{iç}$) dış manyetik indüksiyondan ($\mathbf{B}_0$) biraz daha küçüktür. Bir paramagnetik malzemede iç manyetik indüksiyon dış manyetik indüksiyondan biraz daha büyüktür. Bir ferromanyetik malzemede ise iç manyetik indüksiyon dış manyetik indüksiyondan çok büyüktür. Diamagnetik ve paramagnetik malzemelerde uygulanan küçük manyetik alan uygulanan alanın büyüklüğüne doğrudan bağlı olan bir $\mathbf{B}_{iç}$ manyetik indüksiyonu üretir.

$$\mathbf{B}_{iç} = \mu_T \mu_0 \mathbf{H} \quad (1.1)$$

Burada manyetik malzemenin relatif geçirgenliği olan μ_T boyutsuz bir büyüklüktür. Manyetik malzemenin geçirgenliği μ

$$\mu = \mu_T \mu_0 \quad (1.2)$$

olarak tanımlanır. Relatif geçirgenlik bir diamagnetik malzeme için bir birimden daha küçük ve bir paramagnetik malzeme için bir birimden daha büyüktür. Bir ferromagnetik malzemede $\mathbf{B}_{iç}$ ve $\mathbf{H}$ arasındaki ilişki bu kadar basit değildir.

1.2. Manyetik Moment

Şekil 1.1 de görülen a yüzey alanına sahip ve I akımı taşıyan bir elektrik düzlemsel akım halkası

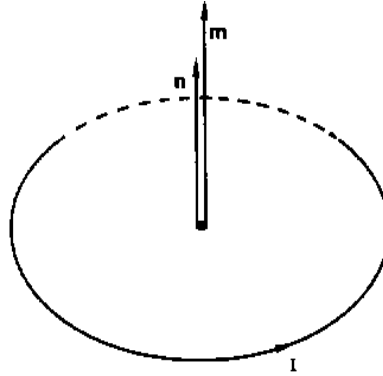
$$\mathbf{m} = I \mathbf{a} \mathbf{n} \quad (1.3)$$

ifadesiyle verilen bir $\mathbf{m}$ manyetik dipol momentine sahiptir. Burada halka düzlemini tanımlayan $\mathbf{n}$ birim vektörünün yönü akımın doğrultusu dikkate alınarak sağ el kuralı yöntemi ile bulunur.

Bir akım halkasına bir $\mathbf{B}_0$ dış manyetik alan uygulandığında $\mathbf{T}$ ile gösterilen bir tork $\mathbf{m}$ vektörünü manyetik alana paralel olacak şekilde yöneltmeye çalışır. Bu torkun değeri aşağıdaki ifade ile verilir

$$\mathbf{T} = \mathbf{m} \times \mathbf{B}_0 \quad (1.4)$$

dır .



Şekil 1.1. Akım Halkası ve Manyetik Dipol Momenti.

Bir çubuk (bar) mıknatısın manyetik dipol momentinin önemi şöyle açıklanabilir. Eğer bir bar mıknatısın kutupları ayrılabilseydi, Şekil 1.2' de gösterildiği gibi, bir $\mathbf{B}_0$ dış manyetik alanına yerleştirildiğinde, $\mathbf{F}_N$ ve $\mathbf{F}_S$ kuvvetlerinden etkilenecektir. Bu kuvvetler aşağıdaki gibi

$$\mathbf{F} = \pm |\phi| \mathbf{B}_0 \quad (1.5)$$

dış manyetik alana bağlıdır. Burada ϕ katsayısı manyetik kutup büyüklüğüdür ve kuzey kut- bu için pozitif ve güney kutbu için negatiftir. Bar mıknatısın manyetik dipol momentini şöyle tanımlanmıştır.

$$\mathbf{m} = 2 |\phi| \mathbf{d}_N \quad (1.6)$$

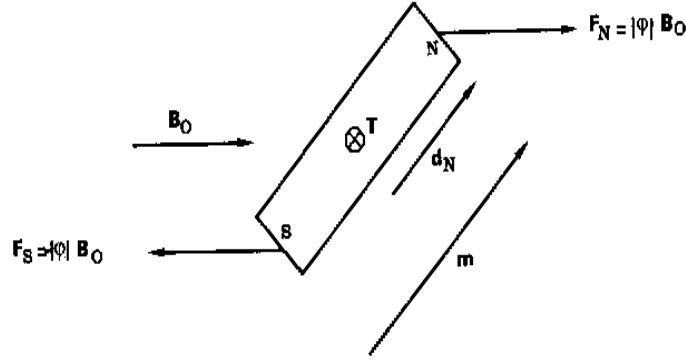
burada $\mathbf{d}_N$ bar mıknatısın merkezinden kuzey kutbuna yönelen vektördür.

Eşitlik 1.4 ile verilen tork akım halkasının düzlemini manyetik alanın çizgilerine dik olana kadar döndürür. Benzer bir şekilde, tork bar mıknatısını

manyetik indüksiyon çizgilerine paralel oluncaya kadar döndürür. Bu yönelmede, akım halkasının ya da bar mıknatısın E_p manyetik enerjisi, şöyle tanımlanmıştır,

$$E_p = - \mathbf{m} \cdot \mathbf{B}_0 \quad (1.7)$$

ve halkadan ya da bar mıknatısın kesitinden geçen manyetik akı maksimumdur.



Şekil 1.2. Bir Dış Manyetik Alanda Bir Bar Mıknatıs ve Manyetik Dipol Momenti

1.3. Mıknatıslanma ve Manyetik Duygunluk

Mıknatıslanma ($\mathbf{M}$) birim hacim başına manyetik momenttir.

$$\mathbf{M} = n \cdot \mathbf{m} \quad (1.8)$$

Burada n metre küp başına manyetik dipol momentlerin sayısı ve $\mathbf{m}$ de her momentin büyüklüğünü göstermektedir.

Eğer bir malzeme bir $\mathbf{B}_0$ dış manyetik indüksiyonuna ya da bir $\mathbf{H}$ dış manyetik alanı içine konulursa $\mathbf{B}_{iç}$ manyetik indüksiyonu

$$\mathbf{B}_{iç} = \mathbf{B}_0 + \mu_0 \mathbf{M} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (1.9)$$

ifadesi ile hesaplanır. Burada demagnetizasyon etkileri ihmal edilmiştir ve bundan dolayı $\mathbf{H}_{iç}$ yaklaşık olarak $\mathbf{H}$ alınmıştır. Bir diamagnetik ya da paramagnetik malzeme için eşitlik 1.1 ve 1.9 birleştirilerek $\mathbf{B}_{iç}$ 'in elenmesiyle, mıknatıslanma için

$$\mathbf{M} = (\mu_r - 1) \mathbf{H} = \chi \mathbf{H} \quad (1.10)$$

elde edilir. 1.10 eşitliğinde $(\mu_r - 1)$ bağlantı katsayısı boyutsuz olan ve hacim duygunluğu olarak bilinen χ manyetik duygunluğunu tanımlar. Bu parametre bir malzemenin mıknatıslanma kolaylığının bir ölçüsüdür.

Paramagnetik malzemeler için manyetik duygunluğun sıcaklık bağımlılığı Curie yasasına uyar. Yani;

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (1.11)$$

Burada C Curie sabiti ve T mutlak sıcaklıktır.

1.4 Histeri Çevrimi

Manyetik kayıt teknikleri yumuşak ve sert manyetik malzemelerin her ikisini de kullanır. Yumuşak, orta ya da sert manyetik malzemelerin herhangi birisinin karakteristik özellikleri malzemenin histeresiz çevrimi (B, H) ile tasvir edilir.

Bir ferromagnetin mıknatıslanmasının kaynağı birçok domende atomik manyetik moment- lerinin toplam yönelmesidir. Her bir domenin manyetik momentlerinin magnette bir bütün olarak yönelmesi gerekli değildir. T_c Curie sıcaklığının üzerinde atomik manyetik momentler termal ajitasyondan dolayı dinamik ve random olarak yönelmişlerdir, ve ferromagnet bir para- magnet olur. Bir ferromagnetin duygunluğu modife edilmiş bir Curie yasası olan Curie-Weiss yasasına uymaktadır.

$$\chi = \frac{C}{(T - \theta)} \quad (1.12)$$

Burada θ paramagnetik Curie sıcaklığıdır. Deneysel olarak bulunmuştur ki ferromagnetik malzemelerde θ T_c 'den bir miktar daha büyüktür. Curie sıcaklığının altında tek bir domen- deki manyetik momentler kuantize de-ğiş- tokuş etkileşiminden dolayı birbirlerine paralel ola- rak yönelmişlerdir. Çeşitli tek domenlerin sıfır olamayan manyetik momentleri bir $\mathbf{H}$ dış manyetik alan büyüklüğüne ferromagneti yerleştirerek yönlendirebilir. Ferromagnetik malze- medeki $\mathbf{B}_{iç}$ manyetik indüksiyonu

$$\mathbf{B}_{iç} = \mu_0 (\mathbf{H}_{iç} + \mathbf{M}) \quad (1.13)$$

ile verilir. Burada $\mathbf{H}_{iç}$ manyetik alanı $\mathbf{H}$ dış manyetik alanın ve $\mathbf{M}$ mıknatıslanmasındaki homojensizliklerden oluşan demagnetizasyon alanının toplamıdır.

Şimdi şekil 1.3.a ve 1.3.b deki gibi $\mathbf{H}$ dış manyetik alan içinde bulunan ve magnetik açıdan sert olan bir malzemenin genel karakteristiklerini anlatacağız, farklılıklarını daha sonra tartışacağız.

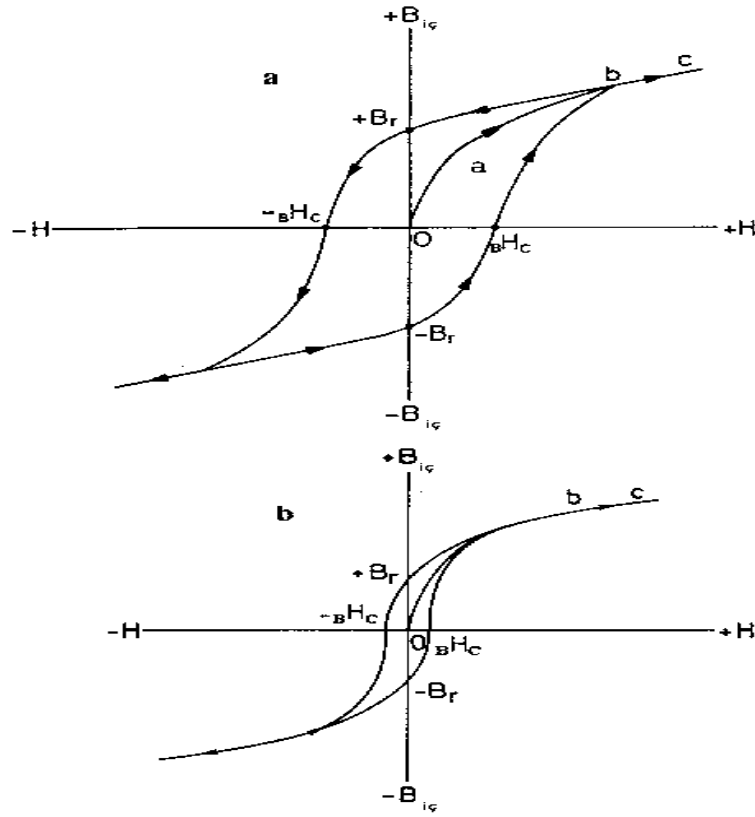
Bir elektromagnetin kutupları arasına ya da daha iyisi olan birim uzunluğu başına n sarım- lı olan sonsuz uzunluktaki bir solenoidin içine yerleştirilmiş ferromagnetik malzemenin bir ör- neğini ele alalım. Elektromagnet çalıştırıldığında ya da bir I akımı solenoidden geçtiğinde $H=n.I$ lık bir mıknatıslanma alan büyüklüğü uygulanır. $\mathbf{B}_{\text{çi}}$ manyetik indüksiyonu, $\mathbf{H}$ dış man- yetik alanına karşılık olarak, ferromanyetik malzemede oluşur. Eğer başlangıçta ferromagnet mıknatıslanmamışsa yani domenlerin manyetik momentleri random olarak yönelmişse $\mathbf{B}_{\text{ic}}$ manyetik indüksiyonu solenoidteki ya da elektromagnetteki akım yavaşça artırıldığında, şekil 1.3.a’ daki Oa eğrisini takip eder. Uygulanan alan sıfır olduğunda $\mathbf{B}_{\text{çi}}$ ’ in büyüklüğünün artış oranı malzemenin μ_i başlangıç geçirgenliğini tanımlar,

$$\mu_i = \frac{dB_{\text{ic}}}{dH_{\text{ic}}} = \mu_0 + \frac{dM}{dH_{\text{ic}}} \quad (1.14)$$

Başlangıç (ilk) relatif geçirgenliği bundan dolayı μ_i / μ_0 ’dır. Sonuçta şekil1.3.a’daki b nok- tasında ferromagnet doyuma ulaşmıştır (sature olmuştur) ve domenlerin manyetik momentlerinin hepsi yönlendirilmiştir. Uygulanan $\mathbf{H}$ manyetik alanının daha fazla artışı, mıknatıslanmada daha fazla artışı sağlayamaz. Şekil 1.3.a’daki b noktasından sonraki $\mathbf{B}_{\text{çi}}$ ’teki artış eşitlik 1.13’teki $\mu_0 \mathbf{H}_{\text{ic}}$ teriminden dolayıdır. Şekil 1.3’deki eğrinin bc lineer kısmı boş uzayın μ_0 geçirgenliğine eşit olan bir pozitif eğime sahiptir. Bir sert manyetik malzemede, büyük bir $\mathbf{H}$ manyetik alan şiddeti saturasyon mıknatıslanmasını üretmek için gereklidir. Yumuşak ve sert manyetik malzemeler karakteristik olarak kıyaslanabilir saturasyon indüksiyonlarına sahiptirler.

Uygulanan $\mathbf{H}$ büyüklüğündeki alan yavaşça düşürüldüğünde, $\mathbf{B}_{\text{çi}}$ manyetik indüksiyonu da azalır fakat malzemenin başlangıç mıknatıslanması boyunca üretilen şekil 1.3.a’ daki baO eğrisini takip etmez. Eğer bir manyetik malzeme saturasyona mıknatıslanmışsa, uygulanan alan sonuçta sıfıra indirildiğinde, manyetik indüksiyon pozitif kalır. Bir ferromagnetin satu- rasyona ilk mıknatıslanmasından sonra elde

edilen B_r değerine kalıcı (remanans) manyetik indüksiyon denir. Şekil 1.3.a ve b'ye bakınız. Ferromagnet kalıcı magnet olmuştur. Eğer daha sonra uygulanan H alanı ters yönde arttırılırsa $B_{iç}$ manyetik induksiyonu $-B_H_C$ giderici alanda sıfıra ulaşincaya kadar azalmaya devam eder. Şekil 1.3.a ve b'nin 3. ve 4. bölgelerindeki $B_{iç}$, H eğrisi 1. ve 2. bölgelerdeki eğrinin merkez simetrisine göre yansımasıdır. Ortaya çıkan eğriye

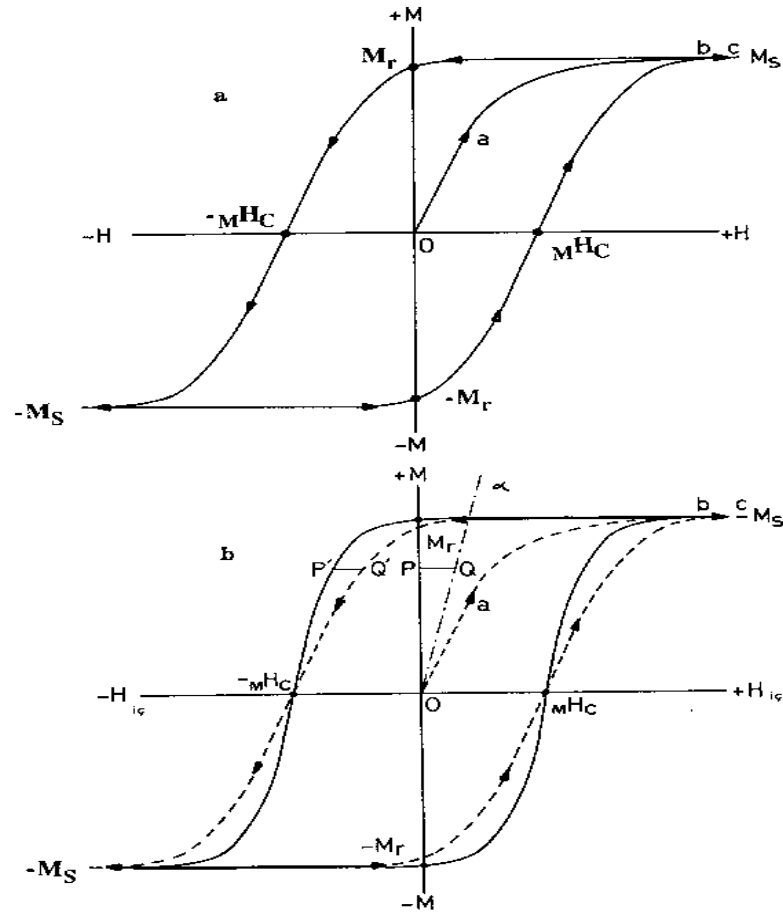


Şekil 1.3. $B_{iç}$ Manyetik İndüksiyonuyla, H Şiddetinde Olarak Uygulanan Manyetik Alanı a-) Sert Manyetik Malzemedeki b-) Yumuşak Manyetik Malzemedeki.

histerezis eğrisi denir. Yumuşak ve sert manyetik malzemeler, yumuşak bir manyetik malzeme için 0.2-100 A/m arasında ve bir sert manyetik malzeme için 200-2000 kA/m arasında olan çok farklı büyüklükteki giderici alanlarıyla birbirlerinden ayrılırlar.

