

**T.C.
NEVŞEHİR HACI BEKTAŞ VELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**KARMA SPİN-1 VE SPİN-2 İSİNG NANOTEL
SİSTEMİNİN DİNAMİK DAVRANIŞLARININ
İNCELENMESİ**

**Tezi Hazırlayan
Adem MÜLAZIMOĞLU**

**Tez Danışmanı
Prof. Dr. Bayram DEVİREN**

**Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi**

**ARALIK 2023
NEVŞEHİR**

T.C.
NEVŞEHİR HACI BEKTAŞ VELİ ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

KARMA SPİN-1 VE SPİN-2 İSİNG NANOTEL
SİSTEMİNİN DİNAMİK DAVRANIŞLARININ
İNCELENMESİ

Tezi Hazırlayan
Adem MÜLAZİMOĞLU

Tez Danışmanı
Prof. Dr. Bayram DEVİREN

Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi

ARALIK 2023

Prof. Dr. Bayram DEVİREN danışmanlığında Adem MÜLAZIMOĞLU tarafından hazırlanan "**KARMA SPİN-1 VE SPİN-2 İSİNG NANOTEL SİSTEMİNİN DİNAMİK DAVRANIŞLARININ İNCELENMESİ**" başlıklı bu çalışma, jürimiz tarafından Nevşehir Hacı Bektaş Veli Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında **Yüksek Lisans Tezi** olarak kabul edilmiştir.

.../.../2023

JÜRİ

Başkan : Prof. Dr. Şeyma AKKAYA DEVİREN

Üye : Prof. Dr. Bayram DEVİREN

Üye : Doç. Dr. Gökhan KOÇAK

ONAY:

Bu tezin kabulü Enstitü Yönetim Kurulunun.....tarih ve..... sayılı kararı ile onaylanmıştır.

... /... / 2023

Prof. Dr. Cemal ÇARBOĞA
Enstitü Müdürü

TEZ BİLDİRİM SAYFASI

Tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu çalışmada yer alan bütün bilgilerin bilimsel ve akademik kurallar çerçevesinde elde edilerek sunulduğunu ve bana ait olmayan her türlü ifade ve bilginin kaynağına eksiksiz atıf yapıldığını bildiririm.

Adem MÜLAZIMOĞLU

TEŞEKKÜR

Tez çalışmamın bitmesinde çok emekleri olan, bilgisinden, tavsiyelerinden, yardımlarından ve her zaman kendisini yanında hissettirmeyi eksik etmeyen sayın danışman hocam Prof. Dr. Bayram DEVİREN hocama çok teşekkür ederim.

Tez çalışmamda fikir, görüş ve yardımlarını esirgemeyen ihtiyaç duyduğum anda yanımda olan Prof. Dr. Şeyma AKKAYA DEVİREN hocama teşekkür ederim.

Yaşamımın önemli bir bölümünü kaplayan bu çalışmada asla yanımdan ayrılmayan, manevi desteğini ve sevgisini hiç eksik etmeyen sevgili eşim zlem MüLAZIMOğLU ve oğullarım Ali ınar MüLAZIMOğLU ve Göktürk Aras MüLAZIMOğLU'na çok teşekkür ederim

KARMA SPİN-1 VE SPİN-2 İSİNG NANOTEL SİSTEMİNİN DİNAMİK DAVRANIŞLARININ İNCELENMESİ

(Yüksek Lisans Tezi)

Adem MÜLAZIMOĞLU

NEVŞEHİR HACI BEKTAŞ VELİ ÜNİVERSİTESİ

FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

Aralık 2023

ÖZET

Hem istatistiksel mekanik hem de malzeme biliminin en önemli araştırma konularından biri olan manyetik nanoteller, manyetik kayıt ortamı, manyetik soğutma, manyetik akışkanlar, spin elektronığı, optik, sensörler, termoelektronik cihazlar, kanser teşhisi ve tedavisi gibi birbirinden farklı birçok potansiyel teknolojik uygulamalar nedeniyle teknoloji ve sanayinin kritik alanlarında yaygın olarak kullanılmaktadır. Birçok farklı tipteki manyetik nanotellerin denge manyetik özellikleri üzerine birçok çalışma olmasına rağmen, denge dışı manyetik özellikleri üzerine yapılan çalışmalar sınırlıdır. Aynı zamanda şunu da belirtmek gerekir ki, karma spin tipi nano yapılar tek spinli nano yapılarından daha ilginç özelliklere sahiptir ve bu sistemlerde tek-spinli Ising modelinde gözlemlenemeyen birçok yeni ve üstün manyetik özellik sergiler. Tüm bu nedenlerden dolayı, farklı spin sistemlerinin değişik yöntemler ile teorik olarak incelenmesi önemlidir.

Bu nedenle, bu çalışmada Glauber tipi stokastik dinamiğe dayalı ortalama alan teorisi, salınımlı bir manyetik alan varlığında çekirdek-kabuk yapısına sahip ferrimanyetik karma spin (1, 2) Ising nanotel sisteminin denge dışı manyetik özelliklerini araştırmak için kullanılacaktır. Sistemin denge dışı manyetik özelliklerini (dinamik faz geçişleri, faz diyagramları) sayısal olarak incelenmiştir. Dinamik ortalama alan denklemleri, ortalama alan teorisiyle iç içe geçmiş Glauber dinamiklerinden türetilmiştir. Sistemdeki mevcut faz bölgelerini elde etmek için zamanla değişen ortalama öz ve kabuk

mıknatıslanmaları araştırılmıştır. Dinamik faz geçişlerinin doğasını tanımlamak ve dinamik faz geçiş sıcaklıklarını elde etmek amacıyla dinamik düzen parametrelerinin sıcaklık ile değişimi hesaplandı. Son olarak, sistemin dinamik faz diyagramları, salınımlı manyetik alan-sıcaklık düzleminde elde edilmiştir. Bu faz diyagramları Hamilton terimlerine güçlü bir şekilde bağlı olmakla birlikte, faz diyagramlarında üç temel ve bir karma fazın yanında dinamik üçlü kritik nokta gibi bazı dinamik özellikler sergilemektedir.

Anahtar Kelimeler: Nanotel; Ising model; Karma spin sistemi; Ortalama alan yaklaşımı; Glauber-tipi stokastik dinamik.

Tez Danışman: Prof. Dr. Bayram DEVİREN
Sayfa Adeti: 44

INVESTIGATION OF THE DYNAMIC BEHAVIORS OF MIXED SPIN-1 AND SPIN-2 ISING NANOTUBE SYSTEM

(M. Sc. Thesis)

Adem MÜLAZIMOĞLU

NEVŞEHİR HACI BEKTAŞ VELİ UNIVERSITY

GRADUATE SCHOOL OF NATURAL AND APPLIED SCIENCES

December 2023

ABSTRACT

The magnetic nanowires which are one of the most important research topics in both statistical mechanics and material science is widely used in the crucial areas due to the potential technological applications. Although there have been many studies on the equilibrium magnetic features of varied types of the magnetic nanowires, the studies on the out-of-equilibrium magnetic properties are limited. At the same time, mixed-spin type nanostructures also contain more interesting properties than single-spin nanostructures and exhibit many novel properties in these systems, which cannot be observed in the single-spin Ising model. Therefore, it is also being studied for various methods with different spin mixing.

Hence, the mean field theory based on Glauber type stochastic dynamics is utilized to investigate the out-of-equilibrium magnetic behaviors of the ferrimagnetic mixed spin (1, 2) hexagonal Ising nanowire with core-shell structure in the presence of an oscillating magnetic field. We study numerically the non-equilibrium magnetic properties (the dynamic phase transitions, phase diagrams) of the system. The dynamic mean-field equations are derived from the Glauber dynamics intertwined with the mean-field theory. The time varying average core and shell magnetizations are investigated to discover the phases of the system. The temperature variation of the dynamic order parameters is figured out for the purpose of qualifying the nature of the dynamic phase transitions, and getting the dynamic phase transition temperatures. Finally, the dynamic

phase diagrams (DPDs) of the system are depicted in the plane of the oscillating magnetic field versus temperature, which exist three fundamental and one mixed phases. The DPDs also display some dynamic special features such as the dynamic tricritical point, which powerfully hinge on the Hamiltonian terms.

Keywords: Nanowire; Ferrimagnetic Ising model; Mixed spin; Mean-field approach; Glauber-type stochastic dynamic.

Thesis Supervisor: Prof. Dr. Bayram DEVİREN

Pages: 44



İÇİNDEKİLER

KABUL VE ONAY SAYFASI	i
TEZ BİLDİRİM SAYFASI	ii
TEŞEKKÜR.....	iii
ÖZET.....	iv
ABSTRACT.....	vi
İÇİNDEKİLER	viii
ŞEKİLLER LİSTESİ	ix
1. BÖLÜM	
GİRİŞ	1
2. BÖLÜM	
METOT VE MODELİN TANITIMI.....	11
2.1. Model.....	11
2.2. Glauber Dinamiği ve Ortalama-Alan Dinamik Denklemlerinin Elde Edilmesi... 13	
3. BÖLÜM	
KARMA SPİN-1 VE SPİN-2 İSİNG NANOTEL SİSTEMİNİN NÜMERİK ÇÖZÜMÜ	26
3.1. Ortalama Alt Örgü Mıknatıslanmalarının Zamanla Değişimi.....	26
3.2. Dinamik Düzen Parametreleri ve Dinamik Faz Geçiş Noktaları	30
3.3. Dinamik mıknatıslanmaların termal davranışı	31
3.4. $(T/J_C, h/J_C)$ Düzleminde Dinamik Faz Diyagramları	34
4. BÖLÜM	
SONUÇ VE TARTIŞMA	43
KAYNAKLAR	46
ÖZGEÇMİŞ	52

