T.C.
SELÇUK ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

FERROMAGNETİK İNCE FİLMLERİN MIKNATISLANMA EĞRİLERİNİN DENEYSEL VE TEORİK OLARAK İNCELENMESİ

Muhammet DEMİR
YÜKSEK LİSANS TEZİ
FİZİK ANABİLİM DALI
KONYA 2007

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

FERROMAGNETİK İNCE FİLMLERİN MIKNATISLANMA EĞRİLERİNİN DENEYSEL ve TEORİK OLARAK İNCELENMESİ

Muhammet DEMİR

Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Ana Bilim Dalı

Danışman: Yrd. Doç. Dr. Mustafa KOYUNCU
2007, 24 Sayfa

Jüri: Doç. Dr. R. Mustafa ÖKSÜZOĞLU
Doç. Dr. Haluk ŞAFAK
Yrd. Doç. Dr. Musatafa KOYUNCU

Bu bilimsel çalışmada iyon demeti çığalama tekniği ile üretilmiş teknolojik öneme sahip, magneto direnç özelliği gösteren, CoFe temelli nano-ölçekli tanecikli ferromanyetik $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ ince film sistemlerinin mıknatıslanma (histerezis) ölçümleri, küçük ve birbiri ile etkileşmeyen manyetik parçacıkların (paramanyetizim) klasik Langevin denklemi kullanılarak teorik hesaplamalar ile incelenmiştir. CoFe manyetik taneciklerin film kalınlığına bağlı gelişiminin incelenmesi amaçlanmıştır. Langevin denkleminin küçük dış manyetik alan ve oda sıcaklığı yaklaşımına göre Maple10 programı kullanılarak gerçekleştirilen hesaplamalar, CoFe manyetik taneciklerinin ortalama boyutlarının film kalınlığı arttıkça arttığını ve 1.6 – 2.2 nm arasında değiştiğini göstermektedir.

Anahtar Kelimeler: Manyetizasyon, Nano-Ölçekli İnce Filmler, İyon Demeti ile Çığalama, Ferromanyetizma, Langevin Denklemi ve Küçük Alan – Oda Sıcaklığı Yaklaşımı.

ABSTRACT

M.S. Thesis

THEORETICAL AND EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS OF MAGNETIZATION CURVES OF FERROMAGNETIC THIN FILMS

Muhammet DEMİR

Selcuk University

Graduate School of Natural and Applied Sciences

Department of Physics

Supervisor: Assist. Prof. Dr. Mustafa KOYUNCU

2007, 24 Page

Jüri: Assoc. Prof. Dr. R. Mustafa ÖKSÜZOĞLU

Assoc. Prof. Dr. Haluk ŞAFAK

Assist. Prof. Dr. Musatafa KOYUNCU

In the present work, magnetization (hysteresis) measurements of the ion beam sputtered $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ nanogranular films were investigated by theoretical calculations using the Langevin Equation of paramagnetism for non-interactive magnetic particles. The purpose of the study was to investigate thickness dependent evoulution of the CoFe magnetic particles in these films. The low-magnetic-field and room temperature approach of the Langevin equation has been applied to the magnetization measurement data using a self written software by Maple10. As a result it has been found that the average size of CoFe particles increases with increasing $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ film thickness ranging from ≈ 1.6 nm to 2.2 nm.

Key Words: Magnetization, Thin Nanogranular Films, Ion Beam Sputtering, Ferromagnetism, Langevin Equation and Low Field Room Temperature Approach.

ÖNSÖZ

Bu bilimsel çalışma Selçuk Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü'ne yüksek lisans tezi olarak sunulmuştur.

Bu çalışmamda konuyu belirlememde ve araştırmalarımda bana yardımlarını esirgemeyen sayın hocam Doç.Dr.Ramis Mustafa ÖKSÜZOĞLU'na, çalışmalarımdaki düzen ve hesaplamalarda bana yol gösteren sayın hocam Yrd.Doç.Dr. Mustafa KOYUNCU'ya en içten dileklerimle teşekkür ederim.

Çalışmalarım süresince bana destek olan aileme ve arkadaşlarımada teşekkür ederim.

İÇİNDEKİLER

ÖZET……i
ABSTRACT……ii
ÖNSÖZ……...iii

1. GİRİŞ……...1

2. KATILARIN MANYETİK ÖZELLİKLERİ……..3
2.1. Ferromagnetik Düzen ve Geçiş Metallerinin Ferromagnetizması……4
2.2. Paramanyetizmanın Kuantum Teorisi…...……..……...6
2.3. Curie Sıcaklığı……...……8
2.4.Paramanyetizmanın Langevin Fonksiyonu ve Küçük Alan Yaklaşıklığı……..9

3. DENEYSEL ÇALIŞMALAR ve SONUÇLAR……..11
3.1. $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ **Filmlerinin Üretimi, İyon Demeti Çığalama Tekniği (Ion-Beam sputtering) …….……11**
3.2. X-Işını Yansıması (XRR) Ölçümleri, Film Yoğunluğu ve Kalınlığı Tayini……11
3.3. VSM (Vibrating Sample Magnetometre) ……13

4. TEORİK HESAPLAMALAR, SONUÇLAR VE TARTIŞMA...……15
4.1. Küçük Alan Yaklaşıklığı Kullanılarak $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ **İnce Filmler İçin Ortalama Parçacık Büyüklüklerinin Hesaplanması……..15**
4.2. Parçacık Büyüklüklerinin Dağılımının Tahmini……...…...17

5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA……...……..22

KAYNAKLAR

1. GİRİŞ

Kuantum mekaniğine göre ferromagnetik malzemelerin mıknatıslanma karekteristikleri histerezis eğrileri ile ifade edilir. Ferromagnetlerin magnetik alan yokluğunda bile kalıcı magnetik momentlere sahip olmaları onların önemli bir özelliğidir. Histerezis eğrileri bir yüzeyde sıcaklığa bağlı olmak koşuluyla her bir malzeme için farklı genişlikte değerler alırlar (Jiles 1983). Magnetlerin paramagnetik veya ferromagnetik olup olmadıkları curie ve langevin sıcaklıklarına göre ifade edilir (Kittel 1986). Ferromagnetikliğin üzerinde son yıllarda yapılan çalışmalarda pek çok teori ortaya atılmıştır ve yapılan deneyler sonucunda önemli veriler elde edilmiştir (Liorzou 2000). Wohlfarth, taneciklerin birbirleriyle etkileşmediği bir alan içinde mikroskopik ölçekte minumum enerjiyi hesaplamıştır (Robert 2003). Ferromagnetik malzemeler ince nanofilm şeklinde günümüzün bir çok önemli teknolojik alanında kullanılmaktadır.

İster yeni bir devrim, ister basitçe devam eden bir evrim olarak adlandırılsın, nanoteknolojinin, malzeme ve fizik bilimlerinin bir çok alanda gittikçe küçülen boyutlarda malzeme ve işlev süreçlerinin geliştirilmesi ve anlaşılması çok büyük önem arz etmektedir (Gleiter 1989). Bu cümle özellikle, çeşitli teknolojik uygulamalar için önemli olan yeni manyetik malzemelerin geliştirilmesi alanında büyük anlam ifade etmektedir. Son yıllarda mikrokristallerden nanokristallere geçiş başlamıştır. Son gelişmeler ve çalışmalar, manyetik uygulamalar için nanokristal mıknatıs ve ince filmlerin sentezi, yapısal ve fiziksel karakterizasyonu üzerine yoğunlaşmıştır. Ferromanyetik malzemeler nano-ölçekli ince film şeklinde günümüzün bir çok önemli teknolojik alanlarında kullanım potansiyeline sahiptir. Çoklu ferromanyetik ve antiferromanyetik ince film sistemleri hali hazırda manyetik kayıt teknolojisinde, kullanılmaktadır (Daughton 1999). Bu aygıtların daha hassas ve yüksek kapasitede üretimi, endüstriyel uygulamalar açısından vazgeçilmezdir. Bu yüzden nanoteknoloji bu anlamda kilit öneme sahiptir. Yeni tip manyetik okuma kafalarının ve daha yüksek kayıt kapasitesine sahip bilgisayar sabit disklerinin (HDD-High-density recording media) geliştirilebilmesi için, ferromanyetik, dielektrik ve iletken malzemelerin kombinasyonundan oluşan nano-ölçekli ultra ince filmlerinin geliştirilmesine ihtiyaç duyulmaktadır (Öksüzoglu 2005). Bu tür nano-

aygıtlar sadece bu alanda değil bir çok diğer endüstriyel alanda, ABS frenleri, robotik, gece görüş cihazları vb. gibi bir çok alanda uygulama potansiyeline sahiptir. Bu nedenle özellikle nano-ölçekli ferromanyetik ince film ve kombinasyonları son yıllarda daha fazla önem kazanmış ve gelişmiş ülkelerde yoğun araştırma çalışmaları başlatılmıştır.