M magnetizasyonunun uygulanan H alan büyüklüğüyle histeresiz eğriside şekil 1.4.a'da gösterildiği gibi çizilebilir. Bu eğrinin şekli ve özellikleri şekil 1.3'te

gösterilenlerle benzerdir. Böyle bir eğride diferansiyel manyetik duygunluk dM/dH ya da χ M ile H 'nın başlangıç magnetizasyonu sırasında Oa boyunca eğimidir. Birinci yaklaşıklıkla, uygulanan düşük alan- larda, yüksek alanlarda H 'ya bağılıyken, duygunluk H 'dan bağımsızdır. Relatif geçirgenlik de $\mu_r = 1 + \chi$ uygulanan yüksek alanlarda H 'ya bağımlıdır. Şekil 1.4.a'da gösterilen M ile H eğrisinde M b'de bir maksimuma ulaşır. Eğrinin bc kısmı şekil 1.3' teki magnetik induksiyon eğrisinin bc kısmından farklı olarak sıfır eğime sahiptir. Mıknatıslanmış malzeme uygulanan dış manyetik alandan kaldırılsa, şekil 1.4.a'da gösterildiği gibi $+M_r$ değerine anlık kısmi demagnetizasyonla gider. $-M_r$ H_C giderici alanın, şekil 1.3'teki $-B_C$ giderici alana benzemesi gerekmemektedir.



Şekil 1.4. Bir Ferromanyetik Malzemede Magnetizasyon M , a-) H Şiddetinde Uygulanan Bir Dış Manyetik Alanla, b-) H_{ic} Şiddetindeki İç Manyetik Alanla. $1/N_d$ $O\alpha$ Çizgisinin Eğimidir.

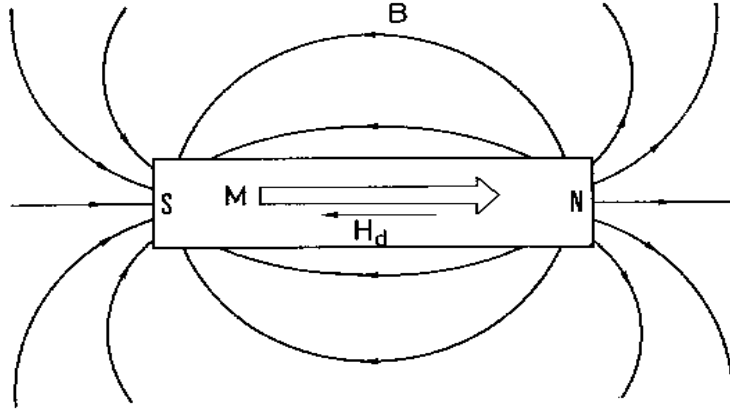
Demagnetizma etkisi, şekil 1.5’de gösterildiği gibi sıfır dış manyetik alanda bir bar mıknatısı ele alarak anlaşılır. Mıknatıs kuzey ve güney kutuplarına sahiptir ve $\mathbf{B}$ manyetik indüksiyonunun çizgileri mıknatıs dışından kuzeyden güney kutbuna gider. Mıknatısın kuzey ve güney kutuplarında bu çizgiler çubuğu (barı) mıknatıslamak için kullanılan uygulanmış alanın yönünü takip eder. Bundan dolayı magnetin içinde $\mathbf{M}$ magnetizasyonu güney kutbundan kuzey kutbuna yönelmiştir. Magnetin kutuplarınıninkiyle karşılaştırıldığında, magnetin yüzeyindeki mıknatıslanmanın normal bileşenin süreksizliğinden dolayı bar magnetin içinde magnetizasyon yönüne zıt olan bir yönde bir $\mathbf{H}_d$ demagnetizasyon alanı vardır. Bundan dolayı magnetin ürettiği $\mathbf{B}$ manyetik indüksiyonu

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{M} + \mathbf{H}_d) \quad (1.15)$$

ile verilir. $\mathbf{H}_d$ demagnetizasyon alanı magnetin şekline bağlıdır. Homojen olarak magnetize olan bir elipsoid için

$$\mathbf{H}_d = - N_d \mathbf{M} \quad (1.16)$$

ile ifade edilir. Burada, sıfırla bir arasında değişen N_b demagnetizasyon faktörüdür ve magnetin geometrisinin duyarlı bir fonksiyonudur. Demagnetizasyon alanı, eğer magnet bir $\mathbf{H}$ dış alanına yerleştirilmişse de vardır. Bundan dolayı şekil 1.4.a’ da gösterilen magnetizasyon histerezis eğrisini magnetin şeklinden bağımsız olacak şekilde değiştirmemiz gerekmektedir. Bu düzeltme eşitlik 1.16’nın $O\alpha$ düz çizgisi olarak çizildiği şekil 1.4.b’de gösterilmiştir. Magnetizasyonun her bir değeri için, demagnetizasyon alanı, P' noktasında H_{ic} düzeltilmiş değerini elde etmek için uygulanan dış alandan çıkarılan PQ yatay çizgi kısmı olarak verilir. Magnetizasyon histerezis eğrisi şekil 1.4.b’ de sürekli çizgiyle gösterildiği gibi H_{ic} manyetik alanının bir fonksiyonu olarak tekrar çizilebilir.



Şekil 1.5. Manyetik İndüksiyon, Magnetizasyon ve Bir Bar Mıknatıs İçin Demagnetizasyon Alanı.

Bir kalıcı magnet dış alandan çıkarıldığı zaman, magnete etkiyen tek alan $\mathbf{H}_d$ demagnetizasyon alanıdır. Bundan dolayı çıkarılmanın üzerine, $\mathbf{B}$ manyetik induksiyonu eşitlik 1.15'te verildiği gibi şekil 1.3'ün 2. bölgesinde magnetin şekliyle belirlenen bir noktaya azalarak ilerler. Histerezis eğrisinin bu kısmı demagnetizasyon eğrisi olarak bilinir. Pratik bir uygulama kalıcı bir magnet şekil 1.6' da gösterildiği gibi ikinci bölgedeki bir noktada çalışacaktır. Bu nokta eşitlik 1.15 ile ifade edilen demagnetizasyon eğrisinin kesişiminde ve aşağıdaki eşitlikle verilen OP düz çizgisindedir.

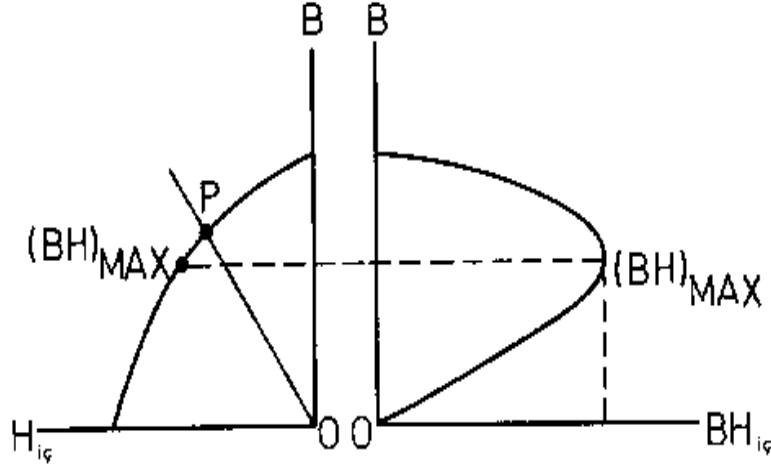
$$\mathbf{B} = \mu_0 (1 - N_b) \mathbf{M} = \mu_0 \left[\left(\frac{1}{N_d} \right) - 1 \right] \mathbf{H}_{iç} \quad (1.17)$$

($\mathbf{B}$, $\mathbf{H}$) histerezis eğrisinin içindeki alan direkt olarak enerjiye bağlı olan önemli bir büyüklüktür. Bir sert manyetik malzeme magnetizasyon alanından çıkarıldığında, $\mathbf{B}$ manyetik induksiyonuna sahip olan magnette enerji depolanır. Manyetik induksiyonda depolanan ρ_M manyetik enerji yoğunluğu

$$\rho_M = \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{BH}{2} \quad (1.18)$$

ile verilir. Eşitlik 1.18 BH çarpımının birim hacim başına bir enerji boyutuna sahip olduğunu gösterir. Şekil 1.3.a' da gösterilen histerezis eğrisinin alanı magnette depolanan enerji miktarına bağlıdır. Eğrinin 2. bölgesindeki herhangi bir noktadaki BH çarpımı magnetin enerji çarpımı olarak bilinir. Enerji çarpımı eğrinin 2. bölgesinde verilen herhangi bir nokta için bir maksimum değere sahiptir, şekil 1.6'

ya bakınız. Bu maksimum değer histerezis eğrisinin içinde kapsanabilecek maksimum alanlı dikdörtgene karşılık gelir. Maksimum enerji çarpımı kalıcı magnet için bir değer figürüdür.



Şekil 1.6. Bir Magnet İçin Demagnetizasyon ve B' nin BH Eğrileriyle Değişimi.

Yumuşak bir magnetik malzeme durumunda, şekil 1.3.b'de gösterildiği gibi, aşağıdaki örnekte görülebileceği gibi, histerezis eğrisinin alanı farklı bir öneme sahiptir. Ortalama r yarıçaplı ve A kesit alanlı yumuşak bir manyetik çekirdeğin etrafında N sarımı yapılmış olan ince bir troid indüktör şekil 1.7'de gösterilmiştir. Bu sarımda bir $I_{(t)}$ elektrik akımı çekirdekte $H_{(t)} = NI_{(t)}/(2\pi r)$ lik bir manyetik alan büyüklüğü oluşturur. Faraday yasasından terminallerin arasındaki voltaj

$$V_{(t)} = I_{(t)} R - N A dB_{(t)} / dt \quad (1.19)$$

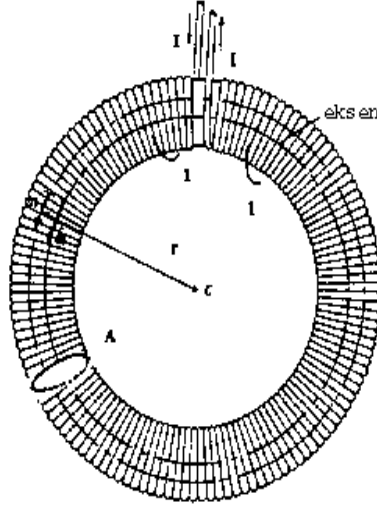
burada R sarımların resistansıdır ve $B_{(t)}$ çekirdekteki $H_{(t)}$ 'nin manyetik indüksiyonudur. τ periyotlu bir histerezis devri boyunca harcanan güç

$$P = \int_{t=0}^{\tau} I_{(t)} V_{(t)} dt = \int_{t=0}^{\tau} I_{(t)} [I_{(t)} R - N A dB_{(t)} / dt] dt \quad (1.20)$$

ile verilir. Eşitlik 1.20'nin sağındaki ilk terim genelde Joule etkisi denilen ohmik resistandan dolayı oluşan enerji ve ya ısı kaybıdır ve ihmal edilebileceği kabul edilecektir. Eşitlik 1.20' deki ikinci terim

$$P = 2\pi r A \int H_{(t)} dB \quad (1.21)$$

şeklinde tekrar yazılabilir. Eşitlik 1.21’de integralin önündeki faktör çekirdeğin hacmidir ve integral histerezis eğrisinin alanıdır. Bundan dolayı, histerezis eğrisinin alanı çekirdeğin birim



Şekil 1.7.Yumuşak Manyetik Çekirdeğin Etrafında Sarımlı Bir İnce Toroid İndüktör.

hacmi başına, devir başına enerji kaybıdır. Mühendisliğin hedefi küçük alanlı histerezis eğrisi- ne sahip olan yumuşak manyetik malzeme cihazı dizayn etmektir. Kullanışlı bir yumuşak manyetik malzeme büyük bir saturasyon manyetik indüksiyonu ve küçük alanlı histerezis eğrisi sağlayan küçük bir giderici alan gösterir. Böyle bir cihazın bir okuma yazma kafası ola- rak kullanımı enerji kaybını ve bundan dolayı termal kaybı minimize eder.

1.5 Manyetik Anizotropi Sabitleri

Verilen bir malzemede magnetizasyonun tercihli yönleri olması magnetokristalin anizotropisinden dolayıdır. Magnetokristalin anizotropinin kaynağı kübik olmayan kristallerde manyetik momentler arasındaki dipolar etkileşmeden ve spin-orbit ve değiş-tokuş etkileşimlerinden dolayı elektronik spinler ve kristal simetri arasındaki kompleks etkileşmeden dolayıdır.

İki manyetik dipol moment arasındaki etkileşim enerjisi uzaklıklarının ve moment yönüyle ve momentleri birleştiren çizgi arasındaki açının bir fonksiyonudur. Kübik olmayan bir kristalde, kristaldeki bütün dipol etkileşimleri temsil eden manyetik dipol enerji kristaldeki magnetizasyonun yöneliminin bir fonksiyonudur. Dipol magnetokristalin anizotropi manyetik sistemin dipol enerjisini minimize etmeye olan eğiliminden dolayıdır.

Bir kübik ya da tek eksenli kristalde, bir elektronun orbital açısal momentumu ya da bir elektron topluluğu örgü yerinin simetrisiyle belirlenen, yönsel karakteri olabilir. Aynı zamanda bir elektronun spin ve orbital açısal momentumu arasında bir eşleşme (kupling) ve spin momentleri arasında değiş-tokuş etkileşmesi vardır. Bundan dolayı kristalin enerjisi, elektronların toplam açısal momentumuna ve kristal eksenine göre spin momentlerinin yönelmesine bağlıdır.

Bir ferromagnetik malzemede, bir dış alanın yokluğunda, manyetik moment minimum serbest enerjiyi sağlayan kristalografik yönde yönelmiştir. Bu yöne magnetizasyonun kolay ekseni denilir. Bundan dolayı bir manyetik malzemenin toplam serbest enerjisi malzemenin kristalografik eksene göre aldığı yöne bağlıdır. Bu magnetokristalin serbest enerjiye genellikle magnetik anizotropi denir ve basit sinüs ve cosinüs fonksiyonlarıyla ifade edilir. Dörtgen ya da altıgen bir kristal için, bu magnetokristalin anizotropi enerji birinci ve ikinci dereceden terimlerle sınırlandırılmıştır ve

$$E_a = V (K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta) \quad (1.22)$$

ifadesi ile verilir. Burada V kristalin hacmidir ve θ magnetizasyon yönü ve kristalin ana kristalografik ekseni ve magnetizasyon yönü arasındaki açıdır. Serideki daha ilerde olan terimler çift kuvvetler halindedir; çünkü enerji terimleri θ ' ya göre simetrik olmalıdır. Genelde sadece serinin ilk iki terimi önemlidir ve ya daha doğru bir biçimde ölçülebilir. Anizotropi sabitleri makroskopik manyetik anizotropiyi gösterir ve manyetik anizotropinin fiziksel kaynağıyla direkt bir ilişkisi yoktur.