ŞEKİLLER LİSTESİ

- Şekil 2. 1. Karma spin (1, 2) Ising nanotel sistemini tanımlayan silindirik hegzagonal yapının şematik temsili: (a) ara kesit ve (b) üç boyutlu. Mavi ve gri küreler sırasıyla özdeki spin-1 ve kabuktaki spin-2 manyetik atomları göstermektedir. 11
- Şekil 3. 1. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sistemi için ortalama alt örgü mıknatıslanmalarının $m_C(\zeta)$ ve $m_S\zeta$ zamanla değişimi. Sistemde paramanyetik (p) faz mevcuttur. ($d=-1.0$, $h=9.18$, $T=13.0$) 28
- Şekil 3. 2. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotelin ortalama alt örgü mıknatıslanmalarının $m_C(\zeta)$ ve $m_S\zeta$ zamanla değişimi. Sistemde ferrimanyetik (i) fazı mevcuttur. ($d=-3.0$, $h=4.0$, $T=4.0$) 29
- Şekil 3. 3. Karma spin-1 ve spin-2 nanotel sistemi için ortalama alt örgü mıknatıslanmalarının $m_C(\zeta)$ ve $m_S\zeta$ zamanla değişimi. Sistemde karma (nm) faz mevcuttur ($d=-1.0$, $h=7.0$, $T=2.5$)..... 30
- Şekil 3. 4. $\Delta_s = 1.0$, $r = 1.0$, $d = 1.0$ ve $h = 2.0$ değerleri için dinamik alt örgü mıknatıslanmanın yani (M_a) 'nın sıcaklığa bağlı davranışı $T_c/J_c = 10.810$ ferrimanyetik (i) fazından paramanyetik (p) faza ikinci-derece faz geçiş sıcaklığını göstermektedir..... 32
- Şekil 3. 5. $\Delta_s = 1.0$, $r = 1.0$, $d = 2.0$ ve $h = 8.0$ değerleri için dinamik alt örgü mıknatıslanmanın yani (M_a) 'nın sıcaklığa bağlı davranışı $T_c/J_c = 2.7$ ferrimanyetik (i) fazından paramanyetik (p) faza birinci-derece faz geçiş sıcaklığını göstermektedir..... 33
- Şekil 3. 6. $\Delta_s = 1.0$, $r = 1.0$, $d = -4.0$ ve $h = 2.0$ değerleri için M_a 'nın sıcaklığa bağlı davranışı $T_c/J_c = 4.310$ ferrimanyetik (i) fazından paramanyetik (p) faza ikinci-derece faz geçiş sıcaklığını göstermektedir..... 34

Şekil 3. 7. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sisteminde $d=1.0$ değeri için (T/J_C , h/J_C) düzleminde dinamik faz diyagramı.	36
Şekil 3. 8. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sisteminde $d=-3.0$ değeri için (T/J_C , h/J_C) düzleminde dinamik faz diyagramı.	37
Şekil 3.9. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sisteminde $d=-4.0$ değeri için (T/J_C , h/J_C) düzleminde dinamik faz diyagramı	38
Şekil 3.10. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sisteminde $d=-5.0$ değeri için (T/J_C , h/J_C) düzleminde dinamik faz diyagramı.	39
Şekil 3.11. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sisteminde $d=-6.0$ değeri için (T/J_C , h/J_C) düzleminde dinamik faz diyagramı.	40
Şekil 3.12. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sisteminde $d=-9.0$ değeri için (T/J_C , h/J_C) düzleminde dinamik faz diyagramı	41
Şekil 3.13. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sisteminde $d=-10.0$ değeri için (T/J_C , h/J_C) düzleminde dinamik faz diyagramı	42

1. BÖLÜM

GİRİŞ

Yunan literatüründe nano sözcüğünün “nannos” sözcüğünden türetildiği, aslında bu sözcüğün “cüce ya da küçük yaşlı adam” anlamına geldiği bilinmektedir. Günümüzde nano, teknik bir ölçü birimi olarak kullanılır ve herhangi bir birimin milyarda biri anlamını taşımaktadır [1].

ABD Ulusal Bilim ve Teknoloji Konseyi’nde nanoteknolojinin kısa ve genel bir tanımı ise “Nanoteknolojinin özü, temelde yeni moleküler organizasyonda büyük yapılar oluşturmak, atomlar vasıtasıyla moleküler düzeyde çalışma yeteneğidir. Nanoteknolojinin amacı ise atomik, moleküler ve supramoleküler seviyelerde yapıların ve cihazların kontrolünü alarak bu özelliklerden yararlanmak ve bu cihazları verimli bir şekilde üretmeyi ve kullanmayı öğrenmektir.” [2]

Nanoteknoloji, bir taraftan eski teknolojilere yeni bir pencereden bakmayı gösterirken, diğer taraftan da, şimdiye kadar imkânsız olduğu düşünülen yeni teknolojilere ve yeni uygulama alanlarına bir takım imkân sağlamaktadır. Nanoteknoloji bünyesinde değerlendirilen malzemelerin varlığı bilinmekte olup bu malzemeler nano malzemeler olarak ifade edilir. Nano boyuttaki malzemelerle ilgilenen nano malzeme bilimi ise malzemelerin nano seviyedeki davranışlarını analiz eden bir bilim dalı olarak karşımıza çıkmaktadır. Nanoteknolojide nano malzemeler araştırıldığında nano yapıları malzemelerin alan-hacim oranının yüksek olduğu için yeni uygulamaları beraberinde getirmektedir [3].

Nanometre, kısacası 1 metrenin milyarda biri ölçüsünde bir uzunluğu temsil eder (yaklaşık olarak ardarda dizilmiş 5 ila 10 atom). Teknoloji, insanoğlunun çevresini değiştirmesi ve dizayn etmesinde her türlü bilgi birikimi ve bilimsel ilkelerin fiziksel nesne ve sistemlerin tasarım ve üretiminde kullanılması olarak tanımlanabilir.

Richard Feynman’ın nanoteknolojiyle ilgili olarak 29 Aralık 1959 Amerikan Fizik

Cemiyeti'nde bir ansiklopediyi bir toplu iğne başına sığdırmanın mümkün olduğunu hatta gelecekte (şimdiki zamanımızı kastediyor) bütün kütüphanelerin bile bir toplu iğne başı kadar bir yerde depolayabilmenin mümkün olabileceğini söylemiştir. Feynman her ne kadar konuşmasında nanoteknoloji kelimesini kullanmamış olsada yıllar sonra nanoteknolojiden bahsettiği anlaşılmış ve günümüzde nanoteknolojinin fikir babası olarak kabul edilmektedir [1].

Son on yılda yeni nanoteknolojilerin gelişmesi ve ilerlemesi ile birlikte, nanoteller [4], nanotüpler [5], nanofilmler [6], nanoçubuklar [7] ve nanoparçacıklar [8] gibi manyetik nano yapıları malzemeler kullanılarak oluşturulan çalışmalar hem deneysel hem de teorik araştırmacılar için bilim insanları tarafından ilgiyle karşılanmış, zamanla bu araştırmaların çoğalmasıyla bu ilginin arttığı tespit edilmiştir. Artan bu ilginin gerekçesini ise şu şekilde açıklama ihtiyacı duymuşlardır, bu malzemelerin sahip olduğu muazzam elektrokimyasal, optik, mekanik, piezoelektrik özellikleri [9] ve kataliz, nano akışkanlar, manyetik parçacık görüntüleme, manyetik kayıt ortamı, çevresel iyileştirme, bilgi veri depolama, biyomedikal uygulamalar, doğrusal olmayan optikler, sensörler, biyo-ayırma, biyoteknoloji, ve yayılma kayıpları da dahil olmak üzere çok çeşitli alanlarda ve disiplinlerden teknolojik uygulama alanlarına sahip olması olduğu söylenebilir [10]. Özellikle bulk malzemeler ile manyetik nanoteller karşılaştırıldığında bir takım farklı özellikler olduğu görülmüş bu farklılıkların ise süper manyetizma, yüksek doyum alanı, tek iyon anizotropi katkıları, gibi farklı manyetik özellikler olduğu saptanmıştır. Yapılan tüm karşılaştırmalar sonucunda manyetik nanoteller parçacık boyutundan büyük oranda etkilendiği tespit edilmiştir [11]. Bu tespitler sonucunda yüksek kapasiteli davranışların varlığı görülmüş ve nanotellerin manyetik durumlarını etkileyen bir takım parametrelerin olduğu sonucuna varılmış ve bu parametrelerin yüzey sonlu boyutlar ve yüzey etkileri olduğu anlaşılmıştır [12].

Yapılan inceleme ve araştırmalar sonucunda nanoteller iletken ya da yalıtkan olabilmekte ve ayrıca uzunluğu ise (1 nm ile 100 nm) civarında çapa sahip oldukları anlaşılmıştır. Bahsedilen bu nano boyuttaki nanotellerin kuantum mekanik özelliklerin önemi günden güne artmakta ve bundan dolayı bu teller "kuantum telleri" olarak da adlandırılmaktadır. Bu nanoteller üretilirken birçok farklı üretim teknikleri

kullanılabilmektedir. Bu tekniklerden bazılarını lazer ergime [18], triotilamin çözelti metodu [19], anodize alüminyum oksit şablonlarını kullanarak elektrodepozisyonu [20] ve doğru akım elektrodizasyonu [21] olarak sıralayabiliriz.

Nanotellerin birçok çeşiti mevcuttur: Bu nanotellere yalıtkan (SiO_2 , TiO_2), metalik (Ni, Pt, Au, Fe) ve yarı iletken (Si, Ge, InP, GaN) örnek olarak gösterilebilir. Bu liste sadece bu örneklerle sınırlı kalmayıp listeye tek boyutlu olan karbon nano tüpler de dâhil edilebilir [3-13]. Diğer taraftan bahsi geçen bu nanoteller bur çok alanda kullanılmakta ve kullanılan bu alanlar şu şekilde sıralanmaktadır; elektronik, optoelektronik, nano elektromekanik cihazlarda, ileri kompozitlerde ek olarak, nano ölçekli nicelik cihazlarında metalik ara bağlantılar için, alan yayıcılar olarak ve biyo-moleküler nano algılayıcılar için uç olarak oldukça elzem ve farklı uygulama ve kullanım alanlarına sahip olduğu tespit edilmiştir [14].

Bilim insanları nanotellerin manyetik özelliklerini doğru bir şekilde tespit edebilmek ve bu manyetik özelliklerin daha iyi anlaşılabilmesi ve bunun açıklayıcı olarak anlatılabilmesi için analitik olarak [15], deneysel olarak [16] ve bilgisayar simülasyonlarında [17] incelemeler yapmışlar ve bunun için çok yoğun bir çaba harcamışlardır.