Bu manyetik aygıtların temelinde yatan fiziksel etkinliklerin bulunuşu en fazla 15 yıllık bir geçmişe sahiptir ve günümüz yüksek teknolojisi yardımı ile nano boyutta bu aygıtları üretmek artık mümkündür.

Nano-ölçekli manyetik aygıtlarda fiziksel parametrelerin belirlenmesinde temel esas, malzemenin manyetik özelliklerinin karakterizasyonunda, yani manyetik histerezis eğrilerinin doğru analizi ve yorumumda yatmaktadır. Tipik ferromanyetik malzeme ve kristaller için (santimetreden mikrometre boyutuna kadar) manyetik özellikler incelenmiştir Mikrometrenin altında, nanometre boyutlu film ve nano-tanecikler kullanıldığında ise, özellikle süperparamanyetik nano-parçacıklarda ölçüm sonuçlarının açıklanabilmesi için, bilinen modeller ve denklemler temel alınarak, yeni teorik modeller ve ölçüm tekniklerinin geliştirilmesine ihtiyaç vardır (Öksüzoglu 2005). Yine bu amaçla son yıllarda teorik ve deneysel çalışmalar önem kazanmıştır. Nano-ölçekli tanecikli ferromanyetik ince film sistemlerinde ölçülen mıknatıslanma (histerezis) eğrilerinin teorik modellemeler ile değerlendirilmesi ve yorumlanması büyük önem arz etmektedir.

Bu çalışmada amaç iyon demeti çığalama tekniği ile üretilmiş $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ nano ölçekli ince filmlerinin mıknatıslanma (magnetizasyon yada hysterese) eğrilerinin incelenmesi ve bu filmlerin manyetik özellikleri ile manyetik parçacık büyüklüğünün film kalınlığına bağlı olarak değişiminin araştırılması amaçlanmıştır.

2. KATILARIN MANYETİK ÖZELLİKLERİ

Manyetizma medeniyet için elektrik iletkenliğinden sonra gelen en önemli olaydır ve daima fizikteki başlıca inceleme alanlarından birini teşkil etmektedir. Bazı uygulamalarda klasik modeller ve analizler başarılı sonuçlar vermekle birlikte bazı durumlar için ise kuantum mekaniksel bir yaklaşım kaçınılmazdır. Bu nedenle manyetizma olayı kuantum mekaniğinin ayrılmaz bir parçasıdır. Çünkü ısısal denge halindeki klasik bir sistemde manyetik alan altında bile manyetik moment oluşması imkânsızdır. Serbest bir atomun manyetik momenti başlıca üç sebepten kaynaklanabilir: elektronların sahip oldukları spinden, elektronların çekirdek etrafındaki yörünge açısal momentumundan ve bir dış manyetik alanda kazandıkları yörünge momentinden. İlk iki etken mıknatıslanmaya paramanyetik olarak üçüncüsü ise diamanyetik olarak katkıda bulunur.

Kaynağı ne olursa olsun maddenin mıknatıslanma durumunu karakterize eden ve birim hacimdeki manyetik dipol momentine karşılık gelen bir magnetizasyon veya mıknatıslanma şiddeti (M) tanımlanabilir. Eğer manyetik alan fazla şiddetli değilse birçok maddenin mıknatıslanması uygulanan alanla (H) orantılıdır.

$$M = \chi H \tag{1}$$

χ orantı katsayısı manyetik duygunluk (alınganlık) adını alır ve boyutsuz bir sabittir. Duygunluğu negatif olan maddeler diamagnetik, pozitif olanlar ise paramagnetik olarak sınıflandırılırlar ve $|\chi| < 1$ dir. Ferromagetik maddelerde ise $\chi >> 1$ dir. Bu özelliği sayesinde ferromagnetik malzemeler diğer ikisinden kolaylıkla ayırt edilebilir.

Maddelerin manyetik özelliklerini belirlemek için χ sabitinin manyetik alan şiddeti ve sıcaklığa bağımlılığı incelenebilir. Böyle bir inceleme o maddenin hangi manyetik özellikleri taşıdığını ve bu davranışlara yol açan fiziksel nedenler hakkında yeterli bilgiyi verebilir.

Çalışma ferromagnetik malzemeler ile ilgili olduğundan diamagnetizma ve paramagnetizma üzerinde durmaksızın yalnızca ferromagnetizmayı biraz daha ayrıntılı olarak incelemek uygun olacaktır.

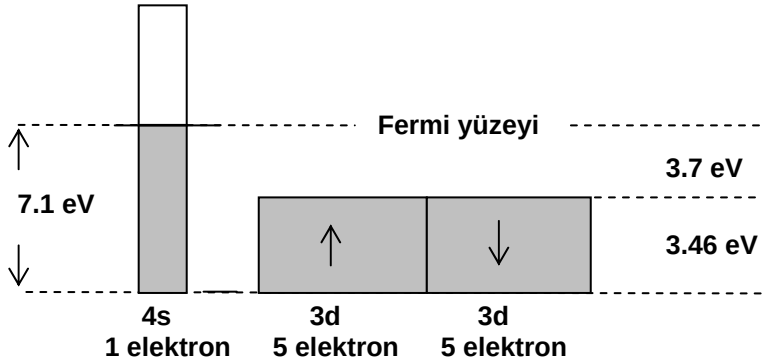
2.1. Ferromagnetik Düzen ve Geçiş Metallerinin Ferromagnetizması

Ferromagnetik maddeler diamagnetik ve paramagnetik maddelerden oldukça farklı bir karakter taşırlar. Bu maddelerde *M* mıknatıslanma şiddeti ile *H* arasındaki basit doğrusal ilişki oldukça karmaşık bir hal alır. Ferromagnetik bir maddede manyetik alanın küçük değerleri için *M* alan şiddeti ile orantılı olarak değişirken *M* nın bir sınır (doyma) değerine ulaşmasından sonra aradaki ilişki doğrusal olmaktan uzaklaşır. Ayrıca ferromagnetik maddeler manyetik alan ortadan kalksa bile mıknatıslık karakterlerini sürdürürler. Başka bir deyişle bu tür bir madde için manyetik alan olmasa bile daima sıfırdan farklı net bir manyetik moment mevcuttur. Bu özellik alan şiddeti ile manyetik indüksiyon (*B*) arasındaki *histeresis* ilişkisi veya 'artık mıknatıslanma' olayı ile kendini belli eder. Ferromagnetik davranışı diamagnetik ve paramagnetik durumlardan ayıran diğer bir fark ise bu davranışın yalnızca kristal yapıya sahip katılara özgü olmasıdır. Isıtılarak sıvı veya gaz haline getirilen ferromagnetik bir madde bu özelliğini Curie sıcaklığı üzerinde kaybederek paramagnetik özellik kazanır.

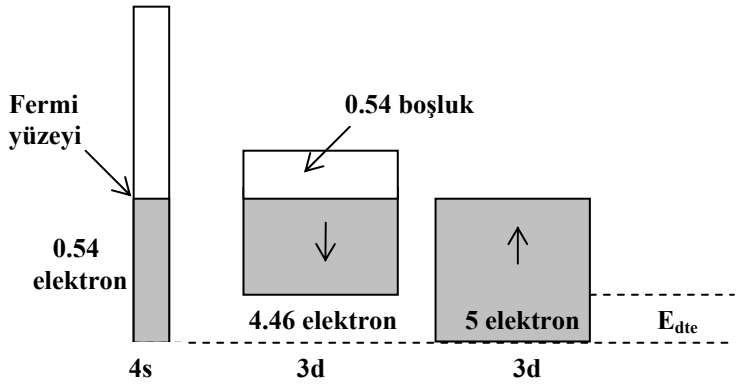
Ferromagnetik maddelerde rastlanılan kalıcı mıknatıslık özelliği ve buna yol açan fiziksel unsurların nitelikleri, bu maddelerin enerji bant yapılarına bakılarak anlaşılabilir. Olayın daha iyi anlaşılabilmesi amacıyla ferromagnetik özellik gösteren ve göstermeyen iki metalin enerji bant yapısı kıyaslanabilir. Bu amaçla periyodik cetvelin 4. grubunda yeralan geçiş elementlerinin sonunda nikelden ($Z = 28$) hemen sonra gelen bakırın ($Z = 29$) enerji bantlarının yapısına bakılabilir. Bu gruptaki elementlerin ortak özellikleri 3d katmanları tamamen dolmamış olmasına rağmen daha üstteki 4s katmanlarına elektron yerleşmiş olmasıdır.