Eğer magnetizasyon en azından üç-katlı simetrinin bir ekseni boyunca olması gereken kolay magnetizasyon yönüne yakınsa, manyetik anizotropi, anizotropik alan

denilen görünür bir H_a manyetik alan büyüklüğünden dolayı olduğu tasvir edilebilir ve

$$\mathbf{H}_a = \frac{2K_1}{(\mu_0 M_s)} \quad (1.23)$$

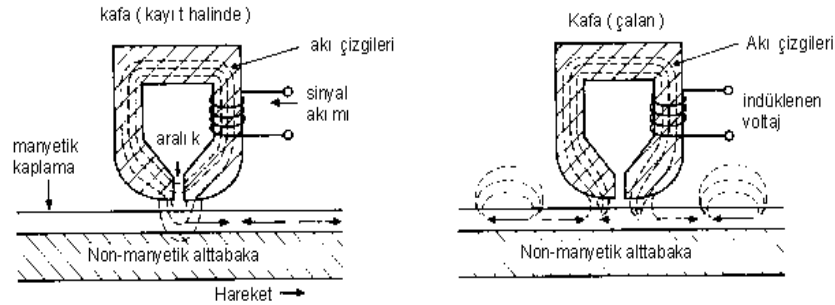
ile verilir. Anizotropi alanı, bir K_1 anizotropi sabiti olduğunda magnetizasyonu döndürmek için gereken alandır.

İKİNCİ BÖLÜM

2. DİJİTAL MANYETİK KAYIT

2.1. Giriş

Manyetik kayıtın temel fikri şekil 2.1’de gösterilmiştir. Yumuşak manyetik malzemeden bir kafa bir yarı-sert manyetik kaplamaya (kayıt tabakasına) göre hareket etmektedir. Kafa bobinine bir sinyal akımıyla enerji verilmiştir ve sonuçta aralıktan bir akı geçer. Aralığa yakın olan alan kayıt tabakasını mıknatıslayacak kadar yüksektir. Yazılan magnetizasyon desenleri depo edilen bilgiyi temsil eder. Bu bilgiyi kafayı tekrar kayıt tabakası boyunca hareket ettirerek okunabilir. Kaplamadaki magnetizasyondan çıkan akı yumuşak-manyetik kafa çekirdeğinden geçer ve bir geri okuma (çalma) voltajı bobinde indüklenir.

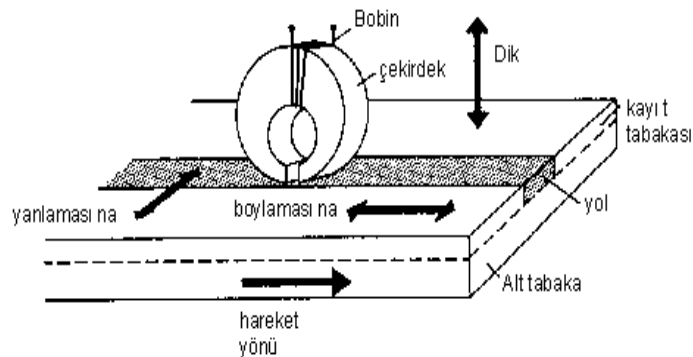


Şekil 2.1. a-) Bilgiyi Yazmak İçin Bir Halka Kafanın Bobinine Uygulanan Bir Sinyal Akımı. **b-) Okuma** Kaplamadan Çıkan Akının Kafa Bobininde İndüklediği Voltajı Ölçerek Yapılır.

Şekil.2.2 bir kayıt konfigürasyonunun şematik bir üç boyutlu diyagramını göstermektedir. Boylamasına yön transport yönüne (i_x) karşılık gelir.

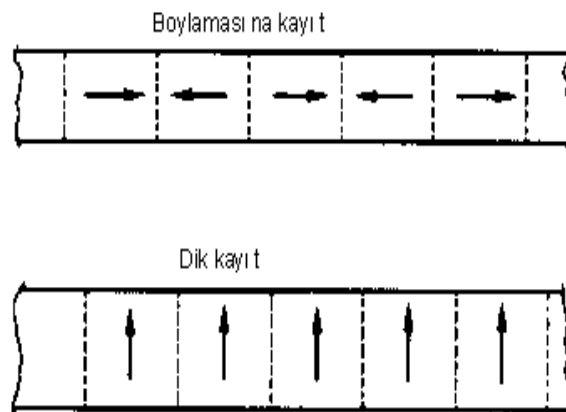
Yanlamasına olan yön (i_z) ortamın düzleminde boylamasına olana diktir. Dik yön ise alttabakaya diktir.

Dijital manyetik kayıta depolanan data bilgisayarı temsil eden bit denilen bir ve sıfırlardan oluşur. Dijital bilgisayarı birimlerini depolamak için çeşitli yollar vardır. Sabit pozisyonlarda magnetizasyon yönleri arasında olası geçişlerle ortamın iki yönde sature olduğu metod en yaygın olanıdır. Şekil.2.3 geçişlerin iki farklı durumunu gösterir. İlk olarak düzlem anizotropili bir kaplamada boylamasına kayıt. İkinci olarak dik anizotropili manyetik bir kaplamada dik kayıt. Dijital manyetik kayıt sistemlerinin çoğu bir indüktif halka-tipi kafa kullanan boylamasına kayıt kullanmaktadır. Burada daha çok boylamasına kayıt metoduyla ilgileneceğiz.



Şekil 2.2. Manyetik Kayıta Karşılaşılan Yönler.

Kayıt yoğunluğunun sınırlarını anlamak için geometri ve bir geçişin okuma ve yazmasında yazma akımı gibi kayıt parametrelerinin etkisini bilmek gereklidir.



Şekil 2.3. Dik Ve Boylamasına Kayıta Elde Edilen Geçişler.

Şekil 2.4 bir halka kafa boylamasına bir geçiş karşısında hareket ettirerek elde edilen bir çıkış pulsunun tipik bir örneğini gösterir. Kafanın dış sınırları boylamasına yönden uzaktır. Aralığın geçişten uzak olduğu durumda kayıt tabakasında çıkan bütün akı kafanın öndeki yarısına girer. Akı sürükleyici yarıya kılavuzlanır ve kafa bobininden geçer. Bu durum aralık geçişe ulaşıncaya kadar değişmez. Bu olmadan önce, akının zamana göre türevine ($d\phi/dt$) bağlı olan, çıkış voltajı sıfır olacaktır. Bobinden geçen ϕ akısı aralığa yakın bölgeye girdiği zaman değişecektir. Kafanın sürükleyici kısmı akının bir kısmını direkt olarak alacaktır ve bobinden geçen akı, geçişin yönü tamamen ters oluncaya kadar azalır. Akı değişir ve sonuç olarak çıkış voltajı şekil 2.4'te gösterildiği gibi bir (atma) şeklindedir. Bir atmanın önemli parametreleri yarı yükseklikteki genişlik (PW_{50} , [m]), maksimum değer (A_{0-p}) ve argumanın sıfır değerine karşı gelen pik voltajı [V]) dır.

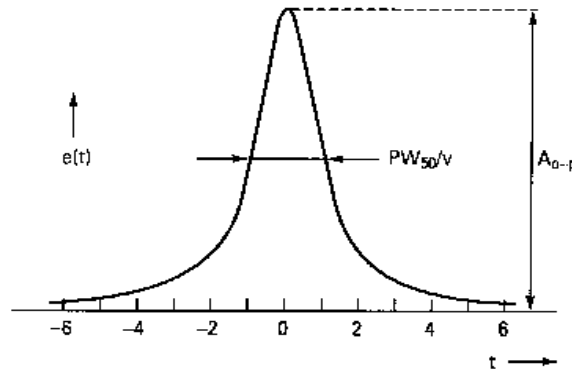
Daha yüksek bir voltaj geri okuma üzerine geçişi daha kolay hatırlamayı sağlar ve PW_{50} ' nin küçük bir değeri, komşu geçişlerden girişim olmadan geçişlerin daha yakın olmasını sağlar. PW_{50} ' nin değeri aralık uzunluğuna (g), kafa-ortam uzaklığına (d), ortam kalınlığına (δ) ve bir geçişin genişliğine (a) bağlıdır. g, d, δ ve a'nın büyük değerleri daha büyük bir PW_{50} ' ye karşılık gelir. Belirli bir kafanın ortama göre hızında A_{0-p} pik yüksekliği, kayıt tabakasının M_r remanansına, δ kalınlığına, η kafa etkinliğine ve PW_{50} ' nin değerine bağlıdır. A_{0-p} ve PW_{50} arasındaki ilişki, aşağıdaki gibi verilen, çıkış voltajının bir türeviyle anlaşılabilir:

$$V_{(t)} = -N \frac{d\phi}{dt} \quad (2.1)$$

ifadesinin zamana (t) göre integrasyonu g, d ve a'dan bağımsız olan

$$\int V_{(t)} dt = -N \Delta\phi \alpha A_{0-p} PW_{50} \quad (2.2)$$

bu ifadeyi verir. Bundan dolayı pik değeri PW_{50} 'nin artmasıyla azalacaktır.



Şekil 2.4. Bir Halka Kafayla Bir Boylamasına Geçiş Okumada Bulunan Tipik Bir Atma Şekli.

2.2. Malzeme Özellikleri

Uygun kayıt sonuçları elde etmek için kayıttın ve kafa malzemelerinin yeterli özelliklere sahip olması gerekmektedir. Yukarıdaki tartışmadan yola çıkarak kafa malzemelerinin ve kayıt tabakalarının istenilen manyetik özellikleri hakkında genel hükümler verilebilir. Yumuşak manyetik kafa malzemeleri akıyı kayıpsız kılavuzlamaları için yüksek bir relatif geçirgenliğe (μ_r) sahip olmalıdırlar. Yüksek bir B_s saturasyon magnetizasyonu kafa malzemesinin saturasyonu olmadan yazmak için yeterli alan üretmek gerekmektedir. Diğer önemli özellikler B_r (remanans), gidericilik ve magnetostriksiyondur (magnetik sıkışma). Gidericiliğin ve remanansın yüksek değerleri kalıcı alan tarafından silinmesine eğilimlidir. Magnetostriksiyon mekanik güçler ve kafa mıknatıslanması arasında eşleşmeyi sağlar. Bu geri-okuma üzerinde istenmeyen gürültüye (‘sürtme gürültüsü’) neden olabilir.

Sert manyetik kayıt malzemelerinin gidericilikleri yabancı alanlar tarafından silinmeyi ve demagnetizasyonu engelleyecek kadar yüksek fakat kafa alanıyla kayıt yapabilecek kadar düşük olmalıdır. Yüksek bir remanans magnetizasyonu uzun bir sinyal değeri için gereklidir. Magnetizasyonun temel birimleri (fine particles=parçacıklar) küçük olmalıdır. Büyük birimler bir geçişin tanımını düşüreceklerdir ve yazılan magnetizasyonun istatistiksel doğasının neden olduğu gürültüye katkıda bulunacaktır.

2.3. Maxwell Eşitlikleri

Maxwell eşitlikleri manyetik kayıta karşılaşılan sanki statik (quasi statik) elektromanyetik alanları tasvir eder. Temel magnetostatik eşitlikleri

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} \quad (\nabla \cdot \mathbf{j} = 0) \quad (2.3)$$

ve

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.4)$$

Bu ifade tek manyetik kutup yoktur anlamına gelir. Bir malzemede mıknatıslanma $\mathbf{M}$, manyetik alan, $\mathbf{H}$, ve manyetik akı yoğunluğu, $\mathbf{B}$, arasındaki ilişki

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.5)$$

ile verilir. Ya da $\mathbf{M}$ ve $\mathbf{H}$ arasında lineer bir ilişki olması durumunda

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \quad (2.6)$$

burada $\mathbf{H}$: manyetik alan büyüklüğü $[A/m]$, $\mathbf{B}$: manyetik akı yoğunluğu $[Wb/m^2]$, $\mathbf{j}$: akım yoğunluğu $[A/m^2]$, $\mathbf{M}$ magnetizasyon $[A/m]$, μ_0 : boş uzayın geçirgenliği $[Wb/A.m]$ ve μ_r : relatif geçirgenlik birimleriyle ifade edilir.

Önceki eşitliklerden $\mathbf{B}$ manyetik akı yoğunluğunun kaynaklarının akım ve magnetizasyon olduğu ortaya çıkar.

2.3.1. Skalar Potansiyelin Uygulamaları

Manyetik alanlar genelde bir potansiyel dağılımıyla tasvir edilirler. $\mathbf{j} = 0 \rightarrow \nabla \times \mathbf{H} = 0$ olan bölgelerde magnetik alanı, $\mathbf{H}$, için şu yazılabilir:

$$\mathbf{H} = - \nabla \psi \quad (2.7)$$

Burada ψ skalar potansiyeldir. Uygun sınır koşullarını kullanarak magnetostatik eşitliklerinin çözümü alanları verir.

2.3.2. Sınır Koşulları ve Maxwell Denklemlerinin İntegral Formülasyonu

Maxwell denklemleri genellikle integral formlarıyla kullanılırlar. Bazı önemli sınır koşulları bu eşitlikleri takip eder.

a) Manyetik alanın teğet bileşeni H_t

$\mathbf{H}$ manyetik alanı için

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j} \rightarrow \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = I \quad (2.8)$$

yazılabilir. Hiçbir akımın olmadığı bir bölgede alanın H_t teğet bileşeninin sürekli olduğunu bulabiliriz. Şekil 2.5 bunu ispat etmek için kullanılan integral yolunu gösterir. İntegral yolunun S yüzeyine dik olan kısmı boyunca olan katkılar ihmal edilebilir.

Bir sonuç olarak sonsuz olarak geçirgen bir bölgeden (kafa yüzeyi) gelen alan (akı) her zaman yüzeye dik gelecektir çünkü içerdeki alan sıfırdır.

İntegralle verilen potansiyel farkı

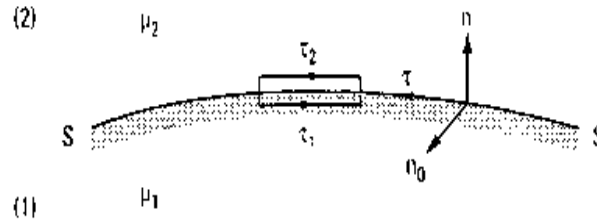
$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \Delta \psi \quad (2.9)$$

dır ve bir potansiyel farkı bir halka kafa için N dönüşlü bir bobine I akımı uygulandığı durum- da NI magnetomotiv kuvvete eşittir. Bu bir kafanın alanı ve etkinliğini hesaplamak için sonra uygulanacak olan önemli bir bağıttır.

b) Akı yoğunluğunun normal bileşeni B_n

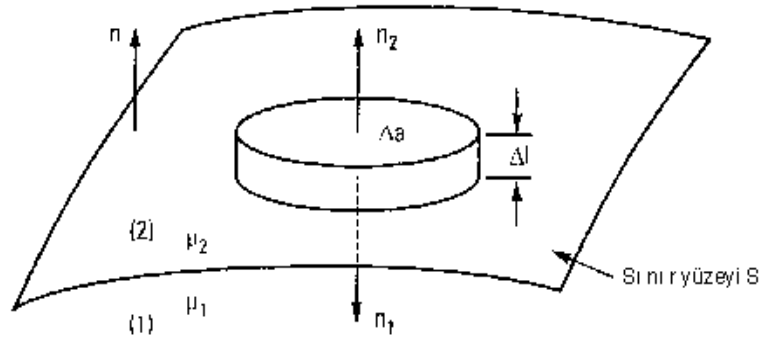
$\mathbf{B}$ akı yoğunluğu için Gauss teoremini kullanabiliriz

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{B} \, dv = \oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} = 0 \quad (2.10)$$



Şekil 2.5. H_t ' nin Sürekli Olduğu Sınır Koşulunu Çıkarmak İçin Kullanılan İntegral Yolu.