Teorik olarak ifade edilecek olursa nano yapılı sistemlerden nanotüpler, nanoteller ve nanoparçacıklar gibi birçok kavramı ifade edebilmek için Ising modeli uygun görülmüş ve pek çok alanda ve sistemde uygulanmaya başlanmıştır [22].

Son zamanlarda nanoteller incelenirken Ising modelinin uygun bir model olduğu anlaşılmış ve nanotellerin manyetik özelliklerini açıklayabilmek için teorik olarak Ising modeli kullanılmıştır. Ising modelleri içinde en basit ve en yaygın olarak kullanılan model, spin-1/2 Ising modelidir. Bu model, akışkan konsantrasyonu, gazların soğurulması, ikili sıvı veya gazların faz geçişleri, ikili alaşımlardaki düzenli-düzensiz faz geçişleri, vb. gibi sistemlerin incelenmesi ve irdelenmesinde kullanılmıştır [23]. Spin-1/2 Ising modelinin dengeli davranışı, dengeli istatistik fizikte kullanılan ve iyi bilinen ortalama alan yaklaşımı (OAY), Bethe veya çift yaklaşım, seriye açılım, transfer

matris, etkin-alan teorisi (EFT), Monte-Carlo (MC) hesaplamaları, renormalizasyon grup (RG) teknikleri vb. gibi metotlarla kapsamlı olarak detaylıca incelenmiş ve incelenmeye devam edilmektedir. Böylece bu çalışmalarla, birçok fiziksel sistemlerin dengeli davranışları hakkında bilgiler toplanmış ve hala toplanmaya devam edilmektedir.

Ayrıca, termomanyetik ve moleküler tabanlı kayıt sistemleri, telafi sıcaklıklarının varlığı, ferrimanyetik yapıya sahip karmaşık bileşikler, amorf yapıya sahip alaşımlar, seyreltik ferrimanyetik sistemler, moleküler tabanlı mıknatıslar, yarı-iletken alaşımlar, ferrimanyetik düzenlilik ve düzenli-düzensiz faz geçişleri gibi daha karmaşık fiziksel sistemlerin termodinamik davranışlarını incelemek için daha yüksek spinli (spin-1, spin-3/2, spin-2 ve spin-5/2) veya karma spin Ising sistemleri gibi, daha fazla durum içeren ve birden fazla düzen parametrisine sahip bir model gerekmektedir. Karma spin Ising sistemleri ile ilgili çalışmalara 1980' li yıllarda başlanmış ve bu spin sistemleri zamanımızda da kullanılan ve geçerliliğini koruyup kullanılmaya da devam edilen en önemli sistemler olmuşlardır [24]. Son dönemlerde yoğun madde fiziği ve istatistik fizikte en fazla araştırılan ve üzerinde çalışılan konulardan biriside karma spin Ising sistemleri olduğu görülmüştür. Bu sistemlerin üzerinde neden bu kadar çok çalışıldığını açıklayan birtakım sebeplerin olduğu bilinmekte olup bu sebepleri aşağıdaki gibi sıralayabiliriz.

Bu sistemlerin, termomanyetik kayıt sistemleri alanında potansiyel teknolojik uygulamaları olması[24]. Bu sistemler saf spin sistemlerine göre daha az öteleme simetrisine sahip olduklarından, saf spin sistemlerinde gözlenmeyen birçok yeni normalden farklı olan kritik olayların karma-spin sistemlerinde gözlenmesi. Bu sistemlerin, moleküler tabanlı manyetik malzemelerin incelenebilmesine olanak sağlayıp model oluşturması [25]. Kritik bir sıcaklık değerinden daha düşük bir sıcaklık değerine sistemde bulunan toplam mıknatıslanmanın ortadan kaybolduğu telafi sıcaklığın belirli şartların oluşması halinde tespit edilme durumudur. Teknolojik uygulamalar safhasında sistemde telafi sıcaklığının bulunması bu uygulamalar için çok önemli bir faktör olduğu için karma spin Ising nanotel yapının araştırılması önemli hale gelmektedir.

En iyi bilinen karma spin Ising sistemleri; spin (1, 1/2), spin (1/2, 3/2), spin (1, 3/2), spin (3/2, 5/2) ve spin (2, 5/2) sistemleridir. Bu karma spin sistemlerinin denge davranışları, OAY, kümesel değişim metodu (KDM), Bethe-Peierls yaklaşımı (BPY) ve EAT gibi çeşitli tekniklerle incelenmiştir. Ayrıca, kare bir örgü üzerinde karma spin Ising ferrimanyetik sistemleri MC simülasyonu [24] kullanılarak irdelenmiştir. Bu denge çalışmalarına rağmen bu sistemlerin dengesiz davranışları yeteri kadar açıklanamamıştır. Karma spin sistemlerinin dengesiz davranışları (1, 1/2) [26], spin (1/2, 3/2) [27], spin (1, 3/2) [28], spin (3/2, 5/2) [29] ve spin (2, 5/2) [30] sistemleri için incelenmiştir.

Öte yandan, şimdiye kadar, karma spin-1 ve spin-2 Ising sistemi üzerine çok fazla çalışma yapılmamıştır. Karma spin-1 ve spin-2 Ising sisteminin dengeli davranışı için ilk çalışma ayrıştırmış çizgi integrali yaklaşımının kullanılmasıyla Weng ve Li [31] tarafından yapılmıştır. Onlar, sistemin faz diyagramlarını karma spin (1/2, 1), karma spin (1/2, 3/2) ve karma spin (1, 2) sistemleri için elde etmişlerdir. Iwashita ve arkadaşları [32], dört spin model yaklaşımını kullanarak, spin-1 ve spin-2 karma sistemlerinde mıknatıslanmasının sıcaklık ilişkisini incelemişlerdir. Zhang ve arkadaşları [33], EAT ve MC simülasyonu ile tabakalı bal peteği örgüsü üzerinde spin-1 ve spin-2 karma sisteminin manyetik özelliklerini incelemişlerdir. Özellikle elde edilen sonuçları bu iki metodu kullanarak detaylı bir şekilde karşılaştırmışlardır. Albayrak ve Yiğit [34], Bethe örgüsü üzerinde gerçek tekrarlı bağıntılarını kullanarak karma spin-1 ve spin-2 Ising ferromanyetik sisteminin kritik davranışlarını incelemişlerdir. Wei ve arkadaşları [35], OAY ve MC tekniklerini kullanarak farklı anizotropiler ile karma spin-1 ve spin-2 Ising ferromanyetik sisteminin manyetik özelliklerini incelemişlerdir. Sistemin birinci-derece, ikinci-derece faz geçişleri geçirmesinin yanısıra üçlü kritik noktaya sahip olduğunu bulmuşlardır. Ayrıca, sistemin reentrant davranışı sergilediğini gözlemlemişlerdir. Son zamanlarda, Deviren ve arkadaşları [36], boyuna manyetik alanın varlığında ve yokluğunda bal peteği ve kare örgü üzerinde, karma spin-1 ve spin-2 Ising sisteminin kritik davranışlarını incelemek için korelasyonlu EAT' yi kullanmışlardır. Onlar, sistemin alınganlık, iş enerji ve ısı sığasını nümerik olarak saptamışlar ve bu incelemelerden, sistemin birinci- ve ikinci-derece faz geçişlerinin beraberinde, üçlü kritik nokta ve reentrant davranış gösterdiğini

bulmuşlardır.

Karma spin-1 ve spin-2 Ising sisteminin denge özelliklerini incelemede önemli gelişimler olmasına rağmen, modelin dengesiz davranışı tam olarak bulunamamıştır. Son zamanlarda, Keskin ve arkadaşları [37], OAY ile Glauber-tipi stokastik dinamiği [38] kullanarak kare bir örgü üzerinde kinetik karma spin-1 ve spin-2 Ising modelinin kararlı durumlarını çözümlenmişlerdir. Sistemin dinamik faz diyagramlarını üç farklı düzlemde göstermişler ve faz diyagramlarının üç temel fazın yanı sıra dört karma faz bölgesi içerdiğini keşfetmişlerdir. Ayrıca dengesiz sistemlerdeki farklı ve değişik problemlerden birisi, dengesiz veya dinamik faz geçiş (DFG) sıcaklıklarının hesaplanması ve dinamik faz eğrilerinin oluşturulmasıdır. DFG'lere neden olduğu düşünülen sistem kesin olarak bulunmadığı gibi temel fenomenolojisi de halen çok az ilerletilebilmiştir ve bu sebepten üzerinde en çok analiz edilmesi ve araştırılması gereken konulardan birisi haline geldiği görülmüştür. Glauber tipi stokastik dinamik [39], ve OAY kullanılarak DFG sıcaklıkları ilk olarak zamana bağlı dış manyetik alan altında spin-1/2 Ising modelinin kararlı durumları detaylıca incelenerek ortaya çıkmıştır [40]. Bundan sonraki çalışmalardan biri olan kinetik spin-1/2 Ising modeli için dinamik faz geçişleri, dinamik OAY metodu [41] ve dinamik MC (Monte Carlo) hesaplamaları ile incelenerek sunulmuştur [42].

Nano düzeydeki sistemlerin dinamik durumlarının araştırılması için bazı araştırmalar yapılmış ve bu araştırmalardan etkin alan metodundan faydalanılarak spin-1/2 silindirik Ising nanotel sisteminin manyetik durumlarını Deviren ve arkadaşları araştırmışlar ve araştırdıkları bu sistemde üçlü kritik nokta olduğunu saptamışlar ve bu durumu rapor etmişlerdir. Ayrıca bu çalışmada dinamik geçişlerin tabiatını (birinci dereceden veya ikinci dereceden) oluşturan özellikleri belirlemek için enine manyetizmaların, dinamik boyuna manyetizmaların ve toplam manyetizmaların sıcaklık etkileri incelenip tetkik etmişlerdir [43]. Yapılan çalışmalar bununla sınırlı kalmamış bilim insanları araştırmalarını hızlı bir şekilde devam ettirmişlerdir. Bu çalışmalardan Kantar ve Ertaş [44] Glauber tipi stokastik dinamik ve OAY kullanarak spin-1/2 silindirik Ising nanotel sisteminin dinamik manyetik durumunu araştırmışlar ve ulaştıkları sonuçları rapor ederek sunmuşlar ve ayrıca bu sistem üzerinde yaptıkları incelemede bazı telafi

sıcaklıklarının varlığına rastlamışlar ve bu telafi sıcaklıklarını S-, N-, P-, R-, Q- tipinde olduğunu rapor etmişlerdir. Yaptıkları bu çalışmada sistemde reatrant davranış sergilediğini gözlemleyerek sunmuşlardır.