Bakır atomu, kendisinden hemen önceki sırada bulunan nikel atomunun 3d katmanındaki tek elektron eksiğini tamamlamış ve bu katman 10 elektronla tamamen doldurulmuş durumdadır. İki elektron alabilen 4s katmanı ise bakırın tek değerlilik elektronunu barındırmaktadır. Serbest bakır atomlarından bakır kristaline geçildiğinde 3d ve 4s katmanlarının yerini Şekil. 1 de görülen enerji bantları alır. Bunlardan atom başına iki elektron alabilecek durumda olmasına karşın bir elektron almış dolayısıyla da yarısına kadar dolu bulunan 4s bandında elektronla dolu durumdaki en üst enerji düzeyinin enerjisi (Fermi enerjisi) $E_F = 7.1$ eV dur. Dolu

durumdaki 3d bandı ise atom başına 10 elektrondan beşinin spinlerinin aynı bir yönde diğer beşinin ise buna karşı yönde yönelmesi sonucu iki kısmi banda ayrılmıştır. 3d bandının toplam manyetik momenti sıfır olduğundan bakır ferromagnetik olamayan bir maddedir.



Şekil 1. Bakırın 3d ve 4s enerji bantlarının yapısı, enerjileri ve Fermi düzeyinin konumu

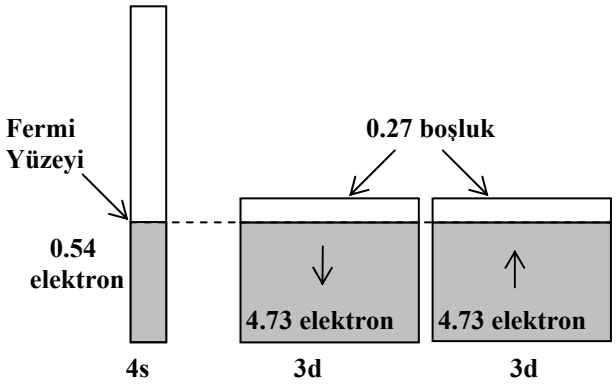


Şekil 2. Nikelin mutlak sıfır sıcaklığındaki bant yapısı. 3d ve 3d kısmi bantları E_{dte} (değiş-tokuş enerjisi) sonucu birbirinden bir miktar uzaklaşmıştır. Kısmi bantlardan birisi, atom başına 5 elektronla tamamen dolu, diğeri atom başına 0.54 kadar bir boşluk bulunacak biçimde kısmen dolu olup bunun sonucunda da toplam net manyetik moment sıfırdan farklıdır.

Periyodik cetvelde bakırın hemen önünde yer alan nikel ise 3d enerji katmanında 8 elektron bulundurmakla kısmen dolu olmasına karşılık daha üstteki 4s katmanı iki elektron alınarak tamamen doldurulmuştur. Böylelikle nikel atomunun 3d katmanında iki çiftlenmemiş elektron bulunmakta bu ise net manyetik momentin

sıfırdan farklı olmasına yol açmaktadır. Nikel kristalinde ortaya çıkan 3d ve 4s enerji bantlarının yapısı Şekil. 2 de gösterilmiştir.

Nikel kristalinin bat yapısı madde Curie sıcaklığının üzerindeki sıcaklıklara çıkarıldığında Şekil.3 teki görünümü kazanır. Bu sıcaklık bölgesinde termik enerjinin değiş-tokuş enerjisinden daha baskın karakter kazanması ile nikel kristali artık ferromagnetik özelliğini yitirip paramagnetik hale gelir.



Şekil 3. Nikelin Curie sıcaklığı (T ≅ 631 K) üzerindeki bant yapısı. Net manyetik momentin sıfır olması nedeniyle madde ferromagnetik özelliğini yitirmektedir.

Sonuç olarak, herhangi bir kristalde elektronlar arasındaki değiş-tokuş enerjisi (E_{dte}) enerjisinde meydana gelen azalma miktarı Fermi enerjisindeki (E_F) artma miktarından büyükse o madde daha büyük bir manyetik momente, daha büyük bir mıknatıslanmaya sahip olarak ferromagnetik davranış gösterir. Böylesi bir durum yalnızca sınırlı sayıda birkaç element (Fe, Co, Ni,…), bazı alaşımlar veya metal tuzlarına gözlenebilir. Bu maddelerde bile kendiliğinden mıknatıslanmayı (kalıcı mıknatıslık) sağlayan enerji farkının atom başına 0.1-0.2 eV dan daha büyük olmadığı saptanmıştır (Gündüz 1992).

2.2. Paramanyetizmanın Kuantum Teorisi

Kuantum mekaniksel olarak paramagnetik bir malzemenin manyetizasyonu

$$\frac{M}{M_s} = \frac{2J+1}{2J}\coth\left[\left(\frac{2J+1}{2J}\right)a\right] - \frac{1}{2J}\coth\left(\frac{a}{2J}\right) \qquad (2)$$

ile verilir. Burda *J*, kuantum sayısı, $a = \mu_0 m_B H / kT$ şeklinde tanımlanmış bir nicelik $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m boşluğun manyetik geçirgenliği, $m_B = 9.27 \times 10^{-24}$ $A.m^2$ Bohr magnetonu, $k = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K Boltzmann sabiti, T mutlak sıcaklıktır. Eşitliğin sağ tarafındaki ifade Brillouin fonksiyonu, B(J, a), olarak adlandırılır. $J \to \infty$ limitinde Brillouin foksiyonu klasik Langevin fonsiyonu halini alır.

$$\frac{M}{M_s} = £(a) = \coth(a) - \frac{1}{a} \qquad (3)$$

$J = 1/2$ olduğu zaman ise

$$\frac{M}{M_s} = \tanh\left(\frac{\mu_0 m_B H}{kT}\right) \qquad (4)$$

formunda ifade edilebilir. Denk.(4) ün M/M_s nin T/T_c (burada T_c Curie sıcaklığıdır) ye göre olan ölçümlerine karşılık gelen grafiği ile olan uyumu denk.(3) den daha iyidir. Bununla birlikte denk. 4, tüm atomik momentler çiftlenmemiş kabul edildiklerinden paramagnetik malzemeleri bile açıklamada yetersiz kalmaktadır (Hook ve ark. 1997).

Ferromanyetik maddelerde durum tamamiyle farklıdır. Bu farklılığı açıklayabilmek için Weiss bu tür maddelerde manyetik domen yapısı bulunduğunu kabul etmiştir. Weiss, her elemanter momentin kristaldeki diğer bütün momentlerin oluşturdukları iç manyetik alan veya moleküler alan etkisinde olduğunu kabul etmiştir. Buna göre her lokalize yönelme bir lokalize manyetizasyon oluşturur ve bu da komşu momentlerle etkileşen bir alan hasıl eder. Manyetizasyon arttıkça alanın şiddeti de artar ve olay bütün domen mıknatıslanıncaya kadar hızla devam eder. Weiss iç alanın manyetizasyonla doğru orantılı olduğunu yani

$$H_{iç} = \alpha M \tag{5}$$

kabul etmiştir. Buradaki α boyutsuz niceliği "moleküler alan katsayısı" adını alır. Bu kabul neticesinde herhangi bir momente etki eden etkin alan

$$H_{etkin} = H + H_{iç} = H + \alpha M \tag{6}$$

olacak ve bunun sonucunda denk.(4)

$$\frac{M}{M_s} = \tanh\left[\frac{\mu_0 m_B}{kT}(H + \alpha M)\right] \tag{7}$$

halini alacaktır. Her ne kadar bu ifade pozitif bir geribeslemeye imkan verse de ferromanyetik malzemelerin davranışını tam olarak açıklayamaz. Bu eksikliği gidermek amacıyla H_{etkin} aracılığı ile etki eden ve yeni bir kuantum parçacığı olarak ele alınabilecek bir *süpermagneton* tanımlanabilir. Boyutsuz bir nicelik olan β, domen katsayısı olmak üzere bu süpermagneton βm_B şeklinde tanımlanır. Sonuçta, atomik momentler arasındaki değiş-tokuş alanı ile alakalı olan α katsayısının ve domen katsayısı β nın her ikisinin de dikkate alınması sonucunda

$$\frac{M}{M_s} = \tanh\left[\frac{\mu_0 \beta m_B}{kT}(H + \alpha M)\right] \tag{8}$$

düzeltilmiş denklemi elde edilir.