Şekil 2.6 daki hap biçiminde olan kutu B_n 'in normal bileşeninin sürekli olduğunu ifade eden $\mathbf{B}$ için sınır koşullarını ispatlamak için kullanılmıştır. Kutunun küçük yanlarını integrale katkısı ihmal edilebilir ve $\mathbf{B}$ 'nin her iki bölgedeki normal bileşeni aynı olmak zorundadır. Bu bağıntı bir kafaının maksimum alanını hesaplamak için ve kafa malzemesinin saturasyon magnetizasyonunu hesaplamak için kullanılacaktır.



Şekil 2.6. B_n 'nin Sürekli Olduğu Sınır Koşulunu Elde Etmede Kullanılan İntegrasyon.

2.4. Manyetik Kafa Parametreleri

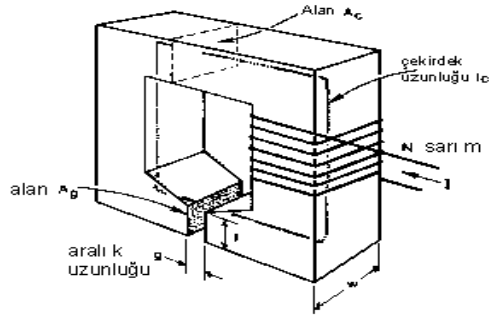
Önceki bölümdeki ifadeler kafa etkinliği, kafa alanı ve maksimum alan büyüklüğü için bağıntıları çıkarmakta kullanılacaktır.

2.4.1. Alan Etkinliği

Bir kafanın alan etkinliği şöyle tanımlanmıştır:

- aralığa ulaşan potansiyel fraksiyonu
- bobine ulaşan sinyal akısının fraksiyonu

% 100 etkinlik bobinde üretilen bütün magnetomotiv kuvvet (MMF) aralığa ulaşmaktadır ve bir kayıt tabakasından bütün akı bobine ulaşmaktadır ve sinyale katkıda bulunmaktadır anla- mına gelir. Şekil 2.7 bizim hesaplamalarımızda kullanılan geometriyi gösterir. Kafa N sarıma, l_c çekirdek uzunluğuna, g aralık uzunluğuna, l boyunduruk (eşik) yüksekliğine, A_c alanına, A_g aralık alanına ve çekirdek genişliğine sahiptir.



Şekil 2.7. Kafa Alanının (H) ve Etkinliğin (η) Hesaplanması İçin Şematik Kafa Geometrisi.

Manyetik alan için olan formülü kullanarak çekirdek boyunca integrali bulabiliriz.

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = N I = H_c l_c + H_g g \quad (2.11)$$

bu etkinlik için

$$n = \frac{H_g \cdot g}{H_c l_c + H_g g} \quad (2.12)$$

ifadesini verir. Bu eşitliği H_c 'yi elemek için çekirdekteki akının korunumunu kullanarak tekrar yazarsak

$$B_c A_c = \mu_0 H_g A_g \quad (2.13)$$

Şekil 2.7'deki idealize edilmiş kafa için etkinlik ifadesini buluruz.

$$\eta = \frac{\frac{g}{A_g}}{\frac{g}{A_g} + \frac{l_c}{(\mu_r A_c)}} \quad (2.14)$$

Çekirdek malzemenin sonsuz geçirgenlikli μ_r uç durumunda η 'nın beklendiği gibi %100'e yaklaştığı görülür. Gerçekçi bir kafanın etkinliğinin hesaplanması için kafa geometrisinin detaylarında hesaba katılmalıdır.

2.4.2. Bir Halka Kafanın Kafa Alanının Büyüklüğü

Bir halka kafanın aralığındaki alan NI 'ya eşit olan MMF (magnetomotiv kuvvet) ile belirlenir. Şekil 2.7'de gösterilen geometriyi kullanarak, önceki eşitliklerden 2.11'den 2.14'e H_g derin aralık alanını çözeriz.

$$H_g = \frac{NI}{g + \frac{l_c A_g}{(\mu_r A_c)}} = \frac{NI}{g} \eta \quad (2.15)$$

Çekirdek malzemesinin μ_r sonsuz geçirgenlik uç durumunda H 'nın NI/g 'ye yaklaştığını buluruz. Daha gerçekçi bir kafa için detaylı geometri hesaba katılmalı ve alan genellikle daha düşük olacaktır.

2.4.3. Maksimum Alan Büyüklüğü $H_{\max}$

Aralıktaki maksimum alan kafa malzemesinin saturasyon magnetizasyonu ile sınırlanmıştır. Şekil 2.7'deki geometriyi ve aralıkta B_n 'in sürekli olmasını kullanarak $B_c = B_g$ elde edilir.

$$\mu_0 = (H_c + M) = \mu_0 H_g \quad (2.16)$$

$H_c \ll H_g$ 'yi kullanarak

$$H_{\max} \approx M \quad (2.17)$$

Pratikte bu değere genellikle ulaşılmaz çünkü kafa çekirdeğindeki saturasyon fenomeni bunu önler.

2.5. Reciprocity (Karşılıklılık) Teoremi

Bir kafanın çıkış voltajı genellikle karşılık bağıntısı kullanılarak hesaplanır. Bu ifade ortamda $\mathbf{H}$ kafa alanıyla $\mathbf{M}$ magnetizasyonu ve kafa çekirdeğinde akı

arasındaki ilişkiyi verir. Akı $\mathbf{H} \cdot \mathbf{M}$ 'ye bağlıdır ve çıkış pulsinin büyüklüğü ve şekli bu vektörlere bağlıdır. Karşılık bağıntısı, bir diğerine bağlı bir bobinin akısını gösteren m bağlantı faktörünün ters durumunda da aynı olduğunu söyleyen karşılıklı indüksiyon prensibini uygulayarak, çıkarılabilir. m katsayısına karşılıklı indüksiyon katsayısı denir. Bobinlere bağlı olan akı $\phi_I = m I_{II}$ ve $\phi_{II} = m I_I$, I ve II indisleri 1. bobini ve 2. bobini gösterdiklerinden dolayı kullanılmıştır. Okuma prosesi boyunca kafa bobini 1. bobindir ve ortam magnetizasyonu şekil 2.8'de gösterildiği gibi bir akım halkasından dolayı 2. bobin olarak düşünülmüştür. Kafa bobininden 'ortam' bobinine akı

$$d\phi_M = \mu_0 \mathbf{H} \cdot d\mathbf{A} \quad (2.18)$$

$$\mu_0 \mathbf{H} \cdot d\mathbf{A} = m I_{bobin} \quad (2.19)$$

ile verilir. Bu m katsayısını sağlar.

$$m = \mu_0 (\mathbf{H} \cdot d\mathbf{A}) / I_{bobin} \quad (2.20)$$

karşılıklı indüksiyon prensibine göre kafaya bağlı akı

$$d\phi_{kafa} = \mu_0 (\mathbf{H} \cdot d\mathbf{A}) \frac{I_M}{I_{bobin}} \quad (2.21)$$

I_M bir M magnetizasyonu sağlayan hayali bir halkadaki akıdır.

$$\mu = I_M d\mathbf{A} = \mathbf{M} dV \quad (2.22)$$

yazabiliriz. Son iki ifadeyi kombine ederek ve V hacmi üzerinden integral alarak

$$\phi_{(t)} = \mu_0 \int_V \mathbf{h} \cdot \mathbf{M} dV \quad (2.23)$$

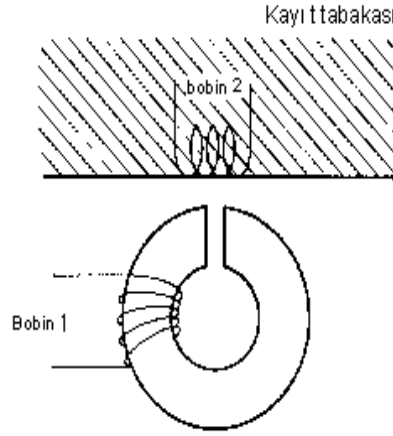
$\mathbf{h}$ normalize kafa alanıyla:

$$\mathbf{h} = \mathbf{H} / I_{bobin} \quad (2.24)$$

önceki eşitlikte skalar çarpım

$$\mathbf{h} \cdot \mathbf{M} = h_x M_x + h_y M_y + h_z M_z \quad (2.25)$$

olarak yazılabilir. Boyuna kayıta M_y ve M_z sıfırdır ve alanın x-bileşeni en önemli olanıdır. Dik kayıta M_x ve M_z sıfırdır ve alanın y-bileşeni göz önüne alınmalıdır. Karışık oldukları durumda M_x ve M_y 'nin çıkış dalga formları puls şeklinin elde edilmesi için superpozisyon edilmeleri zorunludur.



Şekil 2.8. Karşılık Teoreminde Kullanılan Geometri.

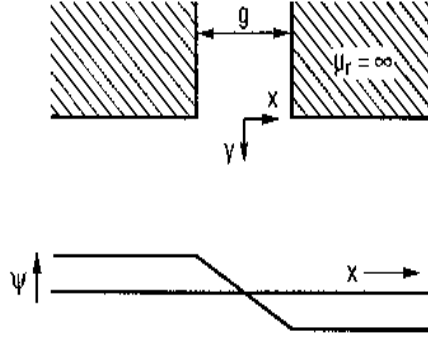
2.6. Bir Halka Kafanın Alanının Karlqvist Yaklaşımı

Bir kafanın manyetik alanının şekli Maxwell eşitlikleri kullanılarak elde edilebilir. Bu denklemler kafanın geometrisini hasaba katarak aralığın önündeki alan için çözümlenmelidir. Genelde bu eşitlikler kolaylıkla çözülemez. Numerik metodlar genellikle detaylı sonuç elde etmek için uygulanır. Bazı durumlarda bir çözüm basitleştirilmiş kafa geometrisine bir Schwartz-Christoffel transformasyonu uygulayarak mümkün olur. Genellikle Karlqvist tara-fından bulunan basit bir ifade kullanılır. Bu çözüm için şekil 2.9’ da $y = 0$ boyunca kafa yüze-yinde bir potansiyel kabul edilmiştir. Aralık uçlarındaki potansiyel farkı $H_g \cdot g$ ’ye eşittir ve aralık uçlarında lineer olarak değişir.

Temel eşitlik $\mathbf{H} = - \nabla \psi$ ’ dir. $\nabla \cdot \mathbf{B} = \mu_0 \nabla \cdot (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = 0$ ve $\mathbf{M} = 0$ ile kombine edildiğin- de Laplace denklemini elde ederiz.

$$\nabla^2 \psi = 0 \quad (2.26)$$

Denklemleri çözdükten sonra Karlqvist kafa alanının formüllerini elde ederiz:



Şekil 2.9. Kafa Alanının Karlqvist Çözümü İçin Kabul Edilen Potansiyel.

$$H_x = \frac{H_g}{\pi} \left(\arctan\left(\frac{g/2+x}{y}\right) + \arctan\left(\frac{g/2-x}{y}\right) \right) \quad (2.27)$$

$$H_y = -\frac{H_g}{2\pi} \ln \frac{(g/2+x)^2 + y^2}{(g/2-x)^2 + y^2} \quad (2.28)$$

x ve y alanlarının şekli şekil 2.10’da gösterilmiştir. H_x ’ in maksimumu aralığın orta- sından daha yukarıdadır. H_x kafa malzemesinin sonsuz geçirgenliğinden dolayı kafa yüzeyi yakınlarında sıfıra yaklaşır. Kafa malzemesinde teğet bileşen H_t sıfırdır ve sınır koşulu da kafanın dışında H_x ’ in sıfır olduğunu gösterir.

2.7. Bir Adım Geçişe Cevap

Bir geçişle indüklenen çıkış kafa alanının ve geçişin şekli bilindiği zaman karşılık teoremi kullanılarak hesaplanabilir. Kafa alanının bir etkisini görmek için bir adım geçişi olan sonsuz küçük geçiş genişlikli (a) ideal bir geçişi incelemek avantajlıdır.

Karşılıktan (reciprocity)

$$\phi_{(x)} = \mu_0 \omega \int_{y=d}^{d+\delta} \int_{x=-\infty}^{+\infty} \mathbf{M}_{(x-\bar{x}, y)} \cdot \mathbf{h}_{(x, y)} dx dy \quad (2.29)$$

olarak elde edilir. ω yol genişliği üzerinden integral alınmıştır ve $\mathbf{M} = \mathbf{M}_{(x-\bar{x})}$ ve

$\bar{x} = vt$, v = kafa-ortam hızıdır.

Boyuna kayıt için :

$$e_{x(\bar{x})} = vN \frac{d\phi_x}{d\bar{x}} \quad (\mathbf{M} = \mathbf{M}_x, \mathbf{h} = \mathbf{h}_x = H_x / I_{bobin}) \quad (2.30)$$

$$e_{x(\bar{x})} = \mu_0 \omega vN \iint \frac{\partial M_{x(x-\bar{x},y)}}{\partial \bar{x}} h_{x(x,y)} dx.dy \quad (2.31)$$

bir adım geçişi özel durumunda M' nin türevi

$$\frac{\partial M_{x(x-\bar{x})}}{\partial \bar{x}} = -2M_r \delta_{(x-\bar{x})} \quad (2.32)$$

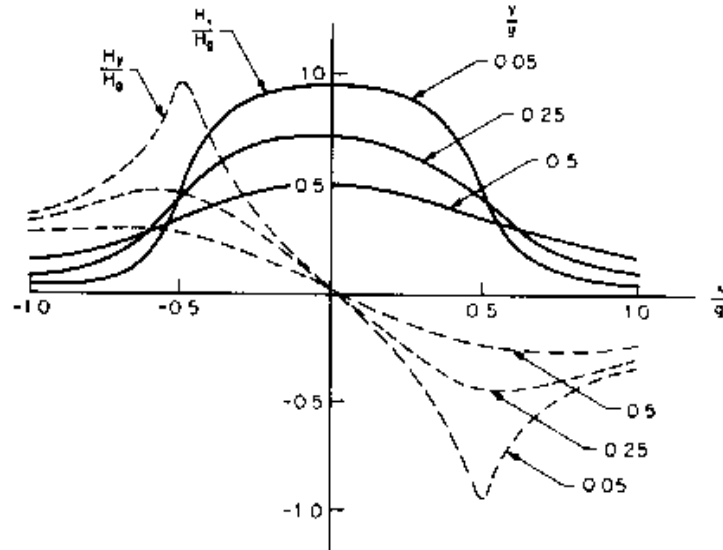
olarak yazılabilir. Bu δ fonksiyonundan dolayı x üzerinden basit bir integrasyonu sağlar. Bir sonuç olarak

$$e_{\bar{x}} \propto \int_d^{d+\delta} h_{x(\bar{x},y)} dy \quad (2.33)$$

küçük δ için

$$e_{x,bar} \propto \delta h_{x(\bar{x},y)} \quad (2.34)$$

şekli alanın şekline direkt olarak bağlıdır. Şekil 2.11 kafa yüzeyine üç uzaklık değeri için çıkış pulsu olan katkılar için sonuçları gösterir. Daha büyük uzaklık alan şekline uygun olarak daha düşük bir pik çıkışlı daha geniş bir pulsu gösterir. Bir adım geçişi için PW_{50} ' nin değeri kafa parametrelerinin bazı özel değerleri için çıkarılabilir:



Şekil 2.10. x ve y Bileşenlerinin Alan Şekilleri.