Ertaş ve Kantar [44] silindirik Ising nanotel sistemini OAY kullanarak araştırmışlar ve spin-1 BC modelinin dinamik manyetik davranışları üzerine kristal alanın (D), sıcaklığın (T), ve bilineer etkileşim parametre' (J) nin etkileri üzerinde incelemelerde bulunmuşlardır. Yapılan bu inceleme sonucunda sistemde üçlü kritik nokta ve beş tip telafi sıcaklığı olduğunu görmüşler ve bu telafi sıcaklıklarının Q-, S-, N-,W- ve P- tipi olarak sunmuşlardır. Bu çalışmalara paralel olarak Deviren ve arkadaşları [45], öz ve kabuktan meydana gelen silindirik Ising nanotel yapıda, hem antiferromanyetik hem de ferromanyetik etkileşimler için zamana bağlı salınımlı bir dış manyetik alan altında dinamik manyetik davranışları, korelasyonlu EAT metodu ve Glauber-tipi stokstik dinamik metodunu kullanarak çalışma yapmışlardır. Dinamik öz, kabuk ve toplam mıknatıslanmalar için dinamik faz geçişlerinin doğasını (birinci veya ikinci dereceden), histeresis döngü alanları ve dinamik korelasyonları araştırmışlardır. Hamiltonyen ifadesindeki parametrelerin aldığı değerlere göre, sistemde P-, Q-, S-, L-, R- tipi olmak üzere beş farklı telafi davranış olduğunu analiz etmişlerdir. Bundan sonraki çalışmada ise Deviren ve Keskin [46], korelasyonlu EAT metodu ve Glauber-tipi stokstik dinamik yönteminden faydalanarak zamanla değişen bir manyetik alan varlığında silindirik Ising nanotüpünün dinamik davranışlarını, dinamik mıknatıslanmaların sıcaklığa bağımlılığını incelenerek dinamik geçişlerin doğasını, ve ayrıca dinamik faz geçiş sıcaklıklarını ve telafi davranışlarını tespit etmişler ve ayrıca bu faz geçiş sıcaklıklarının grafik eğrilerini oluşturmuşlardır. Bu çalışmada, histeresis döngü alanlarını göstermişlerdir. Sistemin fiziksel parametrelere bağlı olarak, S-, P-, R-, N- ve Q- tipi olmak üzere beş farklı telafi sıcaklığı olduğunu tespit etmişlerdir.

Silindirik Ising nanotüp sisteminin dinamik manyetik davranışlarını incelemek için Deviren ve arkadaşları [47], korelasyonlu EAT yöntemi ve bunun yanında Glauber-tipi stokstik yönteminden yararlanmışlardır. Histeresis döngü alanının sıcaklığı bağımlılığı ile dinamik mıknatıslanmaların sıcaklığa bağımlılığını bulmuşlar ayrıca bunun yanında dinamik faz eğrilerini tespit etmişlerdir. Bu araştırmalar sonucunda sistemde üçlü kritik

nokta ve üçlü kritik noktanın yanında izole kritik çoklu kritik nokta gibi farklı parametrelerinde varlığını görmüşler ve bunları rapor etmişlerdir. Nanoparçacıkların dinamik ve manyetik davranışlarını tespit etmek için birtakım çalışmalar yapılmış ve bu çalışmalar öz-kabuk yapıları nanoparçacıkların dinamik manyetik davranışları MCS yöntemi kullanılarak tespit edilmeye çalışılmıştır [48]. Vatansver ve Polat [49], metropolis algoritması temelli MCS yönteminden istifade ederek, spin-1 kabuk ve spin-3/2 öz tabakasından meydana gelen bir küresel kabuk-öz nanoparçacık sisteminin dinamik faz geçiş davranışlarını inceleyerek bir takım sonuçlar elde etmişler ve bu sonuçlara göre sistemde, N-, Q- ve P-tipi mıknatıslanma eğrilerinin olduğunu göstermişlerdir. Daha sonraki çalışmalarında Vatansver ve Polat [50], metropolis algoritması temelli MCS metodundan faydalanarak çalışmalar yapmışlardır bu çalışmalarda kübik öz-kabuk ferrimanyetik nanoparçacık sisteminin dinamik manyetik davranışlarını araştırmışlar ve sistemde bir takım değişiklikler meydana geldiği sonucuna vararak bu değişikliklerin manyetik alanın genliğine, manyetik alanın periyoduna, kabuk kalınlığına ve ayrıca Hamiltonyen ifadesi içinde yer alan bazı parametrelere bağlı olduğunu ve sistemde termal ve manyetik davranışların büyük ölçüde değiştiği sonucuna varmışlardır. Bu çalışmalara paralel olarak bu defa Yüksel ve arkadaşları [51]; öz-kabuk yapısına sahip nanopartikül sisteminin dinamik faz geçiş özelliklerini MCS yönteminden istifade ederek araştırmışlar ve araştırdıkları bu sistemde, N-, Q- ve P- tipi mıknatıslanma eğrilerinin olduğunu göstermişlerdir.

Keskin ve arkadaşları [26-28, 29, 30], birbirini takip eden tabakalı altıgen örgüleri baz alarak karma Ising sisteminin dinamik özelliklerini Glauber-tipi stokastik dinamik yönteminden istifade ederek incelemişlerdir. Yapılan bu çalışma sonucunda sistemin dinamik faz geçiş sıcaklık eğrisini ayrıca sistemde dinamik telafi sıcaklık eğrisine ulaşımlardır. Ayrıca bu çalışmalar sonucunda sistemde bulunan etkileşme parametrelerine bağlı olarak sistemde L- ve P- tipi davranış meydana geldiğini gözlemleyerek rapor etmişlerdir.

Chern ve arkadaşları [52], ise Mn_3O_4 ve Fe_3O_4 süper örgü olarak ifade ettiğimiz sistemlerin faz eğrilerini ayrıca telafi sıcaklıklarını ayrıca bileşiklerin sıcaklığa bağlı olarak özelliklerini araştırarak analiz etmişlerdir. Bunun yanında Kageyama ve

arkadaşları [53] nikel II format dehidratın ($\text{Ni}(\text{HCOO})_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$) manyetik davranışlarını araştırarak bu bileşiğin düşük sıcaklıklarda zayıf bir ferrimanyet olduğunu bulmuşlardır. Ayrıca, bu bileşik belirli bir sıcaklıkta manyetik olarak düzenli bir duruma geçer ki burada sistem farklı ilgi çekici manyetik özelliklere sahiptir. Bu özellikler, kendiliğinden olan zayıf bir ferromanyetizma, telafi sıcaklığı ve ani değişen mıknatıslanma olaylarıdır.

Şuana kadar karma spin(1, 2) Ising nanotel sistemini dinamik özellikleri davranışlarının Glauber-tipi stokastik dinamik temelli OAY yönteminden faydalanılarak incelenmesi üzerine herhangi bir inceleme olmadığı tespit edilmiştir. Bu tez çalışmasında Glauber-tipi stokastik dinamik ve OAY yöntemleri kullanarak karma spin (1, 2) Ising nanotel sisteminin dinamik özellikleri araştırılarak birtakım sonuçlar elde edilecektir. Araştırılan bu sistemde mevcut fazların varlığı tespit edilecek ve bu fazları bulmak için ortalama düzen parametrelerinin zamana bağlı özellikleri araştırılarak sunulacaktır. Daha sonra indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak tanımlanan dinamik düzen parametrelerinin davranışları analiz edilerek DFG sıcaklıkları ortaya koyulacak ve dinamik faz geçişlerin doğası (birinci derece veya ikinci derece yani kesikli veya sürekli faz geçiş çizgileri) ayrıntılı bir şekilde analiz edilerek sistemde bulunan faz diyagramları yani (h/J_C , T/J_C) eksenlerinde sunulacaktır. Burada ifade edilen eksenlerde T parametresi indirgenmiş sıcaklığı temsil ederken, h parametresi ise indirgenmiş dış manyetik alanı temsil etmektedir. Bu durumda, araştırmanın en temel hedeflerinden birisi olan arma spin (1, 2) Ising nanotel yapının dinamik faz geçişleri ve dinamik faz eğrilerini yorumlayarak bir sonuca varmak kolay olacaktır. Ayrıca araştırılan bu sistemin dinamik histeresis döngü alanları ve dinamik korelasyon gibi iki dinamik manyetik davranışı indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak incelenecektir. Böylelikle hem faz geçiş sıcaklıklarının doğruluğu cevap fonksiyonları cinsinden kontrol edilecek hem de sistemle ilgili manyetik davranışlar detaylıca araştırılarak sonuçlar literatürde yerini alacaktır.

Bölüm 2’de ilk olarak sistemin tarifinde bir model seçilerek bu model ve formülasyonu tanımlanacak ve bundan istifade edilerek sistemin düzen parametreleri için ortalama alan ifadeleri oluşturulacaktır. Oluşturulan bu diferansiyel ifadeler Adams-Moulton

kestirme ve düzeltme ayrıca Runge-Kutta, vb. gibi nümerik yöntemler kullanılarak çözüme kavuşturulacaktır.