2.3. Curie Sıcaklığı

T_c Crie sıcaklığı kalıcı manyetizasyonun kaybolduğu sıcaklıktır ve $T < T_c$ olan düzenli ferromanyetik faz ile $T > T_c$ olan düzensiz paramanyetik fazı

birbirinden ayırır. T_c sıcaklığı α sabiti cinsinden bulunabilir. Denk.(1) deki H, denk.(6) daki ile değiştirilir ve gerekli işlemler yapılırsa

$$\chi = \frac{C}{T - \alpha C}$$

bağıntısı elde edilir. Bu ifade $T = \alpha C$ değerinde tekilliğe sahiptir. Bu sıcaklık ve daha altında kalıcı bir manyetizasyon oluşur çünkü χ sonsuz olduğunda sıfır H için bile sonlu bir M değeri bulunabilir. Bu eşitlikten Curie-Weiss yasası olarak adlandırılan

$$\chi = \frac{C}{T - T_c}$$

ifadesi elde edilir. Burada $T_c = \alpha C$ dir. Bu bağıntı Curie noktası üstündeki paramanyetik bölgede gözlenen alınganlık değişimini oldukça iyi bir şekilde tanımlayabilmektedir. Ancak daha ayrıntılı hesaplamalar T_c ye yakın sıcaklıklarda

$$\chi \sim \frac{C}{(T - T_c)^{1.33}}$$

olduğunu göstermiştir (Kittel 1986).

2.4. Paramanyetizmanın Langevin Fonksiyonu ve Küçük Alan Yaklaşıklığı

Denk.(3) ile tanımlanan Langevin fonksiyonuna tekrar dönelim.

$$\frac{M}{M_s} = £(a) = \coth(a) - \frac{1}{a} \tag{9}$$

Bu denklemdeki a sabitinin 1 den çok küçük bir değer alığı deneysel olarak gözlenmiştir (Öksüzoglu ve ark. 2005). Dolayısıyla $a << 1$ için denk.(9) $M / M_s \cong a$

halini alır yani $M \cong M_s a$ olur. Süperparamagnetik özellik gösteren ince filmlerde manyetizasyon küçük alanlarda lineer bağımlılık gösterdiğinden böyle bir yaklaşıklık oldukça mantıklıdır. Bu davranış, deneysel gözlemlere dayanarak Langevin fonksiyonunu küçük alanlar yaklaşıklığı için kullanıp, deneysel eğrilerin modellenerek bu ince filmlerdeki manyetik parçacık büyüklüğünün hesaplanmasını mümkün kılacaktır (Öksüzoglu 2005).

Mıknatıslanmanın

$$M = \frac{Z\mu^2}{3k_B T} H$$

ile verildiği dikkate alınır ve manyetik parçacık içindeki atom sayısı için $Z = N / n$ kullanılırsa, bu ifade

$$n = \frac{3k_B T}{N\mu^2} \frac{M}{H}$$

şeklinde düzenlenebilir. Bu ise

$$n = sabit. \frac{M}{H}$$

formunda bir denklem olup buradaki sabit

$$sabit = \frac{3k_B T.mol}{N_A \rho Z \mu^2}$$

ile verilir. Dolayısıyla Langevin fonksiyonundaki parçacık sayısı

$$n = \frac{3k_B T \cdot mol \cdot M}{N_A \rho Z \mu^2 H} \qquad (10)$$

olarak elde edilmiş olur. Burada; *mol* parçacığın mol sayısını, M magnetizasyonu, N_A avagadro sayısını, Z parçacık içindeki atom sayısını, μ atomik manyetik momenti, H manyetik alanı ve ρ film yoğunluğunu ifade etmektedir.

3. DENEYSEL ÇALIŞMALAR ve SONUÇLAR

3.1. $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ Filmlerinin Üretimi, İyon Demeti Çığalama Tekniği (Ion-Beam sputtering)

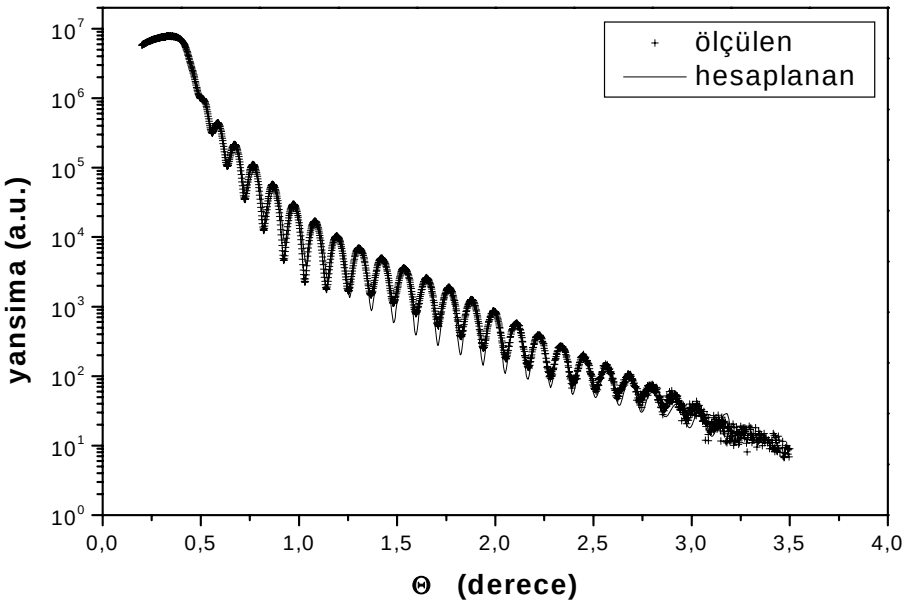
İncelenen $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ ince film örnekleri oda sıcaklığında ultra yüksek vakumlu iyon demeti çığalama ince film üretim sistemi (Veeco IBD System) kullanılarak cam alt taşlar üzerinde farklı kalınlıklarda üretilmiştir. RF plazma kaynağı ve üç ızgaralı demet optiği ile 750 V ve 70 mA lik iyon demeti kullanılarak hedeften yüksek saflıkta ve yoğunlukta iyon akışı ve odaklanması sağlanmıştır. Bütün filmler ultra yüksek vakum (Ultra High Vacuum, UHV) şartlarında (~5x10^{-9} Torr) hazırlanmış üretim odalarında gerçekleştirilmiştir. Üretim sırasında kullanılan Xe gaz basıncı 3.0 mTorr a ve gaz akış kontrol ünitesi of 2.5 sccm ye ayarlanmıştır. Hedef malzemeleri 99.99% saflıkta $Co_{90}Fe_{10}$ ve Ag tür. Örnek kalınlıkları üretim sırasında quartz kristal monitörler ile kontrol edilmiş ve film kalınlıkları ise x-ışını yansıması tekniği ile yüksek hassasiyette tespit edilmiştir.

3.2. X-Işını Yansıması (XRR) Ölçümleri ve Film Yoğunluğu ve Kalınlığı Tayini

İnce film kalınlığı ve yoğunluğunun bir fonksiyonu olan, ortalama manyetik parçacık sayısı (n) ifadesi denk.(10) da verilmiştir. Bu denkleme göre ortalama manyetik parçacık sayısının tespitinde kritik öneme sahip parametreler olan film kalınlığı ve yoğunluğu ne kadar hassas tespit edilirse, elde edilen sonuç o kadar doğru olacaktır. Özel ve yüksek maliyetli bir teknik olan x- ışını yansıması (X-Ray Reflectivity, XRR) ölçümlerinin teorik modellemesi ve hesaplamaları ile yüksek hassasiyette film kalınlıklarının, yüzey pürüzlülüğünün ve yoğunluklarının tespit edilmesi mümkündür (Öksüzoglu 2005). Şekil 4 de, bir $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ filmi için X-ışını yansıması (XRR) ölçüm eğrisi ve model hesaplamaları sonucunda elde edilen teorik eğri görülmektedir. Farklı filmler için benzer hesaplamalar R.M. Öksüzoğlu tarafından gerçekleştirilmiş ve tamamlanmıştır.