- $g \ll d$

$$PW_{50} = 2\sqrt{d(d+\delta)} \quad (2.35)$$

- Karlqvist alanı

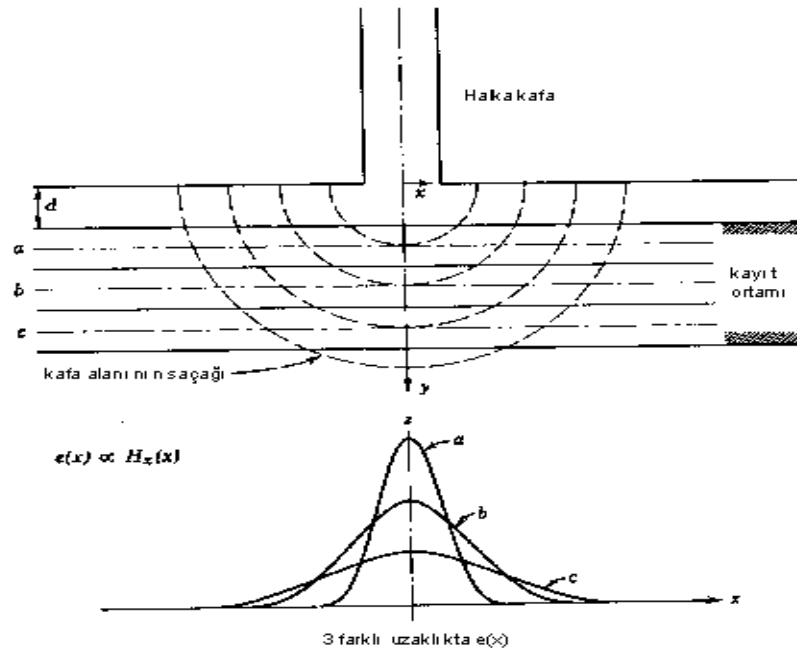
$$PW_{50} = \sqrt{g^2 + 4d(d+\delta)} \quad (2.36)$$

$g \ll d$ ve δ küçük durumunda puls şekli basit bir ifadeye dönüşür:

$$\frac{e(\bar{x})}{e_{(0)}} = \frac{1}{1 + (\bar{x}7d)^2} \quad (2.37)$$

$PW_{50} = 2d$, ($\delta \ll d$) ile. Bu Lorentzian puls şekli basitliğinden dolayı genellikle bir kayıt kanalının performansını belirlemek için hesaplamalarda kullanılır. Yukarıdaki tartışmalardan kafa boyutlarının, kafa-ortam uzaklığının ve ortam kalınlığının puls yüksekliği ve puls şekline etkisi hakkında genel sonuçlara varmak mümkündür. PW_{50} 'nin değeri her zaman aralıktan daha büyük ya da eşit olacaktır. Daha kalın δ PW_{50} 'yi arttıracaktır.

Puls alanı $2NM_r\delta$ 'ya bağlıdır ve kafa ortam uzaklığından bağımsızdır. Puls yüksekliği PW_{50} 'nin azalmasıyla artar.



Şekil 2.11. Ortam Derinliğinin Üç Değeri İçin h_x ' e Bağlı Çıkış Şekli.

2.8. Frekans Domeninde Tartışılan Çalma (Playback)

Prosesi: Kayıp Faktörleri

Şimdiye kadar çıkış voltajı tartışmamızı zamanın bir fonksiyonu: puls şekli olarak sınırlandırmıştık. Zaman ve frekans domen informasyonu prensipte benzerdirler ve bir domenden diğerine bir Fourier transformasyonu ile geçiş yapılabilir. Dijital kayıt çalışmalarında sık sık deneyler, deneyselleştirme ve/veya doğruluk kolaylığından dolayı, frekans domeninde yapılmaktadır. Bundan dolayı kayıp faktörlerini de frekans domeninde tartışacağız. Karşılık teoremi hala geçerlidir. Bir y derinliğinden akıya karşı

$$\phi_{(\bar{x},y)} = \int \mathbf{M}_{(x-\bar{x},y)} \mathbf{h}_{(x,y)} dx \quad (2.38)$$

$$\phi_{(k,y)} \propto \mathbf{M}_{(k,y)} \cdot \mathbf{h}_{(k,y)} \quad (2.39)$$

şeklinde de yazılabilir. Bir Fourier transformasyonundan sonra k domeninde dalga sayısı, hız ve dalgaboyu arasındaki ilişkiyi veren parametreler aşağıda verilmiştir.

$k=2\pi/\lambda$ dalga sayısı

$f=v/\lambda$ frekans

λ dalga boyu

$\bar{x} = vt$ uzaklıkla zamanı bağlar.

$\mathbf{h}_{(k,y)}$ 'yi hesaplamak için kafa alanı için olan iki boyutlu bir Laplace denklemini çözmek zorundayız.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \psi_{(x,y)} = 0 \quad (2.40)$$

Fourier transformasyonu x ve k domenlerini bağlar. Laplace denkleminin transformasyonu

$$\left(-k^2 + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \psi_{(x,y)} = 0 \quad (2.41)$$

Böyle bir eşitliğin genel çözümü

$$\psi_{(k,y)} = \psi_{(k,a)} e^{-ky} \quad (2.42)$$

dir. Önceki eşitliğin bir sonucu eksponansiyel sönüm bütün geometrilerde bulunacaktır çünkü e^{-ky} faktörüyle her zaman karşılaşılacaktır.

Kafa alanları için:

$$H_{x(k,y)} = -jk\psi_{(k,0)}e^{-ky} \quad (2.43)$$

$$H_{y(k,y)} = k\psi_{(k,0)}e^{-ky} \quad (2.44)$$

bulunur. k domeninde çözüm büyüklük için şunu verir:

$$e_{(k)} = \mu_0 \omega N v k \delta M_{(k)} H_{(k,0)} \frac{1 - e^{-k\delta}}{k\delta} e^{-kd} \quad (2.45)$$

Bu bir manyetik kayıt kanalının frekans cevabı için temel formüldür. Formülde gösterilen faktörlere kayıp faktörleri denir.

- aralık kaybı

$$H_{(k,0)} = \frac{\sin(kg/2)}{kg/2} = \frac{\sin(\pi g/\lambda)}{\pi g/\lambda} \quad (2.46)$$

Bu sinüs fonksiyonu ($\sin x/x$) $g = (n+1)\lambda$, $n=1,2,\dots$ de bir sıfır gösterir ve Karlovist alanı için çıkarılmıştır.

- uzaklık kaybı

$$e^{-kd} \quad (2.47)$$

- kalınlık kaybı

$$\frac{1 - e^{-k\delta}}{k\delta} \quad (2.48)$$

- geçiş kaybı

$$M_{(k)} \quad (2.49)$$

Geçiş kaybına bir yazma etkisi neden olur.

e^{-kd} uzaklık kayıp faktörü Wallace faktörünü ($54.5 \text{ d}/\lambda$) artırır. Her bir ekstra λ kafa-ortam uzaklığı için 54.5 dB'lik bir kayıptır. 6 dB'lik bir kayıp (faktör 2) $1 \mu\text{m}$ 'lik bir ekstra uzaklığa karşılık gelir. Şekil 2.12 faktörleri ve sonuçları şematik olarak gösterir. Düşük frekanslarda dik yükseliş kafa alanının diferansiyel etkisidir. Daha yüksek frekanslarda kayıp faktörleri çıkışı oldukça düşürür. Temiz bir

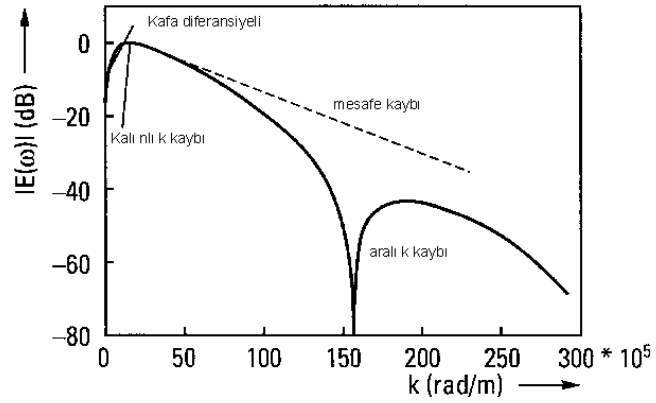
aralık etkisizliği aralık uzunluğuna karşılık gelen bir dalgaboyunda gözlenmiştir. Bir Lorentzian pulslu karşılığını kontrol etmek ilginçtir:

$$e_{(\bar{x})} = \frac{1}{1 + (\bar{x}/d)^2} \quad (2.50)$$

$PW_{50} = 2d$ ile. Bir Fourier transformasyonundan sonra

$$e_{(k)} \propto e^{-kd} = e^{-k \frac{PW_{50}}{2}} \quad (2.51)$$

beklenen sonucu buluruz.



Şekil 2.12. $\lambda=g'$ de Aralık Etkisizliğini Gösteren Büyük Bir k (Frekans) Aralığının Bir Fonksiyonu Olarak Kayıp Faktörlerinin Çıkışta Etkisi.

2.9. Geçiş Genişliği, Arctanjant Modeli

Bir adım geçişini tartıştık. Gerçekte geçiş genişliği sonludur. Sonlu bir geçiş genişliği için iki ana neden: yazma prosesi ve demagnetizasyon.

Bir geçiş kayıt tabakası kafayı geçtiği ve yazma akımı ters yöne çevrildiği zaman kafanın kayan kısmıyla yazılır. Geçiş genişliği detaylı yazma şartlarına bağlı olan sonlu bir değere sahip olacaktır.

Demagnetizasyon magnetizasyonun kendisiyle üretilen alandan dolayıdır. Geçiş, demag- netizasyon alanı gidericilikten daha yüksek olmaya eğilimli olduğu zaman, daha geniş olacak- tır. Net sonuç yazma alanı ve demagnetizasyonun kombinasyonuna bağlıdır.

Geçişin şekli için genellikle kullanılan basit bir model arctanjant modelidir. Ana faydası basitliğidir. Arctanjant modelinde bir geçiş şöyle tasvir edilir.

$$M_{(x)} = \frac{2}{\pi} M_r \arctan(x/a) \quad (2.52)$$

a= geçiş genişliği

Frekans domeninde karşılık gelen ifade şimdi çıkarılabilir.

$$M_{|k|} \propto \frac{e^{-ka}}{k} \quad (2.53)$$

ve frekansın bir fonksiyonu olarak çıkış için:

$$e_{(k)} \propto e^{-ka} \quad (2.54)$$

Bu durumda PW_{50} yaklaşık olarak

$$PW_{50} = \sqrt{g^2 + 4(d+a)(d+a+\delta)} \quad (2.55)$$

ile verilir. Gerçektende a'nın adım geçiş formülüne ek bir katkısıdır.

2.10. Geçiş Genişliğinin Hesaplamaları

Demagnetizasyon ve yazma prosesi geçiş genişliğini belirler. Bir arctanjant geçişi duru- munda geçiş genişliğinin hesaplanabileceği kabul edilmiştir.

Bazı işlemlerden sonra demagnetizasyon alanının gidericiliğe eşit olacağı şekilde a'nın değerini belirleyebiliriz. a'nın değeri:

$$a = \frac{M_r \delta}{2\pi H_c} \quad (2.56)$$

Yazma prosesinde demagnetizasyon hesaba katıldığı zaman Williams ve Comstock ifadesini buluruz:

$$a = \sqrt{\frac{M_r \delta d}{\pi H_c}} \quad (2.57)$$

Hesaplamalarda iki değer en büyüğü seçilir. Formüller sadece relatif olarak ince ortam durumlarına uygulanabilir. Daha kalın ortamlar için daha uygun formüller bulunmaktadır.

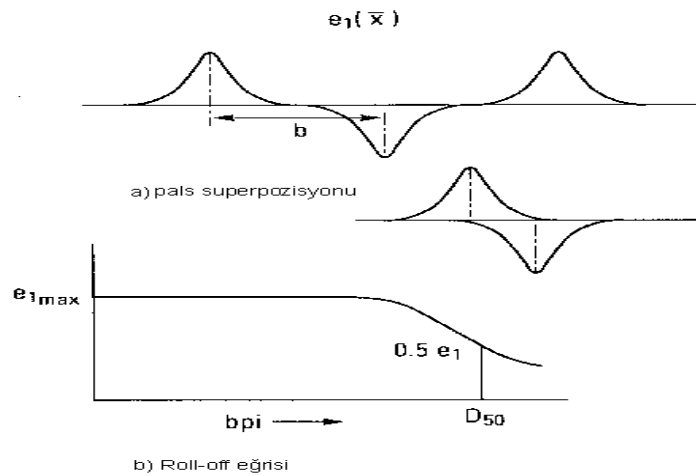
PW_{50} için formüllerden genelde küçük bir kafa ortam uzaklığına, küçük δ kalınlığına, büyük gidericiliklere ve yüksek kayıt yoğunluğu için küçük bir aralığa ihtiyacımız olduğu sonucuna varabiliriz.

2.11. Roll off Eğrisi

Daha yüksek yoğunluklarda pulslar birbirlerine yaklaşırlar. Yan yana olan geçişler her zaman zıt yöndeyken, komşu pulslar her zaman farklı bir işarete sahip olacaktırlar. Eğer iki geçiş arasındaki uzaklık daha küçük olursa puls, şekil 2.13' te gösterildiği gibi, birbirlerinin bir kısımlarını iptal edeceklerdir. Bu fenomen deneysel olarak frekansın artmasıyla geçişler arasında azalan uzaklıklarda deneysel olarak gözlenmiştir. Maksimum pik voltajı $e_{1\max}$ puls- lar birbirlerine yaklaşıncaya kadar sabit olacaktır. Ölçülen eğriye roll-off eğrisi denilir ve şekil 2.13.b'de gösterilmiştir. %50 çıkış noktasına literatürde olası yoğunluklar için bir gösterici olarak geçer ve D_{50} denilir. Teorik olarak roll-off eğrisini tek geçişleri superimpoze ederek hesaplayabiliriz.

$$e_{(\bar{x})} = \sum_n (-1)^n e_{(\bar{x}+bn)} \quad (2.58)$$

burada $e_{(\bar{x}+bn)}$ Lorentzian puls şeklindedir ve b bit uzunluğudur. Hesaplamalarda $b \gg a$ olduğu zaman kesin olan lineerliği ve yazma akımının yükseliş zamanının v/b 'den daha hızlı oldu- ğunu kabul etmek zorundayız.

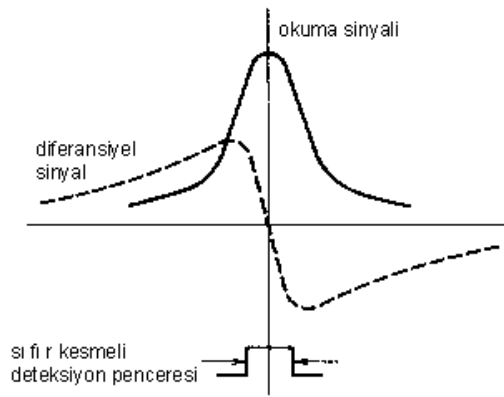


Şekil 2.13. a-) Pulsların Superpozisyonu ve b-) Karşılık Gelen Roll-Off Eğrisi.

D_{50} Denilen %50 Çıkışta Yoğunluk Gösterilmiştir.

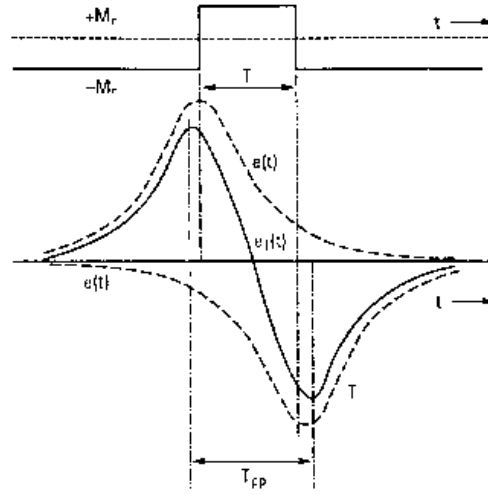
2.12. Pik Deteksiyonu ve Pik Kayması

Kaydedilmiş olup olmadığına karar verecek metodlardan birisi, bir pikin varlığını detekte etmektir. Bit uzunluğu ve frekans bir sistemin dizaynından bilinmektedir. Bu bilgi sınırlı bir zaman için iyi tanımlanan zaman aralıklarında deteksiyon yapmak için kullanılır. Bu yolla bir deteksiyon penceresi oluşturulur. Diferansiyeli alınmış sinyal durumunda bir pikin maksimumu sıfır-kesmelerine bakarak detekte edilir. Şekil 2.14 prosedürü şematik olarak gösterir.



Şekil 2.14. Bir Geçişin Varlığını Detekte Etmek İçin Kullanılabilecek Pik Deteksiyonun Şematik Bir Görünüşü.