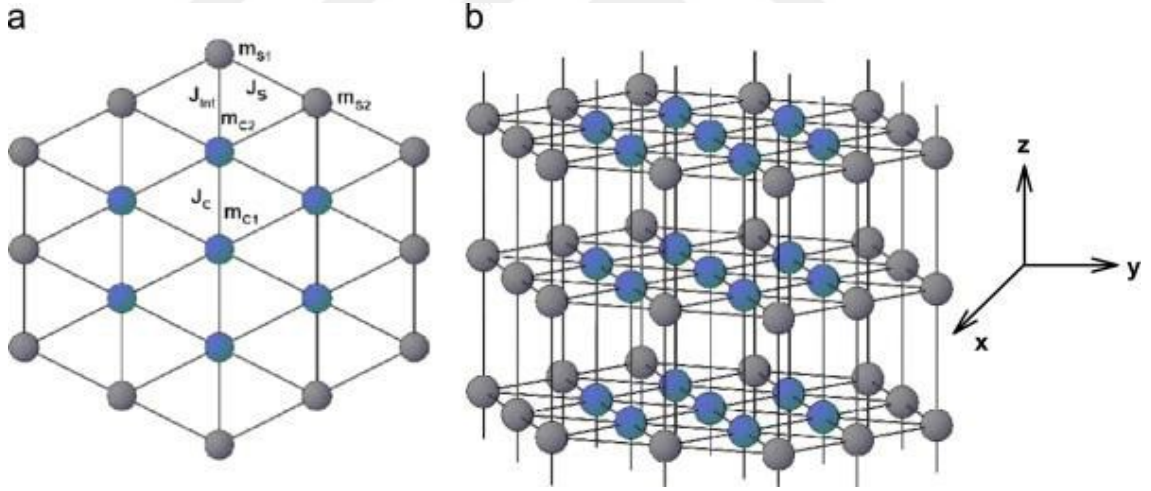
Bölüm 3’de ortalama mıknatıslanmanın zamana bağlı davranışları araştırılarak karma spin (1,2) Ising nanotel yapısının dinamik özellikleri ve sistemde bulunan mevcut fazların tespiti yapılacaktır. Oluşturulan bu diferansiyel ifadeler Adam-Moulton kestirme ve düzeltme, Runge-kutta, gibi nümerik yöntemlerle çözülmeye çalışılacak ve ortalama düzen parametrelerinin zamana göre değişimi çok detaylı araştırılarak dinamik düzen parametrelerini oluşturan ifadeler Adams-Moulton kestirme ve düzeltme ve Romberg integrasyon yöntemi birleştirilerek çözüme kavuşturulacak ve dinamik düzen parametrelerini indirgenmiş sıcaklığa göre değişimleri çok detaylı bir şekilde araştırılacak sistemde oluşan fal geçişlerinin doğası incelenecek aynı zamanda DFG sıcaklıkları bulunarak yorumlanacaktır. Daha sonrada hesaplanan DFG sıcaklıkları kullanılarak sistemlerin dinamik faz diyagramları (T/JC , h/JC) düzleminde sunulacaktır. Son bölümde ise, yapılan çalışmalar özetlenerek elde edilen sonuçların tartışması yapılacaktır.

2. BÖLÜM

METOT VE MODELİN TANITIMI

2.1. Model

Bu tez çalışmasında Glauber-tipi stokastik dinamik temelli ortalama alan yaklaşımı (OAY) yöntemi, ferrimanyetik karma spin (1, 2) Ising nanotel sisteminin dinamik manyetik davranışlarını araştırmak için kullanılacaktır. Silindirik Ising Nanotel sistemi modeli ile tanımlamak için kullanılan en yakın örgü hegzagonal örgü yapısıdır[54]. Bu nedenle bu tez çalışmasında kullanılacak ve nanotel sistemini tanımlayan hegzagonal örgü yapılı şematik gösterim Şekil 2.1 deki gibi verilmektedir.



Şekil 2. 1. Karma spin (1, 2) Ising nanotel sistemini tanımlayan silindirik hegzagonal yapının şematik temsili: (a) ara kesit ve (b) üç boyutlu. Mavi ve gri küreler sırasıyla özdeki spin-1 ve kabuktaki spin-2 manyetik atomları göstermektedir.

İlgilenilen model, alternatif olarak birbirini tekrarlayan dört alt tabaka A, B, C ve D' den oluşmaktadır. Mavi renklerle gösterilen özdeki spin-1 manyetik atomlarına ait olan ilk iki alt tabaka (A) ve (B), $\pm 1, 0$ değerlerini almaktadır. Gri renkli küreler ile gösterilen diğer iki alt tabaka C ve D, $\pm 2, \pm 1, 0$ değerlerini almaktadır ve kabuktaki S spinleri spin-2 değerlerini almaktadır. Çekirdeğin etrafı σ spinleri tarafından işgal edilirken,

kabukların etrafı S spinleri tarafından işgal edilir. En yakın komşu etkileşmelerini, kristal alan veya tek-iyon anizotropi terimini ve zamana bağlı dış manyetik alan terimini içeren silindirik karma spin (1, 2) Ising nanotel sisteminin Hamiltonyen ifadesi,

$$H = -J_c \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_i \sigma_j - J_s \sum_{\langle mn \rangle} S_m S_n - J_{Int} \sum_{\langle kl \rangle} \sigma_k S_l - D \left(\sum_i \sigma_i^2 + \sum_m S_m^2 \right) - h(t) \left(\sum_i \sigma_i + \sum_m S_m \right) \quad (2.1)$$

biçiminde tanımlanmaktadır. Burada, $\langle ij \rangle$, $\langle mn \rangle$ ve $\langle kl \rangle$ toplamlarım sırasıyla öz, kabuk ve öz ile kabuk arasındaki komşu spinlerin çiftleri üzerinden olacağını ifade etmektedir. J_c , J_s ve J_{Int} sırasıyla öz manyetik atomları arasındaki bilineer etkileşim parametresini, kabuk manyetik atomları arasındaki bilineer etkileşim parametresini ve öz ile kabuk manyetik atomları arasındaki bilineer etkileşim parametresini göstermektedir. D kristal-alan veya tek iyon anizotropi etkileşme terimini ve $h(t)$ ise zamana bağlı salınımlı dış manyetik alanı ifade etmektedir. Zamana bağlı salınımlı dış manyetik alan ifadesi,

$$h(t) = h_0 \sin(\omega t), \quad (2.2)$$

şeklindedir. Burada h_0 ve $\omega = 2\pi\nu$ sırasıyla salınımlı alanının genliği ve açısal frekansdır. Sistem TA mutlak sıcaklığında izotermal ısı banyosu ile etkileşim/temas halindedir. Nano yapı malzemelerin fiziksel özellikleri üzerinde kabuk yüzeyindeki atomlarının etkisi çok fazla olduğundan genellikle nano yapı malzemelerde kabuk yüzeyinde manyetik atomlar arasındaki bilineer etkileşme terimi aşağıdaki gibi tanımlanır.

$$J_s = J_c (1 - \Delta_s), \quad (2.3)$$

Öz ile kabuk arasındaki bilineer etkileşim parametresi ise,

$$r = \frac{J_{Int}}{J_c}, \quad (2.4)$$

şeklinde tanımlanır. Bu çalışma süresince $JC = 1.0$ ve $r = 1.0$ alınarak çalışılmıştır. Burada r 'nin pozitif olması öz ve kabuk arasındaki spinlerin yönelimlerinin birbirine paralel olduklarını ve ferrimanyetik spin konfigürasyonu sergilediklerini belirtmektedir.

2.2. Glauber Dinamiği ve Ortalama-Alan Dinamik Denklemlerinin Elde Edilmesi

Zamana bağlı salınımlı dış manyetik varlığında karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sistemi için sistemin dinamik davranışını açıklayan ortalama-alan dinamik denklemlerini elde edebilmek için Glauber dinamiğini kullanacağız ve Master denklemlerinden yararlanacağız. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sistemi, Glauber-tipi stokastik dinamiğe göre birim zamanda $1/\tau$ oranında değişim gösterir. Ortalama alan dinamik denklemlerinin türetilmesi, spin-1/2 sistemi [40] ve farklı spin sistemleri [40,41] için ayrıntılı olarak açıklandığından, burada karma spin-1 ve spin-2 nanotel sisteminin denklemleri elde edilecektir.

B,C ve D alt örgülerindeki spinler sabit kaldığı zaman, sistemin t zamanında, $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_N$ spin konfigürasyonuna sahip olduğu andaki olasılık fonksiyonu $P^A(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_N; t)$ ile tanımlanır. A,C ve D alt örgülerindeki üzerindeki spinler sabit kaldığı zaman, sistemin t zamanında, $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_N$ spin konfigürasyonuna sahip olduğu andaki ihtimaliyet fonksiyonu ise $P^B(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_N; t)$ ile tanımlanır. A,B ve D alt örgülerindeki üzerindeki spinler sabit kaldığı zaman, sistemin t zamanında, S_1, S_2, \dots, S_N spin konfigürasyonuna sahip olduğu andaki ihtimaliyet fonksiyonu ise $P^C(S_1, S_2, \dots, S_N; t)$ ile tanımlanır. Son olarak A, B ve C alt örgülerindeki üzerindeki spinler sabit kaldığı zaman, sistemin t zamanında, S_1, S_2, \dots, S_N spin konfigürasyonuna sahip olduğu andaki ihtimaliyet fonksiyonu ise $P^D(S_1, S_2, \dots, N; t)$ ile tanımlanır.

$W_i^A(\sigma_i \rightarrow \sigma'_i)$ i. spinin σ_i durumundan σ'_i durumuna (B,C ve D alt örgülerindeki spinler sabit kaldığı durumda), $W_j^B(\sigma_j \rightarrow \sigma'_j)$ j. spinin σ_j durumundan σ'_j durumuna (A,C ve D alt örgülerindeki spinler sabit kaldığı durumda), $W_i^C(S_i \rightarrow S'_i)$ i. spinin S_i durumundan S'_i durumuna (A,B ve D alt örgülerindeki spinler sabit kaldığı durumda) ve $W_j^D(S_j \rightarrow S'_j)$ j. spinin S_j durumundan S'_j durumuna (A, B ve C alt örgülerindeki spinler sabit kaldığı durumda) birim zamandaki geçiş olasılığıdır. B, C ve D alt örgülerindeki

spinlerin bir an için sabit olduğu düşünülürse, A alt örgüsü için master denklemi,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P^A(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_N; t) = & - \left(\sum_i W_i^A(\sigma_i \rightarrow \sigma'_i) \right) P^A(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_i, \dots, \sigma_N; t) \\ & + \sum_i W_i^A(\sigma_i \rightarrow \sigma'_i) P^A(\sigma_1, \sigma_2, \dots, -\sigma_i, \dots, \sigma_N; t), \end{aligned} \quad (2.5)$$