XRR eğrileri Parrat'ın yansıma algoritması (Parratt 1954) ve Névot'un arayüzey pürüzlülüğü formülü (Névot 1980) kullanılarak modellenmiş ve

hesaplanmıştır. Şekil.4 de de görüldüğü gibi ölçüm eğrisi ile teorik model eğrisi arasında çok iyi bir uyum mevcuttur ve film yoğunluğu ile kalınlığının yüksek hassasiyette tespiti mümkün olmaktadır.



Şekil 4. $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ örneği için (32 nm kalınlığında) X ışını yansıması (XRR) ölçümü ve teorik model eğrisi.

Bütün filmler için elde edilen sonuçlar, film kalınlığı artıkça yüzey pürüzlülüğünün 0,9 nm den 0,4 nm ye azalığını göstermektedir. Şekil 4 de sadece 32 nm lik film için hesaplanan ve ölçülen yansıma eğrisi gösterilmiştir. Bütün filmlerin yoğunlukları film kalınlığı ile değişmemekte, sabit kalmaktadır ve bu üretim tekniğinin ve metodun ne kadar kararlı olduğunu göstermektedir. Filmlerin yoğunluk değeri 9,7 gr/cm^3 dir. Bu değerin filmlerin hacimsel yoğunluğu için beklenen 10,14 gr/cm^3 değerinden daha küçük olduğu görülmektedir. Bu metotla elde edilen gerçek film kalınlıkları üretim tekniğinin verdiği film kalınlıklarına göre yaklaşık % 0,25 mertebesinde farklılık göstermektedir. Eğer bu teknik ve modelleme kullanılmadan hacimsel değerler ve üretim tekniğinin verdiği film kalınlıkları kullanılırsa elde edilen analitik sonuçların doğru olmayacağı bu noktada açıktır.

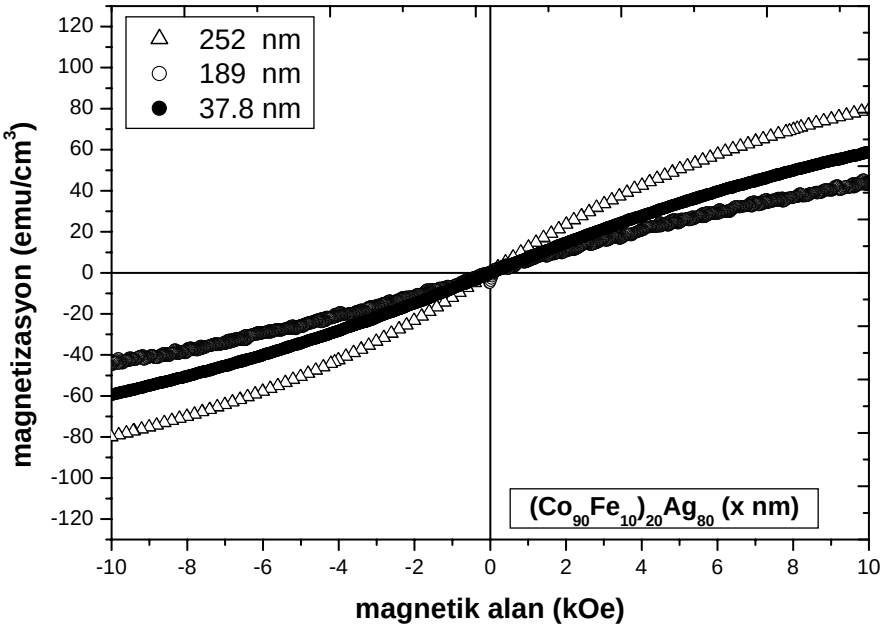
3.3. VSM (Vibrating Sample Magnetometre)

Oda sıcaklığında magnetizasyon ölçümleri için Şekil 5'te resmi olan VSM Lake Shore 7400 Serisi magnetometre kullanılmış ve ölçümler R.M. Öksüzoğlu tarafından gerçekleştirilmiştir.



Şekil 5. Magnetizasyon ölçümleri için kullanılan VSM Lake Shore 7400 Serisi magnetometre. Magnetometrenin özellikleri: Çözünürlük 1 x 10^{-7} emu 10 saniye/nokta, yada 7.5 x 10^{-7} emu ve 0.1 saniye/nokta. Kararlılık >3 tesla ya kadar ±0.05%/Gün. Sıcaklık Ölçüm Aralığı 10K – 300K. Operasyonlar: Vektör ve Otomatik dönme.

Şekil 6, yukarıda tanımlanan magnetometre ile üç farklı kalınlığa sahip $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ örneği için ölçülmüş magnetizasyon (histerezis) eğrilerini göstermektedir (Oksuzoglu 2005).



Şekil 6. $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ örneğinin farklı kalınlıktaki değerleri için VSM magnetometresi ile ölçülmüş manyetizasyon (histerezis) eğrileri.

Bu eğriler daha önce indirgenmiş sıcaklıklar için hesaplanan eğrilerin grafikleri ile karşılaştırıldığında, örneklerin tipik süperparamagnetik özelli ğe sahip olduklarını açıkça ortaya koymaktadır.

4. TEORİK HESAPLAMALAR, SONUÇLAR ve TARTIŞMA

4.1. Küçük Alan Yaklaşıklığı Kullanılarak $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ İnce Filmleri İçin Ortalama Parçacık Büyüklüklerinin Hesaplanması

Bu çalışmada, $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ numunesi için birim hacim başına ortalama manyetik atom sayısı (n) önceden ölçülmüş ve tespit edilmiş kalınlık, yoğunluk (ρ) ve film içindeki hacim başına ortalama manyetizasyon (M) verileri kullanılarak hesaplanmıştır. Bu tür bir hesaplama x-ışını yansıması sonuçları olmadan mümkün değildir. Tablo 1 de 1000 Oe te ölçülen manyetizasyon değeri ve film kalınlığı hesaba katılarak hesaplanan birim hacim manyetizasyon (M) değerleri listelenmiştir. Ortalama CoFe manyetik parçacık büyüklüğü hesaplamalarında bu birim manyetizasyon değerleri esas alınmıştır, aksi takdirde doğru sonuçlar elde edilemez. Bu noktada XRR sonuçlarının önemi ve elde edilecek analitik hesapların sonucuna katkısı anlaşılmaktadır.

Tablo 1. VSM tekniği ile ölçülen $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ numunesine ait çap, film kalınlığı ve manyetizasyon değerleri.

Sıra No	Çap (mm)	Film Kalınlığı (cm)	Magnetizasyon Değeri (emu/cm^3)
1	$3{,}20631.10^{-6}$	$1{,}26.10^{-6}$	6,11607
2	$9{,}61893.10^{-6}$	$3{,}78.10^{-6}$	5,65552
3	$1{,}60315.10^{-5}$	$6{,}3.10^{-6}$	5,705
4	$2{,}23933.10^{-5}$	$8{,}8.10^{-6}$	5,59543
5	$2{,}88568.10^{-5}$	$1{,}134.10^{-5}$	5,82532
6	$3{,}52694.10^{-5}$	$1{,}386.10^{-5}$	5,85493
7	$4{,}80946.10^{-5}$	$1{,}89.10^{-5}$	7,3792
8	$6{,}41262.10^{-5}$	$2{,}52.10^{-5}$	12,55649