Uygun bir sonuç için pikin maksimumu her zaman geçiş pozisyonunda olmalı ve aynı yükseklikte olmalıdır. Bundan dolayı, pik yüksekliği ve pik pozisyonu önemlidir. Bununla birlikte belirli sıralar pik pozisyonunun sapmalarını artırır. Bu fenomene pik kayması denilir. Böyle bir durum şekil 2.15'te gösterilmiştir. Noktalı çizgiler orjinal pulsları ve bütün çizgiler daha düşük olan ve geçiş pozisyonlarıyla çakışmayan maksimumlarla net sonuçtur. Pik kayması pulsun bit uzunluğu b ve PW_{50} oranına bağlıdır. Bu basit deteksiyon sistemi için bu elde edilebilecek lineer yoğunluğa üst sınır koyabilir. Şekil 2.14' teki pulslar idealleştirilmişlerdir. Gerçekte pulsa superimpoze olabilecek gürültü olacaktır. Yüksek bir gürültü seviyesi sıfır-kesmeleri detekte etmeyi zorlaştıracaktır ve hatalar olacaktır.



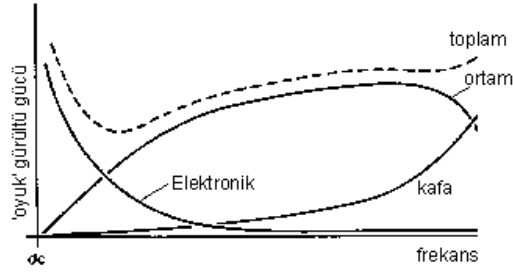
Şekil 2.15. Lineer Yoğunluğu Sınırlayabilecek Pik Kaymasının Bir Örneği.

2.13. Gürültü Kaynakları

Gürültü birçok farklı kaynaktan üretilir. Şekil 2.16 ortamdan, manyetik kafadan ve elektronikten olanları şematik olarak gösterir.

Şekil 2.16’ daki gürültü gücüne ‘slot’ (oyuk) gücü denilir çünkü ölçülen f frekansının Δf küçük band genişliği kadar etrafında gürültünün ölçülmesidir.

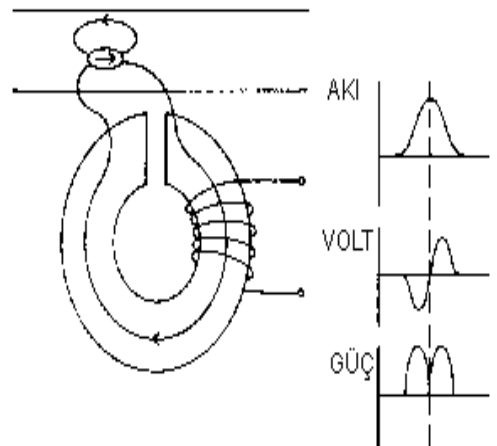
Kayıt tabakasından gürültü geri-okuma boyunca eklenir. Ortam gürültüsünün olası bir kaynağı şekil 2.17’ de gösterildiği gibi ortamın partikül doğasıdır. Her bir manyetik birim kendi pulsına neden olur ve bu pulsların istatistiksel ortalaması birbiriyle alakalı olmayan gürültü sinyali olarak gözlenmiştir. Diğer kaynaklar tabakanın kalınlığı, geçiş gürültüsü ve domen gürültüsüdür. Kabalık eşitlik 2.47’ den uzaklık kayıp faktörünün değişmesine neden olur ve geri okuma sinyalini modüle eder. Geçiş gürültüsü değişen şekilli iyi tanımlanmamış geçişlerden dolayıdır ve genellikle katı diskler için olan boyuna ince film ortamında gözlenir çünkü bu ortamların düşük remanansı geri-okumada gürültüye katkıda bulunan domenlerin gelişmesine neden olur.



Şekil 2.16. 2 MHz Enstrümantasyon Kaydedicinin Ana Gürültü Katkıları.

Kafa da gürültüye katkıda bulunur. Ferritlerin kompleks geçirgenliği bir kafanın empedansının daha yüksek frekanslarda reel ve sanal kısımlara sahip olduğunu gösterir. Reel kısmı gürültüye karşılık gelir. Bobin bir rezistanstır ve buna karşılık gelen gürültü voltajı gösterir. Bu iki kaynak bir geri okuma sinyali olmadan her zaman vardır. Bir magneto resistif element (MR) katı-disk ve ses kafalarında kullanılır. Akıyı duyar ve gürültü oluşturur.

Barkhausen gürültüsü geri-okuma sırasında kafa çekirdeğindeki domenlerin ani hareketinden kaynaklanan gürültüdür. Bu hareket istenmeyen bir çıkış (gürültü) voltajı veren bir akıya neden olur. Üçüncü tip gürültüye amplifikatör neden olur. Akım ve voltaj gürültüsü her zaman olacaktır ve transistör gibi amplifikatör elementlerinin temel özelliklerinden meydana gelecektir.



Şekil 2.17. Tek Bir Manyetik Parçacıkla Üretilen Gürültü Akı, Voltaj ve Güç Pulsları

2.14. Deneysel Kayıt Sonuçlarının Örnekleri

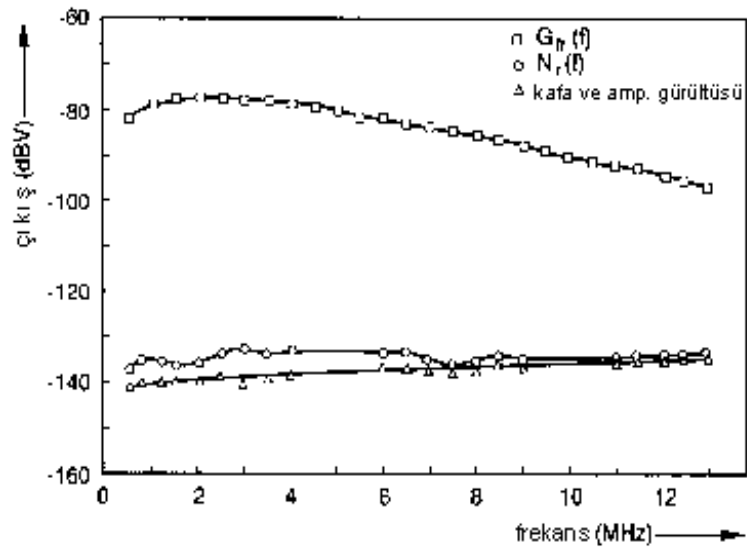
Önceki bölümlerde dijital magnetik kayıtın temelleri tartışılmıştır. Puls şekli ve puls çıkışı için temel ifadeler çıkarılmıştır. MP (Metal Parçacık) bantla yapılan deneylerin sonuçları gösterilecektir. Konuların sınırları ve önemi aşağıdaki tartışmayla gösterilecektir:

- Metal buharlaştırılmış (ME) bandın anizotropisinin puls şekline etkisi.

2.14.1. Metal Parçacık Bandıyla Elde Edilen Çıkış Datası

Burada kafa ortam hızı $v=5$ m/s olan bir heliksel tarayıcı video kaydedici ile yapılan bir kayıt deneyi tartışılacaktır. Frekans cevabı $\lambda=1$ μm dalga boyunda optimize edilen bir kare dalga akımıyla yazmayla ve temel frekansta tekrar üretilen sinyalin rms değeri ölçülerek elde edilir. Frekansın bir fonksiyonu olarak gürültü voltajının rms değeri 5 MHz' lik bir temel frekansla kaydedilen sinyalin varlığıyla ölçülmüştür.

Şekil 2.18 bir MIG kafayla (yol genişliği 27 μm ve 17 dönüş ve 8 mm bantla yapılan kayıt deneyinde elde edilen sinyal ve gürültü datasını gösterir. Sinyal frekans spektrumunun şekli genelde kayıt deneylerinde gözlenmektedir. Düşük frekanslarda çıkışın artışına halka kafada diferansiyel alınmasına neden olur. Daha yüksek frekanslarda çıkış seviyeleri, kafa-ortam uzaklıkları, geçiş genişlikleri ve aralık uzunlukları (yaklaşık 0.25 μm) tarafından neden olunan kayıplar daha önemli oldukça düşer. PW_{50} ' nin değeri bu datadan elde edilebilir ve 0.6 μm civarındadır. Zaman domeninde ölçümler şekil 2.4' teki gibi simetrik bir puls sağlar. Gürültü voltajının kaynakları ortam, kafa ve amplifikatördür. En alttaki çizgi kafa ve amplifikatördendir (amplifikatör gürültüsü: $0.5 \text{ nV}/(\text{Hz})^{1/2}$). Düşük frekanslarda (2 ile 6 MHz) arasında ortam gürültüsü kafa ve amplifikatör gürültüsünden daha büyüktür. Yüksek frekanslarda (> 6 MHz) kafa ve amplifikatör gürültüsü baskındır.



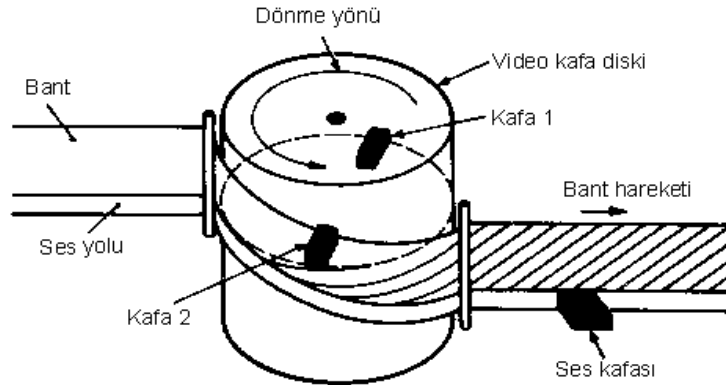
Şekil 2.18. Kayıt Sinyali ($G_{r(f)}$) ve Gürültü ($N_{r(f)}$) Bir MIG Kafa ve 8 mm Bant İçin Sadece Kafa ve Amplifikatörün Gürültüsü İfade Edilmiştir ($0 \text{ dBV} = 1 \text{ V}_{\text{rms}}$).

ÜÇÜNCÜ BÖLÜM

3. DİJİTAL MANYETİK KAYIT SİSTEMLERİ

3.1. Giriş

Dijital datanın manyetik kayıtları birçok üründe kullanılmaktadır. Çeşitli kayıt sistemleri arasındaki önemli bir fark kayıt ortamı olarak bant ya da disk kullanımıdır. Bilgisayar datası- nın depolanması bir disk tipi ortamdır. Bir aliminyum alttabaka üzerinde bir ince film kayıt tabakası bulunan katı diskler hızlı erişimli yüksek yoğunluklu depolama için kullanılmakta- dırlar. Esnek- disk cihazları datanın değış- tokuşu için (ev) bilgisayar sistemlerinde bulunmak- tadır. Bant backup ve kütsel depolama için bir cm küpte birçok bit olan üstün hacim yoğun- luğundan dolayı daha uygundur. Bantta depolamanın bir örneğı 18 yollu sabit ince film kafa kullanan IBM3480' dir. Bant kafanın önünde kayıt ve okuma için hareket ettirilir. Benzer bir



Şekil 3.1. Bir Helikon Tarayıcı Kaydedicinin Tarayıcısının Şematik Bir Görünümü.

Banttaki Yan Yatan Yollar Gösterilmiştir.

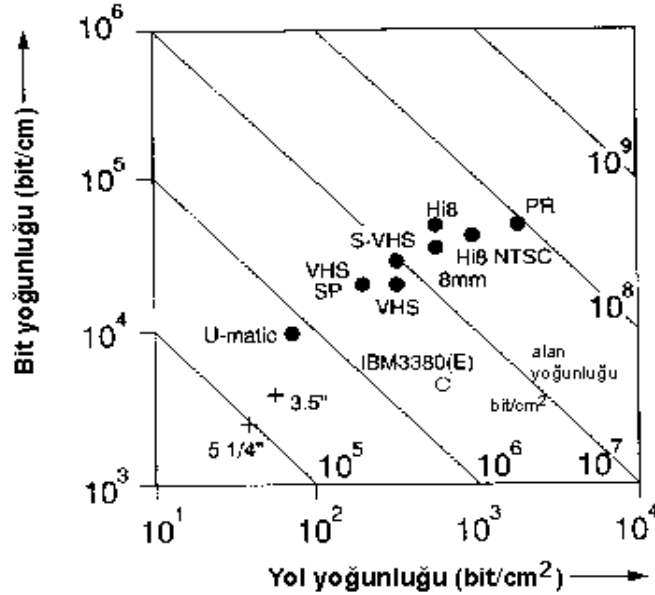
konfigürasyon analog kayıt (Compact Casette (CC)) ya da dijital kayıt (Digital Compact Casette (DCC)) kullanılarak ses informasyonu kayıt için uygulanmıştır. Daha yüksek data oranları için sabit kafalı bir kaydedici çok sayıda kanala ve/veya yüksek bir kafa-ortam hızına ihtiyaç duyar. Çoğu durumda bir alternatif şekil 3.1' de şematik olarak gösterilen helikon bir tarama sistemidir. Bant hızı relatif olarak düşüktür fakat kafa bant hızı daha yüksektir çünkü kafalar dönen bir zar üzerine

monte edilmişlerdir. Bu şekil 3.1' de gösterildiği gibi yan yatmış yolları meydana getirir.

Böyle bir kayıt konfigürasyonu genelde ev video kaydedicilerinde (VHS ve 8 mm) kullanılır. Dijital ses sistemleri de helikon taramayı kullanırlar. (Bantta dijital ses (DAT)), DAT ve 8 mm'nin mekaniğine dayanan data depolama sistemleri geliştirilmiştir. Bir örnek DAT mekaniğine dayanan DDS (Dijital Data depolaması) sistemidir.

3.2. Kayıt Yoğunlukları

Son yıllarda manyetik kayıt sistemlerinin performansı oldukça gelişmiştir. Gelişen perfor- mans çoğunlukla daha iyi kayıt kafaları ve ortamdan dolayıdır. Şekil 3.2 çeşitli manyetik ka- yıt sistemlerinde alan yoğunluğunu gösterir. Alan yoğunluğunun daha yüksek değerleri en



Şekil 3.2. Çeşitli Manyetik Depolama Sistemlerinin Alan Yoğunlukları : Video Kaydedicileri (•' lı olanlar ve olmayanlar : PAL ve LP modları), Esnek Disk Sistemleri (+) ve Katı Disk Sistemleri (o). PR Dik Kayıt İçin Beklenen Yoğunluğu Gösterir.

yakın sistemlere karşılık gelir. Zamanla yoğunluğun bir artışının olduğu açıktır. Sistemlerin bulunuş yılları: U-matik 1970, VHS 1976, 8 mm 1984, S-VHS 1987, Hi8 1989. Yol yoğun- luğu yatay eksendedir. Yol adımı (kaydedilen yolların merkezlerinin arasındaki uzaklık) koruyucu bir bant olduğu zaman gerçek yol uzunluğundan daha büyük olabilir. Lineer yoğun- luk dikey eksendedir (bit/cm). b bit uzunluğu dalgaboyunun yarısı olarak alınmıştır. λ dal- gaboyu v/f ile verilir; v = kafa-ortam hızı, f = sinyal frekansı. Bir (kanal) bit ortamdaki informasyonun bir birimi olarak tanımlanmıştır ve bit uzunluğu geçişler arasındaki (ya da akı dönüşlerinde (fr)) uzaklıktır. Bu tanımlı kullanarak bit / cm sayısı fr / cm sayısıyla aynıdır. Sabit yüzey yoğunluğu çizgileri (bit / cm²) çizilmiştir. Video kaydedicileri, katı disk sistem- leri, ve esnek disk sistemleri gösterilmiştir ve yoğunlukta sistematik bir farklılık gösterir. Çünkü kafa-ortam kontaklarının yanı sıra sinyal ve gürültü gereklilikleri farklıdır. Katı-disk sistemlerinde relatif olarak büyük b uçan kafanın relatif olarak büyük kafa-ortam uzaklığından (0.1 μm) dolaydır. Bununla birlikte uzaklık zamanla azalmaktadır. Video kaydedicilerinde kafalar relatif olarak yüksek lineer yoğunluğu açıklayan ortam ile kontaklıdır. Daha da fazlası video kaydedicileri genellikle aralıkların hareket yönünden farklı bir açıya sahip olan katı açılı (azimuth) kayıtlı kullanırlar. Bundan dolayı yandaki yoldan olan cross-talk (çapraz iletim) katı açılı kaybıyla düşürülür. Bir sonuç olarak, bir koruyucu bant kullanılmamaktadır ve yol adımı küçük olabilir. Esnek-disk sistemleri sürücüler arasında esnek-disklerin değiş-tokuş ihtiyacının gerektirdiği toleranstan dolayı relatif olarak büyük yol adımına sahiptir.