şeklinde yazılır. Burada $W_i^A(\sigma_i \rightarrow \sigma'_i)$, i'inci σ spinin σ_i durumundan σ'_i durumuna birim zamanda geçme olasılığıdır. Denge durumunda,

$$\frac{d}{dt} P^A(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_N; t) = 0, \quad (2.6)$$

ve master denkleminde olasılık yoğunlukları oranı ve genel kanonik dağılım ifadesinden faydalanılırsa olasılık yoğunluğu,

$$\frac{W_i^A(-\sigma_i)}{W_i^A(\sigma_i)} = \frac{P^A(\sigma_1, \sigma_2, \dots, -\sigma_i, \dots, \sigma_N)}{P^A(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_i, \dots, \sigma_N)}, \quad (2.7)$$

olduğu kolayca görülebilir. Buradan

$$P^A(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \dots, \sigma_N) \propto \exp(-\beta \mathcal{H}), \quad (2.8)$$

ile tanımlanan genel kanonik dağılım ifadesinden yararlanılarak birim zamandaki geçiş olasılığı yoğunluğu,

$$W_i^A(\sigma_i \rightarrow \sigma'_i) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta \Delta E^A(\sigma_i \rightarrow \sigma'_i))}{\sum_{\sigma'_i} \exp(-\beta \Delta E^A(\sigma_i \rightarrow \sigma'_i))}, \quad (2.9)$$

şeklinde verilir. Burada $\beta = 1/k_B T$, k_B Boltzmann faktörüdür. $\Delta E^A(\sigma_i \rightarrow \sigma'_i)$ spinler arası geçişte sistemin enerjisindeki değişimdir ve Hamiltonyen ifadesinin kullanılması ile elde edilebilir. σ_i 'nin zaman içinde beklenen değerindeki değişimle daha önce

bulunan $W_i^A(\sigma_i \rightarrow \sigma'_i)$ ve $\Delta E^A(\sigma_i \rightarrow \sigma'_i)$ 'ninde kullanılmasıyla, σ spinleri için ortalama alan dinamik denklemleri elde edilir. Burada \sum_{σ_i} ise toplamın $\sigma_i = \pm 1, 0$ üzerinden alınacak ve Eşitlik (2.1) ile verilen Hamiltonyen ifadesinden yararlanılarak,

$$\Delta E^A(\sigma_i \rightarrow \sigma'_i) = 2\sigma_i \left(J_c \sum_j \sigma_j + J_c \sum_j \sigma_j + h(t) \right) - ((\sigma'_i)^2 - (\sigma_i)^2) D \quad (2.10)$$

şeklinde bulunur. Her mümkün $\sigma_i \rightarrow \sigma'_i$ geçişi için bulunan bu enerji değişimi ifadeleri (2.9) denkleminde yerine yazılırsa $W_i^A(\sigma_i \rightarrow \sigma'_i)$ olasılık yoğunlukları;

$$W_i^A(1 \rightarrow 0) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta D)}{2 \cosh(\beta a) + \exp(-\beta D)}, \quad (2.11a)$$

$$W_i^A(-1 \rightarrow 0) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta D)}{2 \cosh(\beta a) + \exp(-\beta D)}, \quad (2.11b)$$

$$W_i^A(-1 \rightarrow 1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta a)}{2 \cosh(\beta a) + \exp(-\beta D)}, \quad (2.11c)$$

$$W_i^A(0 \rightarrow 1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta a)}{2 \cosh(\beta a) + \exp(-\beta D)}, \quad (2.11d)$$

$$W_i^A(1 \rightarrow -1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta a)}{2 \cosh(\beta a) + \exp(-\beta D)}, \quad (2.11e)$$

$$W_i^A(0 \rightarrow -1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta a)}{2 \cosh(\beta a) + \exp(-\beta D)}, \quad (2.11f)$$

$$W_i^A(0 \rightarrow 0) = W_i^A(1 \rightarrow 1) = W_i^A(-1 \rightarrow -1) = 0, \quad (2.11g)$$

şeklinde elde edilir. Burada $a = J_c \sum_j \sigma_j + J_c \sum_i \sigma_i + h(t)$ ile tanımlanır. Olasılık yoğunlukları ifadelerinden yararlanılarak $W_i^A(\sigma_i \rightarrow \sigma'_i)$ nin σ_i 'ye bağlı olmadığını, bu durumda $W_i^A(\sigma_i \rightarrow \sigma'_i) = W_i^A(\sigma'_i)$ yazılabilir. Master denkleminde yararlanılarak, A altörgüsü için genel ortalama-alan dinamik denklemi şu şekilde elde

edilir:

$$\tau \frac{d}{dt} \langle \sigma_k \rangle = -\langle \sigma_k \rangle + \frac{2 \sinh[\beta a]}{2 \cosh[\beta a] + \exp[-\beta D]} \quad (2.12)$$

Ortalama alan yaklaşımı kullanılarak,

$$\tau \frac{d}{dt} \langle \sigma_k \rangle_A = -\langle \sigma_k \rangle_A + \frac{2 \sinh[\beta a_1]}{2 \cosh[\beta a_1] + \exp[-\beta D]} \quad (2.13)$$

elde edilir. Burada $a_1 = 2J_c \langle \sigma_i \rangle_A + 6J_c \langle \sigma_j \rangle_B + h_0 \sin(wt)$. Elde edilen ortalama alan dinamik denklemi,

$$\Omega \frac{d}{d\xi} m_{c1} = -m_{c1} + \frac{2 \sinh \left[\frac{1}{T} (2J_c m_{c1} + 6J_c m_{c2} + h \sin(\xi)) \right]}{2 \cosh \left[\frac{1}{T} (2J_c m_{c1} + 6J_c m_{c2} + h \sin(\xi)) \right] + \exp \left[-\frac{d}{T} \right]} \quad (2.14)$$

Şeklinde yazılabilir. Burada $m_{c1} \equiv \langle \sigma_i \rangle_A$, $m_{c2} \equiv \langle \sigma_j \rangle_B$, $m_{s1} \equiv \langle s_i \rangle_C$, $m_{s2} \equiv \langle S_m \rangle_D$, $\xi = wt$, $T = (\beta J_z)^{-1}$, $h = h_0 \sin(wt)$, $h = h_0/J_c$, $d = D/J_c$ ve $\Omega = \tau w$ olarak tanımlanmıştır. Böylece A alt örgüsü için birinci ortalama alan denklemi elde edilmiş olur. T, h ve Ω boyutsuz parametrelerdir. Sistemimizde $\Omega = 2\pi$ değeri olarak sabit tutulacaktır.

Karma spin -1 ve spin-2 Ising nanotel sisteminde A,C ve D alt örgülerindeki spinlerin biran için sabit kaldığı düşünülerek, B alt örgüsü için ilk yüzeydeki ortalama alan dinamik denklemlerini yukarıda olduğu gibi benzer hesaplamalar yapılarak da elde edilebilir. Bu durumda B alt örgüsü için master denklemi;

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} = P^B(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_N; t) = & -(\sum_i W_i^A(\sigma_i - \sigma'_i)) P^{AB}(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_i, \dots, \sigma_N; t) \\ & + \sum_i W_i^A(\sigma_i - \sigma'_i) P^B(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_i, \dots, \sigma_N; t), \end{aligned} \quad (2.15)$$

şeklinde yazılır. Burada $W_j^B(\sigma_i \rightarrow \sigma'_j)$ ve $W_j^B(\sigma'_j \rightarrow \sigma_j)$ olasılık yoğunlukları veya geçiş

yoğunlukları olarak tanımlanıp adlandırılır. Genel kanonik dağılım ifadesinden;

$$P^B(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_j', \dots, \sigma_N) \propto \exp(-\beta H) \quad (2.16)$$

yazılır. Burada $P^B(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_j', \dots, \sigma_N)$ sistem dengede iken $(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_j', \dots, \sigma_N)$ konfigürasyonunda spinlerin bulunma olasılığını gösterir. Sistem dengede iken, master denklemi ve kanonik dağılımın genel tanımı yardımı ile her bir spinin S_j durumundan S_j' durumuna birim zamanda geçiş olasılığı; $W_j^B(\sigma_j \rightarrow \sigma_j')$

$$W_j^B(\sigma_j \rightarrow \sigma_j') = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta \Delta E^B(\sigma_j \rightarrow \sigma_j'))}{\sum_{\sigma_j'} \exp(-\beta \Delta E^B(\sigma_j \rightarrow \sigma_j'))} \quad (2.17)$$

ile verilir. Burada $\beta = 1/k_B T$ 'dir ve k_B Boltzmann faktörüdür. Yukarıda uygulanan basamak ve işlemlerin benzer şekilde uygulaması yapılarak B alt örgüsündeki birinci yüzey ortalama alan dinamik denklemi aşağıdaki gibi elde edilebilir,

$$\Delta E^B(\sigma_j \rightarrow \sigma_j') = (\sigma_j' - \sigma_j) \left(J_c \sum_i \sigma_i + J_c \sum_j \sigma_j + J_{int} \sum_k J_k + ht \right) - ((\sigma_j')^2 - (\sigma_j)^2) D \quad (2.18)$$

$$\Delta E^B(\sigma_j - \sigma_j') = -(\sigma_j' - \sigma_j) b - ((\sigma_j')^2 - (\sigma_j)^2) D \quad (2.19)$$

Denklemi elde edilmiş olur ve bu denklemde σ_j ve σ_j' parametrelerine bağlı olan enerji değişimleri hesaplanabilir. Tespit edilen bütün bu enerji değişim tanımları denklem (2.17) uygulanarak bütün geçişler için olasılık ihtimaliyet yoğunlukları aşağıdaki gibi hesaplanabilmektedir.

$$W_j^B(1 \rightarrow 0) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta(b + D))}{1 + \exp(-\beta(b + D)) + \exp(-2\beta y)} \quad (2.20a)$$

$$W_j^B(1 \rightarrow -1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-2\beta b)}{1 + \exp(-\beta(b + D)) + \exp(-2\beta y)} \quad (2.20b)$$

$$W_j^B(0 \rightarrow 1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta(b+D))}{1 + \exp(\beta(b+D)) + \exp(\beta(-z+D))} \quad (2.20c)$$

$$W_j^B(0 \rightarrow -1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta(-b+D))}{1 + \exp(\beta(b+D)) + \exp(\beta(-z+D))} \quad (2.20d)$$

$$= \frac{\exp(-2\beta D)}{1 + \exp(-\beta(z+D)) + \exp(-2\beta z)}$$

$$W_j^B(-1 \rightarrow 0) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta(b-D))}{1 + \exp(\beta(b-D)) + \exp(2\beta z)} \quad (2.20e)$$

$$= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta(b+D))}{1 + \exp(-\beta(b+D)) + \exp(-2\beta z)}$$

$$W_j^B(-1 \rightarrow 1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(2\beta b)}{1 + \exp(\beta(b-D)) + \exp(2\beta z)} \quad (2.20f)$$

$$= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta(b+D))}{1 + \exp(\beta(b+D)) + \exp(\beta(-z+D))}$$