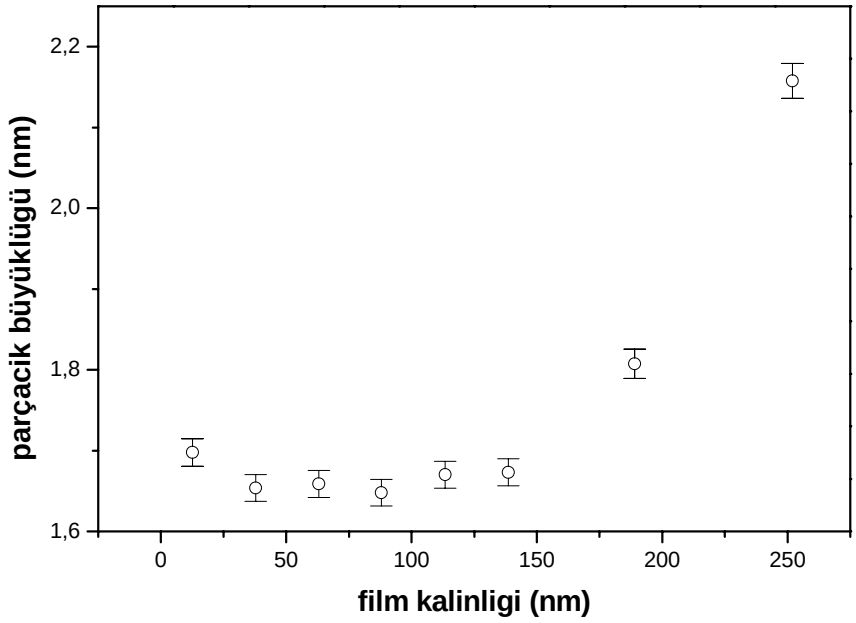
Şimdi, $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ numunesi için Tablo 1 deki verilerden faydalanarak ortalama manyetik parçacık sayısı için örnek bir hesaplama yapalım. Bunun için öncelikle denk. (10) da yer alan *mol* terimini numune için hesaplayalım. Numunenin kimyasal formülüne göre

$$mol = [(58{,}9 \text{ x } 90) + (55{,}85 \text{ x } 10)] \text{ x } 20 + 107{,}87 \text{ x } 80$$

$$mol = 1.2581960 \times 10^5$$

olarak elde edilir. Ayrıca $\rho = 9{,}7$ kg/m^3, $\mu = 0{,}927.10^{-20}$ J/T, H = 1000 Oe, Z = 1, T = 300 K, $N_A = 6.02 \times 10^{23}$, $k_B = 1.38 \times 10^{-16}$ değerleri dikkate alınarak Tablo 1 de verilen herhangi bir manyetizasyon (M) için *n* bulunabilir. Örneğin $M = 6.116$ emu/cm^3 değeri için $n = 1.904625870 \times 10^5$ elde edilir. Tablodaki diğer M değerlerine karşılık gelen *n* ler benzer şekilde hesaplanır.

XRR tekniği ile elde edilen film yoğunlukları, kalınlıkları, Tablo-1'deki manyetizasyon değerleri, küçük manyetik alan (1000 Oe), oda sıcaklığı ve bütün film kalınlıkları için denk.(10) kullanılarak filmlerdeki ortalama manyetik CoFe parçacık sayısı hesaplanmıştır. Hesaplanan ortalama parçacık sayılarından, parçacıkların küresel simetriye ve şekle sahip olduğu yaklaşımı kullanılırsa ortalama parçacık büyüklüğü için, $\bar{D} = r \cdot \sqrt[3]{n}$ ifadesi yazılabilir. Burada *r* atomun yarıçapı olup Co ve Fe atomlarının metalik bağdaki ortalama atomik yarıçapı $r = 0{,}167$ nm dir. Hesaplamalar sonucu elde edilen ortalama manyetik CoFe parçacık büyüklüklerinin film kalınlığına göre değişimi Şekil 7 de görülmektedir.



Şekil 7. Ortalama manyetik CoFe parçacık büyüklüğünün film kalınlığına göre değişimi.

4.2. Parçaçık Büyüklüklerinin Dağılımının Tahmini

Dağılımının tahmini için aşağıdaki dağınım fonksiyonu kullanılmıştır. Bu fonksiyon daha önce manyetizasyon (hysterezis) eğrileri ile tanecik dağınımı hesaplamasında Redon ve arkadaşları tarafından kullanılmıştır (Redon 1995) ve aşağıdaki şekilde verilmektedir:

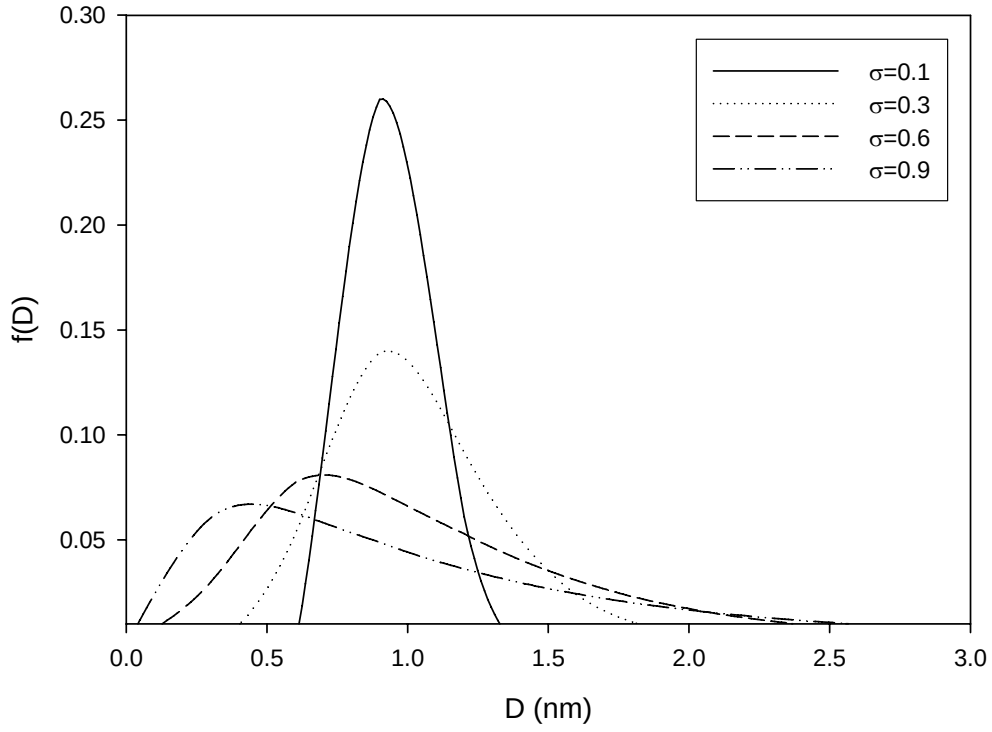
$$f(D) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}D}\exp\left[\frac{-\ell n^2(D/\bar{D})}{2\sigma^2}\right] \tag{11}$$

Bu ifadede yer alan $\overline{D}$, ortalama parçacık büyüklüğü olup

$$\bar{D} = r \cdot \sqrt[3]{n} \tag{12}$$

ile verilir (Redon ve ark. 1995). Önceden elde edilen ortalama manyetik parçacık sayısı kullanılarak Denk.(12) ye göre hesaplanan ortalama manyetik parçacık büyüklükleri (Şekil 7) denk.(11) ile verilen dağınım fonksiyonunda yerine yazılarak

farklı σ değerleri için film kalınlığına göre parçacık dağılımının göreli değişimi tahmin edilebilir. Bu metodun dezavantajı ise şudur. Normalde bu dağılım fonksiyonunun paramagnetik Langevin fonksiyonu integrali içine alınması, manyetizasyon eğrilerinin teorik modellemesi ile σ değerlerinin ortalama parçacık büyüklüğü için teorik fit metodu ile elde edilmesi beklenir. Ancak burada kullanılan düşük alan yaklaşıklığı bu metoda uygun olmamakla birlikte, diğer ana metot daha uzun süreli bir programlama ve hesaplama bilgisi gerektirmektedir. Bu nedenle burada farklı σ değerleri için film kalınlığına göre parçacık büyüklüğünün dağılımı tahmin edilmiştir. Şekil 8 de 88 nm kalınlığında $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ filminin küçük alanda ölçülen M=5.595 emu/cm^3 manyetizasyon değeri için hesaplanan parçacık büyüklüğü dağınım eğrilerinin, farklı σ değerleri için değişimi gösterilmiştir.