Bütün bu üç sistemde, kullanılan particulate (parçacık) ortamı daha dar boyut dağılımlı ve daha yüksek H_c gidericilikli küçük parçacıkların daha iyi dispersiyonlarını kullanarak geliştirilmiştir. Daha yüksek saturasyon magnetizasyonlu kayıt kafaları yüksek gidericilikli ortama yazmak için geliştirilmişlerdir. İnce film (TF) ortamı elektromanyetik performansı geliştirmek için video kaydedicilerin yanı sıra katı-disklerde de kullanılmaktadır. İnce film ortamı kayıtlı için beklenen yüzey yoğunluğu 100 Mb / cm² 'ye ($w=5\mu m$, $b=0.2\mu m$, bit alanı $1\mu m^2$) yakındır. Şekil 3.2' den görülebileceği gibi ticari video

kaydedicileri oldukça yüksek bir kayıt yoğunlukları gösterirler. Yaygın kaydediciler için yol adımının ve bit uzunluğunun değerleri tablo 3.1’ de verilmiştir.

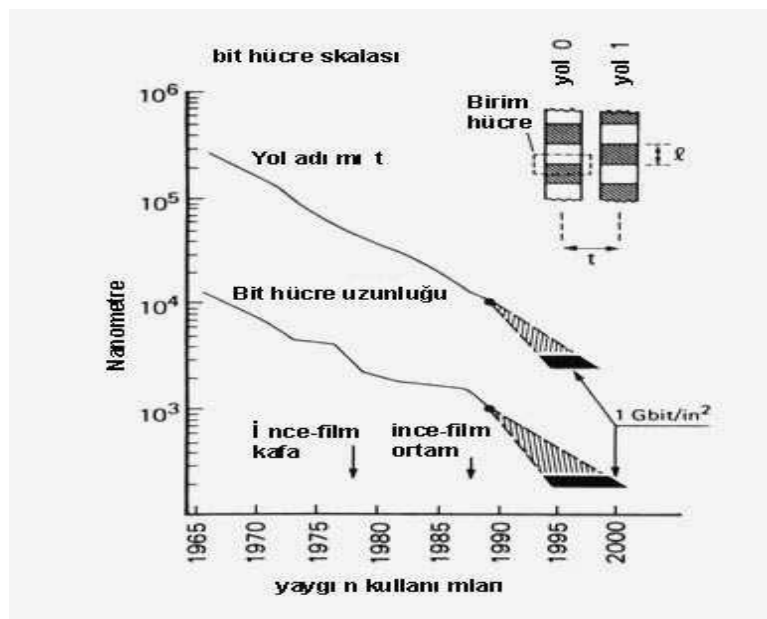
Tablo 3.1. Analog Video Kaydedicilerin Parametreleri.

parametre	VHS	S-VHS	8mm	Hi-8
v (m/s)	4.85	4.85	3.14	3.14
yatış (μm)*	29.5	29.5	17	17
b (μm)	0.5	0.35	0.29	0.20

Katı-diskler için de kayıt yoğunluğu büyük bir miktarda artmaktadır. Şekil 3.3 katı-disk ürünlerinin kayıt yoğunluklarının gelişmesini göstermektedir. Bit hücre boyutları, l uzunluğu, t yol adımı bir ürünün piyasada bulunma yılının bir fonksiyonu olarak çizilmiştir. l ve t ’nin azalması kayıt yoğunluklarının artmasını göstermektedir.

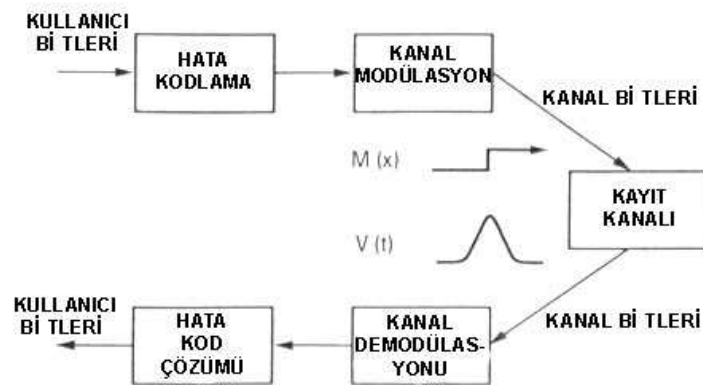
3.3. Dijital Kayıt Kanalı

Dijital bilgi b bit uzunluğunun çarpanlarındaki geçişleri yazarak depo edilir. Şekil 3.4 bir dijital kayıt sisteminin temel parçalarını göstermektedir. Başlangıç noktası kullanıcıdan depo edilmesi gereken ve geri-okumadan sonra hatasız olarak tekrar elde edilebilmesi gereken dijital bilgiyondur.



Şekil 3.3. Bit Uzunlukları ve Yol Adımı Değerleri

Hataların kontrol edilmesi ve onların düzeltilmesi için ekstra bitler eklenmiştir. Bir sonraki adım yazma başlamadan önce kanala bit akışının zamanlama özelliklerini ve frekansını adapte etmek için kanal modülasyonudur. Genellikle modülasyon şöyledir. Kayıt kanalının düşük frekanslarında çıkış küçük olduğundan düşük frekanslar bastırılacak şekilde modülasyon yapılır. Bu adımda biraz ek data geri okuma boyunca elektroniğin ayarlanmasını sağlamak için eklenmiştir. Saniye başına bitlerin sayısı sistem ihtiyaçlarına bağlı olarak % 20-100 olarak artar. Böylece daha fazla data depo edilebilir. Yazma akımı güvenilebilir bir kanal için optimize edilmelidir ve bazen de frekans cevabı (ve zamanlama) yazma eşitlemesi kullanılarak kanal özelliklerine adapte edilmelidir.



Şekil 3.4. Temel Dijital Manyetik Kayıt Kanalı. Kullanıcı Bitlerinin Sayısı Kanal Bitleri Sayısından Daha Küçüktür Çünkü Koruma Ve Modülasyon İçin Bitler Eklenir.

Boylamasına magnetizasyonla bir ortama yazılan geçişler bir halka kafayla geri-okumayla bir puls olarak gösterilir. Data okuma sinyalinde bir pulsun varlığının deteksiyonuyla tekrar bulunur. Karar vermede bir hata yapma olasılığı küçük olmalıdır. 10^{-5} ' lik bir hata olasılığı (bazen de bit hata oranı (BER) denilir) dijital bir video kaydedicide kabul edilebilir. Data depolanması için hata oranı güvenilir operasyon için daha düşük olmalıdır. Kayıt yoğunluğu- nu arttırmak ve / ve ya hata oranını azaltmak için okuma devresinde bir eşitleyici kullanılarak puls şekli yapılır. Hata oranı büyük miktarda detektördeki sinyal gürültü oranına ($(S/N)_{det}$) bağlıdır.

Çünkü yüksek bir gürültü seviyesi karar vermeyi belirsizleştirir. Bununla birlikte $(S/N)_{\text{det}}$ hata oranını belirleyen tek faktör değildir. Çünkü hatalar yanlış yol, dışarı taşıma, üzerine yazma gürültüsü, cross-talk ve ek gürültü gibi fenomenlerden kaynaklanabilir.

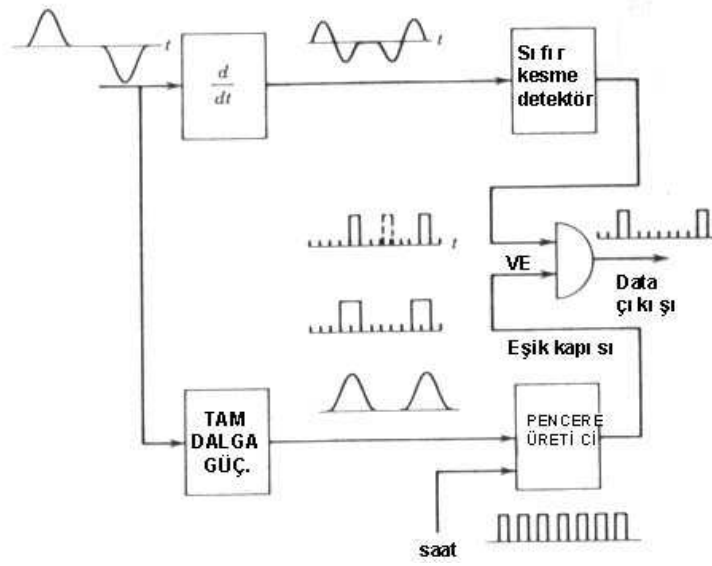
3.4. Basit Deteksiyon Metodu

Pik deteksiyon metodunun temel şeması şekil 3.5'te gösterilmiştir. İki çok önemli aksiyon şöyledir:

- a-) çıkışı bir referans seviyesiyle kıyaslamak
- b-) kıyaslama için zaman anını belirlemek.

Bu deteksiyon örneği çıkış deteksiyonunda bir pikin varlığı belirlenerek yapılır. Çıkış pulsunun şekil 3.5' te görüldüğü gibi diferansiyeli alınır ve pik bir sıfır kesme aranarak detekte edilir. Karar anı doğrultulmuş çıkış sinyali ve bir saat referansı ile belirlenir. Bir sonuç olarak hatalı sıfır kesmeler ortadan kaldırılmıştır.

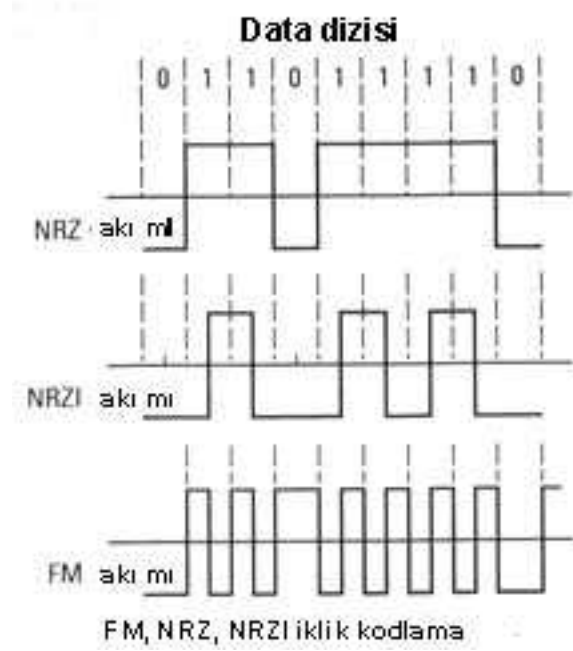
Referansla karşılaştırma ve karşılaştırmanın zamanlanması, özellikleri bütün deteksiyon sistemlerinde önemlidir. Çoğu deteksiyon sistemlerinde aynı temel prensipler vardır fakat uygulanması oldukça farklıdır. Genelde faz kilitlenmeli halka (PLL) saat sinyalini üretmek için kullanılır. Bir PLL saat sinyalinin frekans ve fazını kafanın analog çıkış pulslarına adapte eder.



Şekil 3.5. Dijital Datanın Bulunması İçin Pik Deteksiyonunun Şematik Diyagramı.

3.5. Kanal Modülasyonu

Kanal modülasyonunun rolü giriş datasının özelliklerini kanal özelliklerine adapte etmek ve kayıt sisteminin güvenilirliğini geliştirmektir. İndüktif manyetik kayıt kanalı düşük fre-kanslarda düşük çıkış gösterir. Kanal kodları modülasyondan sonra küçük hatta sıfır (DC-free) düşük frekans içerikli bir kanal bit akışı oluşturur. Bununla birlikte modülasyon metodu data saatinin telafisi için ve cross-talk ve girişime olan duyarlılığı azaltması için yeterli geçişte sağlamalıdır. Datayı temsil etmek için en direkt yollardan birisi şekil 3.6’ da gösterildiği gibi NRZ (Non Return to Zero (sıfıra dönmeyen)) metodudur. Bir ‘bir’ pozitif ve bir ‘sıfır’ negatif yazma akımına karşılık gelir. NRZ’ nin dezavantajı şudur. Sadece ‘sıfır’ ya da ‘bir’ ‘ lerin olduğu uzun bir sıra boyunca hiçbir geçiş yazılmaz. Bu yazma ve okuma kanalları için olan düşük frekans cevabı için kesin gerekliliklere neden olur. Daha da fazlası puls deteksiyo- nu kullanan diferansiyel boyunu kanalda bir pulsın kaybolması kolaylıkla gerçekleşebilir. Bir kere bu olduğunda data tekrar elde edilemez. Hata yayılması oluşur. Buna ek olarak geçişlerin sayısı uygun saat telafisi için çok düşük olacaktır. Bazı gelişmeler NRZI (Non Return to Zero Inverse) metodu kullanılarak elde edilir. Şekil 3.6’ ya bakınız.



Şekil 3.6. Kayıt Kanalı İçin Giriş Datasının NRZ, NRZI ve FM Kodlaması.

Bir ‘bir’ bir geçişin varlığını ve bir ‘sıfır’ bir geçişin olmadığını gösterir. Bu NRZI’ da ‘sıfır’ lar dizisi olduğu zaman kesin düşük frekans gerekliliklerine neden olur. Buna rağmen NRZI dijital manyetik kayıta sık sık kullanılır. NRI ve NRZI’ nın her ikisinde kaydedilen datanın geçişleri arasındaki minimum uzaklığı değiştirmez. Bu şekil 3.6’ da gösterilen FM kodlama denilen üçüncü metod için geçerli değildir. Bu metodda ‘sıfır’ bit hücre sınırlarında geçişlerle temsil edilir. Bir ‘bir’ i temsil etmek için bir geçiş bit hücresinin ortasına eklenir. Bu metod tek yoğunluklu disketlerde kullanılır. Avantajı saat telafisi için her zaman bir çok geçişi vardır ve kod DC değildir (DC- free). Bununla birlikte geçişler arasındaki uzaklık yüksek yoğunluk elde etmeyi zorlaştıran iki faktörüyle azalır. Günümüzde çok çeşitli kodlama metodları data bitlerini kanal bitlerine transfer etmek için dizayn edilmişlerdir.

Genellikle böyle bir metod m data bitlik bir kod sözcüğünün ($m-n$) kod denilen n kanal bitlerine çevrilmesini içermektedir. Kanal sınırlamalarına uyan kanal bitlerin bu kombinasyonları kullanılır. Bir kodun etkinliği $R = \frac{m}{n}$ ile verilir. Burada R bir kodun oranıdır. Genellikle böyle bir kod sıralaması NRZI kodlama metodu

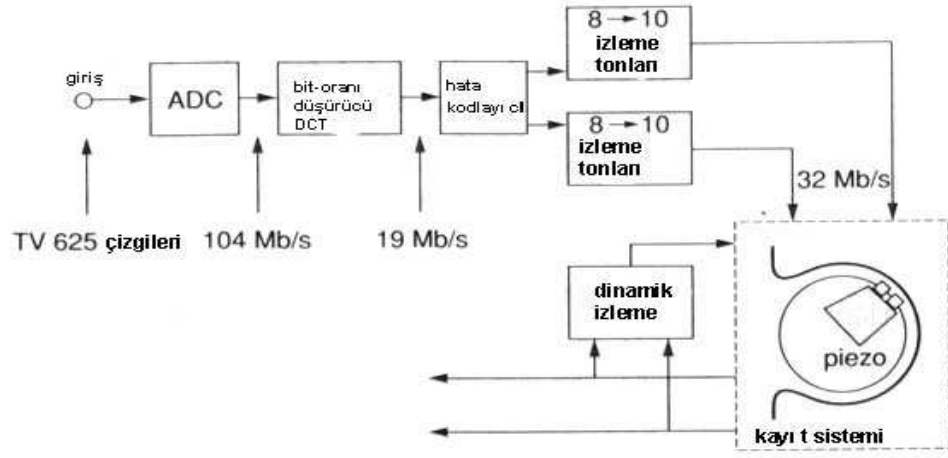
uygulandıktan sonra kaydedilir. Sık sık modülasyon kodu sevk-uzunluğu limitli (RLL) böyle bir sıralamada karşılaşılabilecek olan ve (d, k) kodu olarak gösterilen minumum ve maksimum sevk uzunluklarını ifade eden (RLL) sıralamalara dayanmaktadır. Maksimum sevk uzunluğu uygun saat telafi elde etmek için büyük olmamalıdır ve düşük frekans cevabını sınırlamalıdır. Minumum sevk uzunluğu sinyalde çok fazla yüksek olan sinyalleri engellemek için çok küçük olamamalıdır. Önemli bir parametre NRZI kodlama adımından sonra +1 ve -1 olarak tanımlanan kanal bitlerini sürekli ekleyerek elde edilen toplam değer olan dijital toplam değer (Digital Sum Value) (DSV) dir. DSV' nin limitli bir değeri sıralamanın DC' siz olduğu anlamına gelir. Kod örnekleri şunlar- dır. Hitachi' nin 2 Gb/inç² katı disk sisteminde kullanılan (8-9) kodu, IBM' in 1 Gb/inç² diskinde kullanılan (1,7) kodu ve DAT sisteminde kullanılan (8-10) kodudur. (1,7) kodu geçişler arası iki (d+1) bit uzunluklu minumum uzunluklu ve sekiz (k+1) bitlik bir maksu- mum sevk uzunluklu olan bir RLL kodudur. Depo edilecek datanın sayısının bitlerin kanal modülasyonu için eklendikleri zaman artacağı açıktır. Bir (8-10) kodu için (DAT sisteminde kullanıldığı gibi) artış kanal için daha zorlaştıran %25' tir.