Bu arada $W_j^B(\sigma_j - \sigma_j')$ ifadesini incelediğimizde ihtimaliyet yoğunlukları tespit edilirken σ_j' 'den bağımsız olduğu anlaşılır. Bu durum bize denklemde $W_j^B(\sigma_j) = W_j^B(\sigma_j - \sigma_j')$ şeklinde yazmamıza olanak sağlar. Böylelikle ihtimaliyet yoğunlukları aşağıdaki gibi elde edilmiş olur.

$$W_j^B(0 \rightarrow 1) = W_j^B(-1 \rightarrow 1) = W_j^B(1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta b)}{2 \cosh(\beta b) + \exp(-\beta D)} \quad (2.21a)$$

$$W_j^B(1 \rightarrow 0) = W_j^B(-1 \rightarrow 0) = W_j^B(0) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta D)}{2 \cosh(\beta b) + \exp(-\beta D)} \quad (2.21b)$$

$$W_j^B(1 \rightarrow -1) = W_j^B(0 \rightarrow -1) = W_j^B(-1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta D)}{2 \cosh(\beta b) + \exp(-\beta D)} \quad (2.21c)$$

Şeklinde yazılabilir. Denklem (2.15) eşitliğinden daha önce A alt örgüsü için bulmuş olduğumuz ortalama alan denklemlerini B alt örgüsü için de master eşitliğinden faydalanarak

$$\tau \frac{d}{dt} \langle \sigma_i \rangle = -\langle \sigma_j \rangle + \frac{2 \sinh(\beta b)}{2 \cosh(\beta b) + \exp(-\beta D)} \quad (2.22)$$

şeklinde oluşturulur ve burada b_1

$$J_c \sum_i \sigma_i + J_c \sum_j \sigma_j + J_{int} \sum_l \sigma_l + 3Int + h(t)$$

olduğu düşünülürse budurumda (2.22) denklemi

$$\tau \frac{d}{dt} \langle \sigma_j \rangle_B = -\langle \sigma_j \rangle_B + \frac{2 \sinh(\beta b_1)}{2 \cosh(\beta b_1) + \exp(-\beta D)} \quad (2.23)$$

Biçimine dönüşür. (2.23) denklemine $b_1 = 2J_c \langle \sigma_j \rangle_A + J_c \langle \sigma_i \rangle_B + J_{int} \langle S_k \rangle_A + 2J_{int} \langle S_l \rangle_B$ $h_0 \sin(\omega t)$. Oluşturulan bu ortalama alan dinamik denklemini aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\Omega \frac{dm_{c_1}}{d\zeta} = -m_{c_1} \frac{2 \sinh [(2J_c m_{c_2} + J_c m_{c_1} + J_{int} m_{S_1} + 2J_{int} m_{S_2} + h \sin(\zeta)) / T]}{2 \cosh [(2J_c m_{c_2} + J_c m_{c_1} + J_{int} m_{S_1} + 2J_{int} m_{S_2} + h \sin(\zeta)) + \exp(\beta d)]} \quad (2.24)$$

Şeklinde yazılabilir. B alt örgüsü için oluşturulan ortalama alan ifadesinde bulunan d parametresi D/J_c olarak belirtilmiştir.

Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sistemi için A, B ve D alt örgülerinde bulunan spinlerin bir an için sabit kaldıkları düşünüldüğünde, C alt örgüsü için sistemin dinamik ortalama alan denklemleri elde edilebilir. C alt örgüsü için master denklemi

$$\frac{d}{dt} = P^C(S_1, S_2, \dots, S_N; t) = -\sum_j (\sum_{S_i \neq S'_i} W_j^C(S_i \rightarrow S'_i)) P^C(S_1, S_2, \dots, S_i, \dots, S_N; T) + \sum_j (\sum_{S_i \neq S'_i} W_j^C(S'_i \rightarrow S_i) P^C(S_1, S_2, \dots, S'_i, \dots, S_N; t)) \quad (2.25)$$

Biçiminde yazılır. Denklem 2.25 de $W_j^C(S_i \rightarrow S'_i)$ ve $W_j^C(S'_i \rightarrow S_i)$ geçiş yoğunlukları veya olasılık yoğunlukları olarak belirtilir. Genel kanonik dağılım denkleminde yararlanılarak

$$P^C(S_1, S_2, \dots, S'_i, \dots, S_N) \propto \exp(-\beta \mathcal{H}) \quad (2.26)$$

Şeklinde yazılır. Denklem 2.26'da $P^C(S_1, S_2, \dots, S'_i, \dots, S_N)$ sistem dengede olduğu anda $(S_1, S_2, \dots, S'_i, \dots, S_N)$ konfigürasyonunda spinlerin bulunma olasılığını göstermektedir. Sistem dengede olduğu anda kanonik dağılımın ve master denkleminin tanımından faydalanılarak her bir spinin S_i durumundan S'_i durumuna birim zamanda geçiş ihtimali

$$W_j^C(S_i \rightarrow S'_i);$$

$$W_i^C(S_i \rightarrow S'_i) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta \Delta E^B(S_i - S'_i))}{\sum_{S_j} \exp(-\beta \Delta E^B(S_i - S'_i))} \quad (2.27)$$

Biçiminde verilir ve (2.27) denkleminde $\beta = \frac{1}{k_B T}$ dir ve k_B Boltzmann faktörü olarak karşımıza çıkmaktadır. S_i spininden S'_i spinine geçişi durumunda spinler arası sistemin enerjisindeki değişim

$$\Delta E^c(S_i - S'_i) = (S'_i - S_i)(J_{int} \sum_j \sigma_j + J_S \sum_m S_m + J_S \sum_k S_k + h(t)) - (S_i^2 - S_i'^2)D \quad (2.28)$$

Yukarıdaki denklemde $c = J_{int} \sum_j \sigma_j + J_S \sum_m S_m + J_S \sum_k S_k + h(t)$ ile tanımlanırsa, bu spinler arası geçişte sistemin enerjisindeki değişim kısaca

$$\Delta E^c(S_i - S'_i) = -(S'_i - S_i)c - ((S'_i)^2 - (S_i)^2)D \quad (2.29)$$

Şeklinde elde edilmiş olur ve bu denklemde S_i ve S'_i parametrelerine bağlı olan enerji değişimleri hesaplanabilir. Tespit edilen bütün bu enerji değişim tanımları denklem (2.27) uygulanarak bütün geçişler için olasılık ihtimaliyet yoğunlukları aşağıdaki gibi hesaplanabilmektedir.

$$\begin{aligned}
& W_i^c(2 \rightarrow 1) \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta(x+3d))}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-3\beta(x+d)) + \exp(-4\beta x)} \quad (2.30a)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& W_i^c(2 \rightarrow 0) \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-2\beta(x+2d))}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-3\beta(x+d)) + \exp(-4\beta x)} \quad (2.30b)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& W_i^c(2 \rightarrow -1) \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-3\beta(x+d))}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-3\beta(x+d)) + \exp(-4\beta x)} \quad (2.30c)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& W_i^c(2 \rightarrow -2) \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-4\beta x)}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-3\beta(x+d)) + \exp(-4\beta x)} \quad (2.30d)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& W_i^c(1 \rightarrow 2) \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta(x+3d))}{1 + \exp(\beta(x+3d)) + \exp(-\beta(x+d)) + \exp(-\beta 2x) + \exp(-\beta(3x-3d))} \quad (2.30e)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& W_i^c(1 \rightarrow 0) \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta(x+d))}{1 + \exp(\beta(x+3d)) + \exp(-\beta(x+d)) + \exp(-\beta 2x) + \exp(-\beta(3x-3d))} \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-2\beta(x+2d))}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-3\beta(x+d)) + \exp(-4\beta x)} \quad (2.30f)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& W_i^c(1 \rightarrow -1) \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-2\beta x)}{1 + \exp(\beta(x+3d)) + \exp(-\beta(x+d)) + \exp(-\beta 2x) + \exp(-\beta(3x-3d))} \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-3\beta(x+d))}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-3\beta(x+d)) + \exp(-4\beta x)} \quad (2.30g)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& W_i^c(1 \rightarrow -2) \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-3\beta(x-d))}{1 + \exp(\beta(x+3d)) + \exp(-\beta(x+d)) + \exp(-\beta 2x) + \exp(-\beta(3x-3d))}
\end{aligned}$$

$$= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-4\beta x)}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-3\beta(x+d)) + \exp(-4\beta x)} \quad (2.30h)$$

$$\begin{aligned} W_i^c(0 \rightarrow 2) &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(2\beta(x+2d))}{1 + \exp(2\beta(x+2d)) + \exp(\beta(x+d)) + \exp(-\beta(x-d)) + \exp(-2\beta(x+d))} \\ &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta(x+3d))}{1 + \exp(\beta(x+3d)) + \exp(-\beta(x+d)) + \exp(-2\beta x) + \exp(-3\beta(x+d))} \end{aligned} \quad (2.30i)$$

$$\begin{aligned} W_i^c(0 \rightarrow 1) &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta(x+d))}{1 + \exp(2\beta(x+2d)) + \exp(\beta(x+d)) + \exp(-\beta(x-d)) + \exp(-2\beta(x+2d))} \\ &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta(x+3d))}{1 + \exp(\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-4\beta x) + \exp(-3\beta(x+d))} \end{aligned} \quad (2.30i)$$

$$\begin{aligned} W_i^c(0 \rightarrow -1) &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta(x-d))}{1 + \exp(2\beta(x+2d)) + \exp(\beta(x+d)) + \exp(-\beta(x-d)) + \exp(-2\beta(x+2d))} \\ &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-3\beta(x+d))}{1 + \exp(\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-4\beta x) + \exp(-3\beta(x+d))} \end{aligned} \quad (2.30j)$$