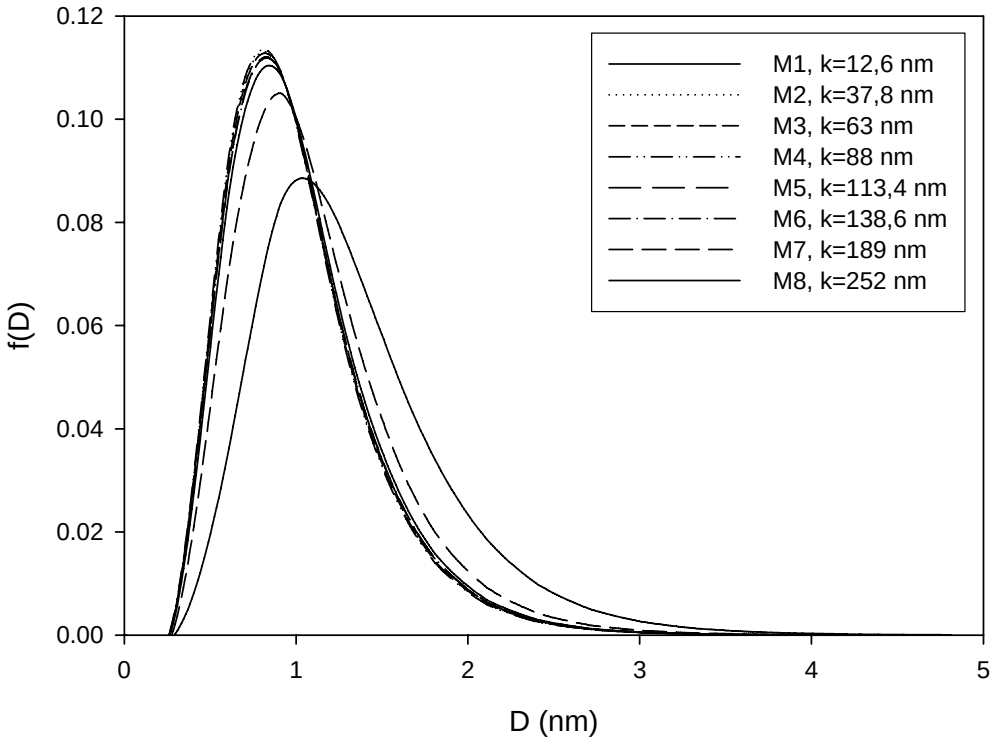


Şekil 8. 88 nm lik $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ filminin küçük alanda ölçülen M=5.595 emu/cm^3 manyetizasyon değeri için hesaplanan parçacık büyüklüğü dağınım eğrilerinin farklı σ değerlerinde göre değişimi.

Şekle göre σ değeri büyüdükçe pik daha basık hale gelmekte σ değeri küçüldükçe pik daha keskinleşmektedir. Bu noktada farklı σ değerleri için, film kalınlıklarına göre parçacık büyüklüğünün dağılımı *f*(*D*) ile elde edildiği taktirde,

sonuçlar film kalınlıklarına göre parçacık büyüklüğünün dağılımını göreli olarak tahmin etme imkanı sunmaktadır. Aşağıda farklı σ lar için, film kalınlığına bağlı olarak elde edilen *f*(*D*) eğrileri gösterilmiştir.

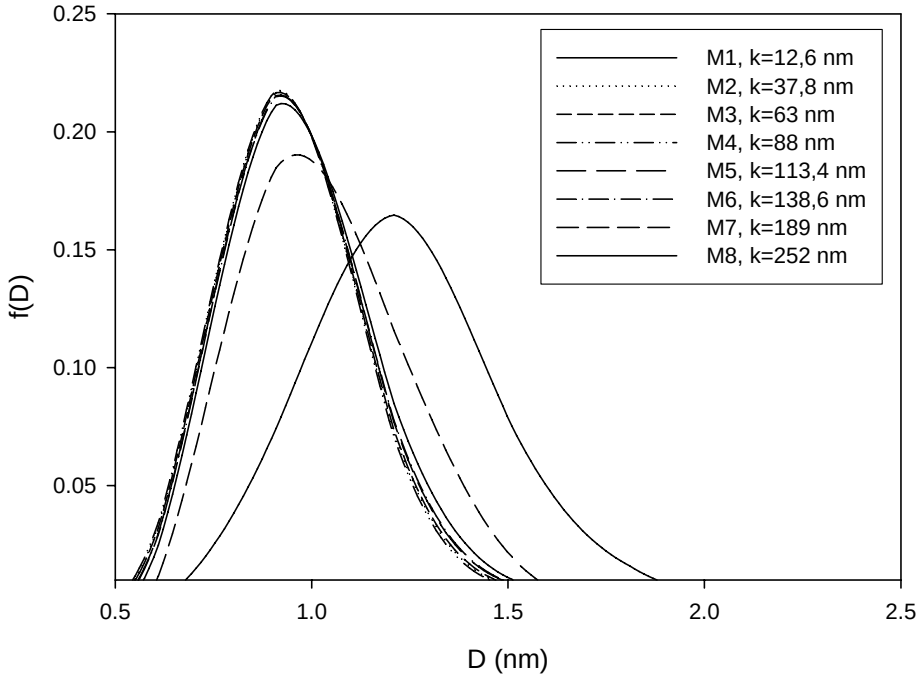
Küçük manyetik alanlar da Tablo 1 deki verilerden yararlanarak $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ filmlerinin manyetizasyon değerleri ile $\sigma = 0{,}4$ değeri için parçacık büyüklüğünün film kalınlığına göre dağılımları Maple 10 programı ile hesaplanarak *f*(*D*) eğrileri elde edilmiştir (Şekil 9).



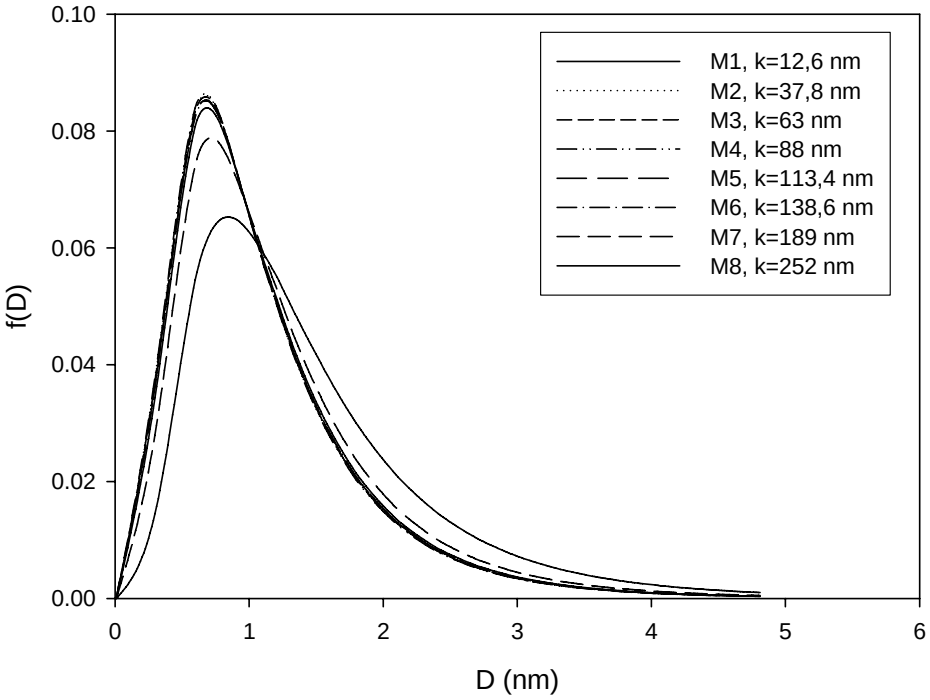
Şekil 9. σ=0.4 için farklı magnetizasyon (*M*) ve film kalınlık (*k*) değerlerinde dağılımın parçacık büyüklüğüne göre değişimi (sırasıyla $M_1 = 6{,}116$ emu/cm^3, $M_2 = 5{,}656$ emu/cm^3, $M_3 = 5{,}705$ emu/cm^3, $M_4 = 5{,}595$ emu/cm^3, $M_5 = 5{,}825$ emu/cm^3, $M_6 = 5{,}855$ emu/cm^3, $M_7 = 7{,}379$ emu/cm^3, $M_8 = 12{,}556$ emu/cm^3 için).

Şekil 9 da açıkça görüldüğü üzere manyetizasyon arttıkça, yani film kalınlığı büyüdükçe, f(0) oranı küçülmektedir. Özellikle en kalın filmler için 189 nm ($M_7 = 7{,}379$) ve 252 nm ($M_8 = 12{,}556$), filmlerde parçacık büyüklüğü dağılımının daha geniş, diğer daha ince filmlerde ise yaklaşık olarak aynı olduğu gözlenmektedir.