3.6. Bazı Örnekler

3.6.1. Dijital Video Kaydediciler

Standart video kaydedicilerinde informasyon FM modülasyonu kullanılarak depo edilir. İnfomasyon depolamanın alternatif bir yolu dijital kayıttır. Bir deneysel tüketici tipi dijital video kaydedicinin bir örneğinin şematik planı şekil 3.7' de gösterilmiştir. PAL TV resmindeki bilgi sekiz bitle dijitize edilmiştir. 104 Mb/s'lik bir bit oranı Analog-dijital dönüş- türücünün çıkışında vardır. Bit oranı uygun bir kayıt zamanı elde etmek için bit oranının azal- tılmasıyla düşürülmüştür. Her bir resim DCT (Kesikli kosinüs transformasyonu) ile trans- form edilen 8*8 piksellik bloklara dilimlenmiştir. Sonuçta 8*8 blokları katsayılarıyla sınırlı sayıda olanlarında yoğunlaşan enerjiyle elde edilir. Katsayılar gereksiz informasyonu elimine ederek kuantize olmuşlardır ve istatiksel olarak kodlanmışlardır. Kalan data oranı 19 Mb/s' dir. Sonuçta hata kontrol kodu çalmada (playback) hata düzeltmeyi

sağlamak için dataya eklenmiştir. Bir (8-10) kanal modülasyon kodu kanala datayı takip etmek için kullanılır.



Şekil 3.7. Dijital Video Kaydedicinin Prensip Şeması.

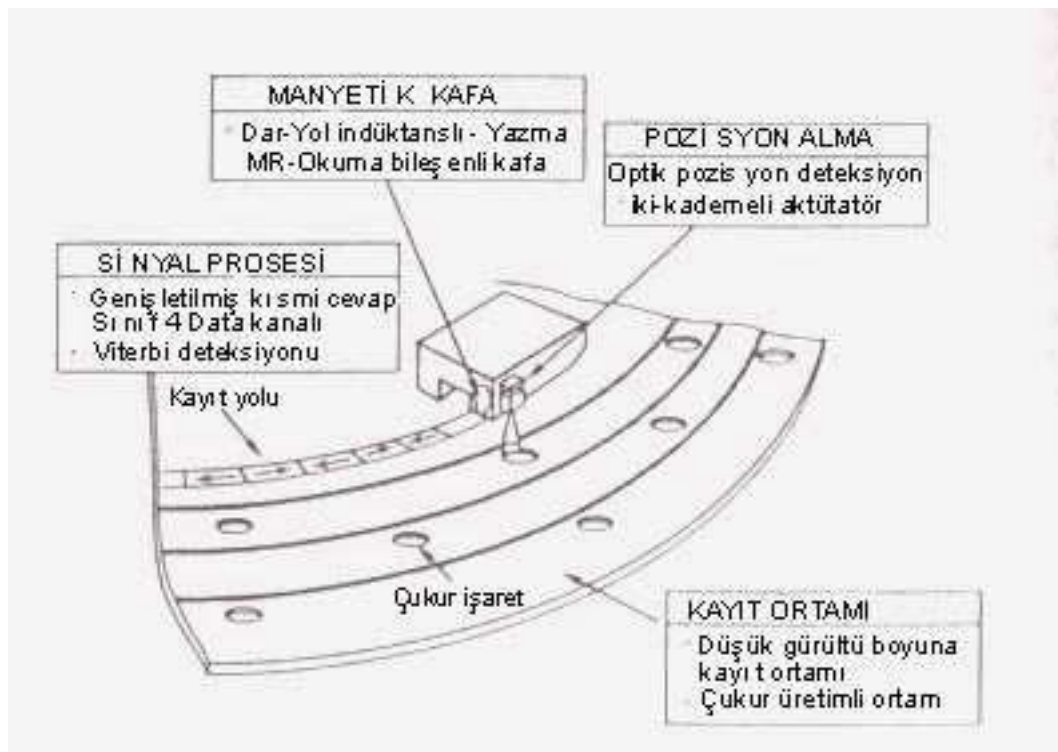
Modülasyonda adı izleme tonları çalmada dijital olarak yol takibini sağlamak için koyulmuşlardır. Toplam data oranı iki kanala ayrılan 32 Mb/s' dir. Data çeşitli hızlarda çalmalar boyunca doğru yol takibi için bir piezo-seramik aktütatöre monte edilen iki kayıt kafasıyla kaydedilir. Tarayıcı 40 mm'lik bir zar çapına sahiptir ve normal hızdan üç kat daha hızla çalışmaktadır. 210 derecelik efektif sarma açısı her bir kanalda ($360/210$) *32/2=27.4 Mb/s' lik bir data oranına neden olur. Dinamik yol takipi çalma (playback) boyunca aktif olur ve data resmi tekrar üretmek için dekode edilir (kod çözümü yapılır) . Kaydedicinin spesifikasyonları tablo 3.2' de verilmiştir. Deneysel dijital video kaydedici yayın kalitesiyle kıyaslanabilir bir kalitede TV resimlerini kayıt edebilir ve tekrar üretebilir. Bir dijital kaydedicinin avantajı şudur. Güçlü hata-düzeltilme kodu sabit olan yüksek bir resim kalitesi sağlar.

Tablo 3.2. Dijital Video Kaydedicinin Spesifikasyonları.

v (m/s)	9.4	kanal-	
w (μm)	10	bit oranı (Mb/s)	27.4
Y adı mı (μm)	11	λ (μm)	0.68
# kanallar	2	b (μm)	0.34
# kafalar	2	bit alanı (μm ²)	3.4
sistem-bit		bant	MP
oranı (Mb/s)	32	kaydedici	
		zamanı (s)	1.75
		bant alanı (m ²)	0.65

3.6.2. Yüksek Yoğunluklu Katı-Disk Sistemleri

Katı-disk sistemlerinde kullanılan yoğunluklar giderek artmaktadır. Şekil 3.3 yakın gelecekte bit uzunluğunun ve yol adımının ürünlerde azalmasının beklentilerini gösterir. Şekil 3.8 yüksek alan yoğunluğuna ulaşmak için kullanılan anahtar teknolojileri gösterir. Ortam maksimum sinyal-gürültü oranı için optimize edilmiştir. Hitachi bir (150 nm)' lik bir manyetik tabaka ve üzerinde 10 nm'lik karbon kaplama olan 3.5 inçlik bir cam alttabaka kullanır. Cr tabakası ve manyetik tabaka düşük (geçiş) gürültüsü sağlamak için optimize edilmişlerdir. Kristalitlerin mikro yapısı ve bileşimi geçiş gürültüsünü azaltmak için manyetik birimler arasında dekopling' in (eşleşme çözümü) yüksek derecede olacak şekilde olmak zorundadır. Ibm kayıt tabakası benzer bir yapıya sahiptir: NiP kaplı Cr (50-200 nm) tabakalı, CoPtCr (12-40) kayıt tabakalı AlMg alttabakalı ve üzerinde (12.5 nm) karbon kaplıdır.



Şekil 3.8. Manyetik Kayıtta Oldukça Yüksek Olan Yoğunluklarına Ulaşmak İçin Kullanılan Anahtar Teknolojiler.

Her iki durumda ayrılmış olan okuma ve yazma fonksiyonlu ince film kafaları uygulanmıştır. Yazma bir indüktif yapıyla ve okuma bir magnetoresistif (MR) elementle yapılmaktadır. Her iki durumda da uçuş yüksekliği düşüktür (55 nm

civarında) yol adımı farklıdır. Hitachi $1.5 \mu\text{m}$ ve IBM $3.6 \mu\text{m}$ ' yi kullanır. Bu da yoğunluktaki farkı açıklamaktadır. Küçük yol adımı Hitachi' yi yeteri kadar doğrulukla yolu bulmak ve yolda kalmak için optik izleme metodunu kullanmaya zorlar. Şu açıktır ki yol adımı seçimi izleme problemi ve daha küçük bit uzunluğuna gitmede karşılaşılan eksponansiyel kayıp arasında bir uzlaşmadır. Sistemlerin bit uzunlukları IBM ve Hitachi için sırasıyla 0.16 ve $0.21 \mu\text{m}$ ' dir. Ana kayıt parametreleri tablo 3.3' te özetlenmiştir.

Tablo 3.3. Katı-Disk Sitemlerinin Kayıt Parametreleri

	IBM	Hitachi	
Adı m	3.6	1.5	μm
Yazma genişliği	3.5	1.2	μm
Okuma genişliği	2.5	1.0	μm
PW_{50}	0.323		μm
bit uzunluğu	0.16	0.21	μm
bit alanı	0.64	0.31	μm^2
alan yoğunluğu	150	300	Mb/cm^2

Hitachi tarafından seçilen daha uzun olan bit uzunluğunun spesifik izleme teknolojisinde bir dezavantaja sahiptir. Bu da iki kat daha yüksek alan yoğunluğunun elde edilmesini gerektirir. Her iki durumda da yol adımı yollar arasında koruyucu bir banda sahip olması için yazma ve okuma genişliğinden daha büyüktür. Kanal modülasyonu her iki sistemde de kullanılır: Hitachi (8-9) kodu ve IBM sekiz bitlik maksimum sevkuzunluklu (runlength) ve iki bitlik bir minimum sevkuzunluklu bir kodu ((1,7) kodu) kullanır. Deteksiyon her iki durumda da bir kısmi cevaptır. Hitachi sisteminde biraz farklılık vardır. PRIV kanalıyla kombinasyonuyla Viterbi deteksiyonu kullanılır. Viterbi deteksiyonu kanal data sıralanmasını önceden bilmesini kullanarak verilen kararın güvenilirliğini artırır. Bir sonuç olarak, hata oranı $(S/N)_{\text{det}}$ limit faktörü olduğu bazı durumlarda geliştirilmiştir.

4. SONUÇLAR

Manyetik kayıt tekniği üzerine yapılan fiziksel çalışmalar incelenmiştir. Bu çalışmalardan manyetik kayıt için temel kabul edilebilecek olan fiziksel prensipler araştırılmıştır. Alan etkinliği, pik kayması ve benzeri fiziksel parametreler kullanılarak sonuçlar elde edilmiştir. Örneğin alan etkinliğinin ifadesinden maksimum etkinlik için kafa malzemesinin çok yumuşak olması gerektiği sonucuna varılmıştır. Oldukça küçük manyetik domenler arasında olan geçişlerle tanımlanan dijital bilgi olarak adlandırılan ‘bir’ ve ‘sıfır’ a karşılık olarak mıknatıslanma doğrultuları vardır. Bu doğrultular kayıt ortamının anizotropisine bağlıdır. Kayıt ortamının kristalografik yapısından hareketle ortamın düzlemine paralel olarak oluşturulan manyetik anizotropi yönüne boyuna kayıt yönü denilmektedir. Kayıt ortamında olan manyetik momentler yüksek etkinlikli manyetik olarak çok yumuşa genelde çok küçük bir ferromagnete sarılmış bobin olan kafa denilen cihazla kontrol edilirler. Bobine bir sinyal verilmesiyle kayıt ortamında mıknatıslanma doğrultuları oluşturmaya yazma, daha sonra bu mıknatıslanma doğrultuları arasında kafayı hareket ettirerek bobinde voltaj indüklemeye okuma denilir. Yazmada kullanılan sinyal ve okumada indüklenen sinyalin voltajının yolla değişimi genellikle puls şeklindedir. Puls şekli Lorentzian dağılımıyla incelendiğinde puls alanının manyetik ortam kalınlığına, remanans mıknatıslanmasına bağlı olduğu kafa ortam uzaklığından bağımsız olduğu sonucunu ve puls yüksekliğinin pulsun yarı yükseklikteki voltaj değerinin azalmasıyla arttığı sonucunu elde ettik.

Kayıt tekniğiyle ilgili olarak son zamanlarda nanoteknoloji çalışmaları yaygınlaşmaktadır. Bir düzlemsel ince film kafa için tipik karakteristiklerinden olan mekanik karakteristiklerine bakarsak, sürücü boyutlarının 2,25. 2.85. 0.52 mm olduğu görülür. Daha da küçülmesi direkt olarak nanoteknolojik uygulamalarına bağlıdır. Bu çok yumuşak (ultra soft) malzeme sistemleri geliştirilebilir. Kayıt ortamı olarak kullanılabilecek yeni ince filmler de geliştirilebilir.

Lazer diyotlarının ucuzlamasıyla birlikte manyetik kayıta kullanılma imkanı ortaya çıkmıştır. Daha küçük domenler elde edilebilecektir. Termomanyetik yazma yazma metoduna magneto-optik kayıt denilmektedir. Bu teknik dik kayıt

kullanmaktadır. Okuma MR kafayla yapılmaktadır. Silinebilir magneto-optik cihazlarının oldukça yaygınlaşması beklenmektedir.

Kuantum bilgisayarları teorik olarak ortaya atılmıştır. Bunun gerçekleşmesinin manyetik kayıtlın optik kayıtla nanoteknoloji ile birleştirilmesine bağlı olacağını düşünebiliriz.

KAYNAKLAR

1. C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 6th edition, John Willey& Sons Inc, 1986, Türkçe Çeviri Bekir Karaoğlu, Güven Yayın Dağıtım Ltd. Şti., 1996.
2. Fernande Grandjean and Gary J. Long , Fundemantel Concepts in Magnetism and Magnetic Recording, High Density Digital Recording edited by K. H. J. Buschow, Gary J. Long and Fernande Grandjean, Kluwer Academic Publihers, NATO ASI Series. Series E, Applied Sciences; Vol. 229, The Netherlands 1993.
3. http://www.quantum.com/src/storage_basics/c_2part1.html.
4. K. H. J. Buschow, High Density Digital Recording edited by K. H. J. Buschow, Gary J. Long and Fernande Grandjean, Kluwer Academic Publihers, NATO ASI Series. Series E, Applied Sciences; Vol. 229, The Netherlands 1993.
5. S. B. Luitjens, Digital Magnetic Recording, High Density Digital Recording edited by K. H. J. Buschow, Gary J. Long and Fernande Grandjean, Kluwer Academic Publihers, NATO ASI Series. Series E, Applied Sciences; Vol. 229, The Netherlands 1993.
6. S. B. Luitjens, System Aspects of Digital Magnetic Recording, High Density Digital Recording edited by K. H. J. Buschow, Gary J. Long and Fernande Grandjean, Kluwer Academic Publihers, NATO ASI Series. Series E, Applied Sciences; Vol. 229, The Netherlands 1993.
7. White R. M., Introduction to Magnetic Recording, IEEE Press, New York, 1985

ÖZGEÇMİŞ

20 11 1974' te İstanbul'da doğdu. İlk, orta ve lise eğitimini burada yaptı. Uludağ Üniversitesi NecatiBey Eğitim Fakültesinden Fizik eğitimi lisans derecesini aldıktan sonra GYTE'de Fizik Anabilim Dalında yüksek lisans yapmaya başladı.