Aynı eğriler Şekil 10 ve Şekil 11 de σ=0.2 ve σ=0.6 için hesaplanmıştır. Bu eğrilerde de aynı Şekil 3.2 de σ=0.4 için elde edilen sonuca çok benzer bir eğilim gözlenmektedir. Bütün dağılım hesaplama sonuçları dikkate alındığında bu metot göreli olarak, filmlerinde parçacık büyüklüğü dağılımının en kalın iki film için (189 nm ve 252 nm) daha geniş ve buna karşın diğer daha ince filmlerde ise yaklaşık olarak aynı olduğu göstermektedir.



Şekil 10. σ=0.2 için farklı magnetizasyon (*M*) ve film kalınlık (*k*) değerlerinde dağılımın parçacık büyüklüğüne göre değişimi



Şekil 11. σ=0.6 için farklı magnetizasyon (*M*) ve film kalınlık (*k*) değerlerinde dağılımın parçacık büyüklüğüne göre değişimi.

5. SONUÇLAR VE TARTIŞMA

Histerezis eğrisi bütün manyetik malzemelerde farklıdır, dolayısıyla bu sonuç histerezis eğrisinin ferromagnetik, diyamagnetik ve paramagnetik malzemeler için ayırt edici bir özellik olduğunu bildirir.

Ferromagnetik malzemelerin dönme karakteristiğini ifade eden histerezis eğrileri sıcaklıkla genişler fakat özgün şekli asla değişmez. Ferromagnetik madde içindeki ısısal çalkantı hareketi ortamdaki dipol düzenini bozmak ister fakat sıcaklık fazla yüksek değilse dipolleri kımıldatamaz. Bu nedenle yüksek sıcaklıklarda ferromagnetik düzenin yok olması şaşırtıcı değildir. Burada şaşırtıcı olan bu düzenin belirli bir sıcaklıkta birden bozulmasıdır (örneğin, demirde $770^{o}C$). Curie noktası denilen bu değerin altında demir ferromagnetik, üstünde ise paramagnetik olur. Curie noktası, kaynama veya donma noktası gibi, kritik bir sıcaklıktır, yani ferromagnetik durumdan paramagnetik duruma geçiş dereceli değil, birden olur.

Günümüzde teknolojinin ilerlemesine paralel olarak geliştirilen cihazlar kullanılarak çok daha küçük boyutlarda çalışmalar yapılmakta ve önemli veriler elde edilmektedir. Örneğin mikroskristallerden nono boyuttaki nanokristallere geçiş başlamıştır. Günümüzde manyetik uygulamalar nano kristal magnet ve ince filmlerin sentezi, yapısal ve fiziksel karakterizasyonunun ifade edilmesi şeklinde hızla ilerlemektedir. Nano ölçekli ferromagnetik parçacıklara sahip bu filmler ise oda sıcaklığında paramagnetik özellik göstermektedirler ve sıcaklıkla hiç genişleme göstermeyen histerezis eğrileri süperparamagnetik parçacıklar için tipiktir ve histerezis eğrileri lineer bir davranış sergilerler.

Bu çalışmada incelenen iyon demeti çığalama tekniği ile hazırlanan, farklı kalınlıklardaki nano-ölçekli $(Co_{90}Fe_{10})_{20}Ag_{80}$ heteromagnetik ince filmlerinin ölçülen histerezis eğrileri süperparamagnetik özellik sergilemektedirler. Bu çalışmada küçük ve birbiri ile etkileşmeyen manyetik parçacıkların (paramanyetizim) klasik Langevin denklemi kullanılarak, ölçülen histerezis eğrileri, teorik hesaplamalar ile incelenmiştir. CoFe manyetik taneciklerin film kalınlığına bağlı gelişiminin ve parçacık büyüklüğünün araştırılması amaçlanmıştır. Langevin denkleminin küçük dış manyetik alan ve oda sıcaklığı yaklaşımına göre Maple10 programı kullanılarak gerçekleştirilen hesaplamalar, CoFe manyetik taneciklerinin ortalama boyutlarının

film kalınlığı arttıkça arttığını ve 1.6 – 2.2 nm arasında değiştiğini göstermektedir. Dağınım fonksiyonu kullanılarak, parçacık büyüklüğü dağılımının tahmini için yapılan çalışmalar ise, filmlerde manyetizasyon arttıkça (yani film kalınlığı büyüdükçe) parçacık büyüklüğü dağılımının 189 nm lik filmlere kadar çok az fakat daha sonra en kalın filmler için (189 nm ve 252 nm) parçacık büyüklüğü dağılımının daha da genişlediğini göstermektedir. Bu sonucun doğruluğunu desteklemek amacı ile parçacık büyüklükleri farklı σ değerleri için hesaplanarak incelenmiş ve aynı sonucun elde edildiği görülmüştür. Bütün dağılım hesaplama sonuçları dikkate alındığında, bu metot göreli olarak filmlerinde parçacık büyüklüğü dağılımının en kalın iki film için (189 nm ve 252 nm) daha geniş ve buna karşın diğer daha ince filmlerde ise yaklaşık olarak aynı olduğunu göstermektedir. Bu sonuç 189 nm den daha ince filmlerde dağılımın yaklaşık olarak aynı kaldığını ve kritik bir film kalınlığı sonra bu homojenliğin bozulduğunu göstermektedir.

Bu metot bu tür nano-ölçekli magnetik filmlerin incelenmesi için başarılı bir yöntem olarak dikkat çekmektedir. Bu nedenle ileride Langevin denklemi ve dağınım fonksiyonları hiçbir yaklaşıklık kullanılmadan teorik hesap ve deneysel histeresis eğrilerine teorik eğri uyumunu inceleyen teknikler ile geliştirildiği ve programlandığı takdirde daha somut ve hızlı sonuçların elde edilmesi sağlanabilecektir.

KAYNAKLAR

Daughton, J.M., GMR applications, J. Magn. Magn. Mater., 192 (1999) 334–342.

Gleiter, H., Prog. Mater. Sci., Nanocrystalline Materials, 33 (1989) 223-315.

Griffiths, D.J. (1999) Introduction to Electrodynamics, 3th edition, Prentice-Hall Inc., New Jersey

Gündüz, E., (1992) Modern Fiziğe Giriş, Ege Üniversitesi Fen Fakültesi, İzmir.

Harrison, R.G. , A physical model of spin ferromagnetism, IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, 39 (2003) 950-960.

Hook J.R. and Hall H.E. (1997) Katıhal fiziği Litaretür Yayınları İstanbul.

Jiles, D.C. and Atherton, D.L. Ferromagnetic hysteresis, IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, 19 (1983) 2183-2185.

Kittel C., (1986) Introduction to solid state physics, 6th edition, John Wiley&Sons,

Liorzou, F., Phelps, B.G. and Atherton, D.L., Macroscopic models of Magnetization, IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS, 36 (2000) 418.

McHenry, M. E., Willard, M. A., Iwanabe, H., Sutton, R. A., Turgut, Z., Hsiao, A. and Laughlin, D. E., Nanocrystalline materials for high temperature soft magnetic applications: A current prospectus, Bull. Mater. Sci., 22 (1999) 495.

McHenry, M. E., Majetich, S. A., De Graef, M., Artman, J. O. and Staley, S. W., Süperparamagnetism in carbon-coated Co particles produced by the Kratschmer carbon-arc process, Phys. Rev. B, 49 (1994) 11358-11363.

Mierdel G., (1992) Elektrophysik.

Névot, L. and Croce, P., Characterization of surfaces by grazing x-ray reflection-Application to study of polishing of some silicate glasses, Rev. Phys. Appl. 15, (1980) 761.

Öksüzoglu, R.M., V. F. Meshcheryakov, G. Rutsch, H. Fuess, R. Boehmer, Moscow International Syposium on Magnetism, MISM 2005, June 25-30 (2005), Moscow, Russia.

Parratt, L.G., Surface Studies of Solids by Total Reflection of X-Rays**,** Phys. Rev**.,** 95 (1954) 359-369 .

Redon, O., Pierre, J., Rudmacq, B., Mael, B., and Dieny, B., Magnetoresistance $Ag/Co_{70}Fe_{30}$ Layered and Granular Structures, J. Magn. Magn. Mater., 149 (1995) 398-408.