$$\begin{aligned} W_i^c(0 \rightarrow -2) &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-2\beta(x-2d))}{1 + \exp(2\beta(x+2d)) + \exp(\beta(x+d)) + \exp(-\beta(x-d)) + \exp(-2\beta(x+2d))} \\ &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-4a)}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-4\beta x) + \exp(-3\beta(x+d))} \end{aligned} \quad (2.30k)$$

$$\begin{aligned} W_i^c(-1 \rightarrow 2) &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(3\beta(x+d))}{1 + \exp(3\beta(x+d)) + \exp(2\beta x) + \exp(\beta(x-d)) + \exp(-\beta(x-3d))} \\ &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta(x+3d))}{1 + \exp(\beta(x+3d)) + \exp(-\beta(x+d)) + \exp(-2\beta x) + \exp(-3\beta(x-d))} \end{aligned} \quad (2.30l)$$

$$W_i^c(-1 \rightarrow 1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(2\beta x)}{1 + \exp(3\beta(x+d)) + \exp(2\beta x) + \exp(\beta(x-d)) + \exp(-\beta(x-3d))}$$

$$= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta(x+3d))}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-4\beta x) + \exp(-3\beta(x+d))} \quad (2.30m)$$

$$\begin{aligned} & W_i^c(-1 \rightarrow 0) \\ &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta(x-d))}{1 + \exp(3\beta(x+d)) + \exp(2\beta x) + \exp(\beta(x-d)) + \exp(-\beta(x-3d))} \\ &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-2\beta(x+2d))}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-4\beta x) + \exp(-3\beta(x+d))} \end{aligned} \quad (2.30n)$$

$$\begin{aligned} & W_i^c(-1 \rightarrow -2) \\ &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta(x-3d))}{1 + \exp(3\beta(x+d)) + \exp(2\beta x) + \exp(\beta(x-d)) + \exp(-\beta(x-3d))} \\ &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-4\beta x)}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-4\beta x) + \exp(-3\beta(x+d))} \end{aligned} \quad (2.30o)$$

$$\begin{aligned} & W_i^c(-2 \rightarrow 2) \\ &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(4\beta x)}{1 + \exp(4\beta x) + \exp(3\beta(x-d)) + \exp(2\beta(x-2d)) + \exp(\beta(x-3d))} \\ &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta(x+3d))}{1 + \exp(\beta(x+3d)) + \exp(\beta(x+d)) + \exp(-2\beta x) + \exp(-3\beta(x-d))} \end{aligned} \quad (2.30ö)$$

$$\begin{aligned} & W_i^c(-2 \rightarrow 1) \\ &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(3\beta(x-d))}{1 + \exp(4\beta x) + \exp(3\beta(x-d)) + \exp(2\beta(x-2d)) + \exp(\beta(x-3d))} \\ &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta(x+3d))}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-4\beta x) + \exp(-3\beta(x+d))} \end{aligned} \quad (2.30p)$$

$$\begin{aligned} & W_i^c(-2 \rightarrow 0) \\ &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(2\beta(x-2d))}{1 + \exp(4\beta x) + \exp(3\beta(x-d)) + \exp(2\beta(x-2d)) + \exp(\beta(x-3d))} \\ &= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-2\beta(x+2d))}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-4\beta x) + \exp(-3\beta(x+d))} \end{aligned} \quad (2.30r)$$

$$\begin{aligned}
& W_i^C(-2 \rightarrow -1) \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta(x-3d))}{1 + \exp(4\beta x) + \exp(3\beta(x-d)) + \exp(2\beta(x-2d)) + \exp(\beta(x-3d))} \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-2\beta(x+2d))}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-4\beta x) + \exp(-3\beta(x+d))} \quad (2.30s)
\end{aligned}$$

Bu arada $W_i^C(S_i - S'_i)$ ifadesini incelediğimizde ihtimaliyet yoğunlukları tespit edilirken S'_i 'den bağımsız olduğu anlaşılır. Bu durum bize denklemde $W_i^C(S_i) = W_i^C(S_i - S'_i)$ şeklinde yazmamıza olanak sağlar. Böylelikle ihtimaliyet yoğunlukları aşağıdaki gibi elde edilmiş olur.

$$\begin{aligned}
& W_i^C(1 \rightarrow 2) = W_i^C(0 \rightarrow 2) = W_i^C(-1 \rightarrow 2) = W_i^C(-2 \rightarrow 2) = W_i^C(2) \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta(x+3d))}{1 + \exp(\beta(x+3d)) + \exp(-\beta(x+d)) + \exp(-2\beta x) + \exp(-3\beta(x-d))} \quad (2.31a)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& W_i^C(2 \rightarrow 1) = W_i^C(0 \rightarrow 1) = W_i^C(-1 \rightarrow 1) = W_i^C(-2 \rightarrow 1) = W_i^C(1) \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta(a+3b))}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-4\beta a) + \exp(-3\beta(x+d))} \quad (2.31b)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& W_j^B(-2 \rightarrow 0) = W_j^B(-1 \rightarrow 0) = W_j^B(1 \rightarrow 0) = W_j^B(2 \rightarrow 0) = W_j^B(0) \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-2\beta(x+2d))}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-4\beta x) + \exp(-3\beta(x+d))} \quad (2.31c)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& W_j^B(2 \rightarrow -1) = W_j^B(0 \rightarrow -1) = W_j^B(1 \rightarrow -1) = W_j^B(-2 \rightarrow -1) = W_j^B(-1) \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-3\beta(x+d))}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-4\beta x) + \exp(-3\beta(x+d))} \quad (2.31d)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& W_i^C(2 \rightarrow -2) = W_i^C(1 \rightarrow -2) = W_i^C(0 \rightarrow -2) = W_i^C(-1 \rightarrow -2) = W_i^C(-2) \\
&= \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-4\beta a)}{1 + \exp(-\beta(x+3d)) + \exp(-2\beta(x+2d)) + \exp(-4\beta a) + \exp(-3\beta(x+d))} \quad (2.31e)
\end{aligned}$$

Şeklinde yazılabilir. Denklem (2.25) eşitliğinden daha önce A ve B alt örgüleri için bulmuş olduğumuz ortalama alan denklemlerini C alt örgüsü için de ortalama alt örgü denklemleri aşağıdaki gibi oluşturulur.

$$\Omega \frac{dm_{S_1}}{d\zeta} = -m_{S_1} \frac{2 \exp\left(\frac{4}{T}\right) \sinh\left(\frac{2}{T}\right) (J_{int} m_{C_2} + 2J_S m_{S_2} + 2J_S m_{S_1} + h \cos(\zeta)) + 2 \exp\left(\frac{D}{T}\right) \sinh\left(\frac{1}{T}\right) (J_{int} m_{C_2} + 2J_S m_{S_2} + 2J_S m_{S_1} + h \cos(\zeta))}{\exp\left(\frac{4D}{T}\right) \cosh\left(\frac{2}{T}\right) (J_{int} m_{C_2} + 2J_S m_{S_2} + 2J_S m_{S_1} + h \cos(\zeta)) + \exp\left(\frac{D}{T}\right) \cosh\left(\frac{1}{T}\right) (J_{int} m_{C_2} + 2J_S m_{S_2} + 2J_S m_{S_1} + h \cos(\zeta) + 0.5)}$$

(2.32)

Şeklinde yazılabilir. C alt örgüsü için elde edilen dinamik ortalama alan denkleminde izlenen yol; A, B ve C alt örgülerindeki spinlerin bir an için sabit kaldıkları düşünüldüğünde D alt örgüsü için dinamik alan denklemi aşağıdaki gibi elde edilebilir.

$$\Omega \frac{dm_{S_2}}{d\zeta} = -m_{S_2} \frac{2 \exp\left(\frac{4}{T}\right) \sinh\left(\frac{2}{T}\right) (2J_{int} m_{C_2} + 2J_S m_{S_1} + 2J_S m_{S_2} + h \cos(\zeta)) + 2 \exp\left(\frac{D}{T}\right) \sinh\left(\frac{1}{T}\right) (2J_{int} m_{C_2} + 2J_S m_{S_1} + 2J_S m_{S_2} + h \cos(\zeta))}{\exp\left(\frac{4D}{T}\right) \cosh\left(\frac{2}{T}\right) (2J_{int} m_{C_2} + 2J_S m_{S_1} + 2J_S m_{S_2} + h \cos(\zeta)) + \exp\left(\frac{D}{T}\right) \cosh\left(\frac{1}{T}\right) (2J_{int} m_{C_2} + 2J_S m_{S_1} + 2J_S m_{S_2} + h \cos(\zeta) + 0.5)}$$

(2.33)

Yukarıda bulunan bu sonuçlar A, B, C ve D alt örgülerindeki spinlerin dinamik ortalama alan denklemleridir.

3. BÖLÜM

KARMA SPİN-1 VE SPİN-2 İSİNG NANOTEL SİSTEMİNİN NÜMERİK ÇÖZÜMÜ

3.1. Ortalama Alt Örgü Miknatıslanmalarının Zamanla Değişimi

Bu bölümümüzde sistemde ki mevcut fazları tespit edebilmek için ikinci bölümde türetilen ortalama alan denklemlerinden yararlanarak bazı parametreler yardımı ile faz diyagramları oluşturulacaktır. Bu fazları tespit ederken indirgenmiş yüksek sıcaklığı (T), manyetik alanın genliğini (h) ve kristal alan (d) için araştırılacaktır. Denklemlerin devinimsiz çözümleri, periyodik bir fonksiyonun 2π periyodu için ξ 'nin periyodik bir fonksiyonu olacaktır. Böylece;

$$m_{C1}(\xi + 2\pi) = m_{C1}(\xi), \quad (2.30a)$$

$$m_{C2}(\xi + 2\pi) = m_{C2}(\xi), \quad (2.30b)$$

$$m_{S1}(\xi + 2\pi) = m_{S1}(\xi), \quad (2.30c)$$

ve

$$m_{S2}(\xi + 2\pi) = m_{S2}(\xi), \quad (2.30d)$$

Ayrıca sistemde aşağıda verilmiş olan 3 tip çözümden biri olduğu anlaşılabilmesi için verilmiş olan bu ifadelerin sağlanıp sağlanmama durumları irdelenebilir.

$$m_{C1}(\xi + \pi) = -m_{C1}(\xi), \quad (2.31a)$$

$$m_{C2}(\xi + \pi) = -m_{C2}(\xi), \quad (2.31b)$$

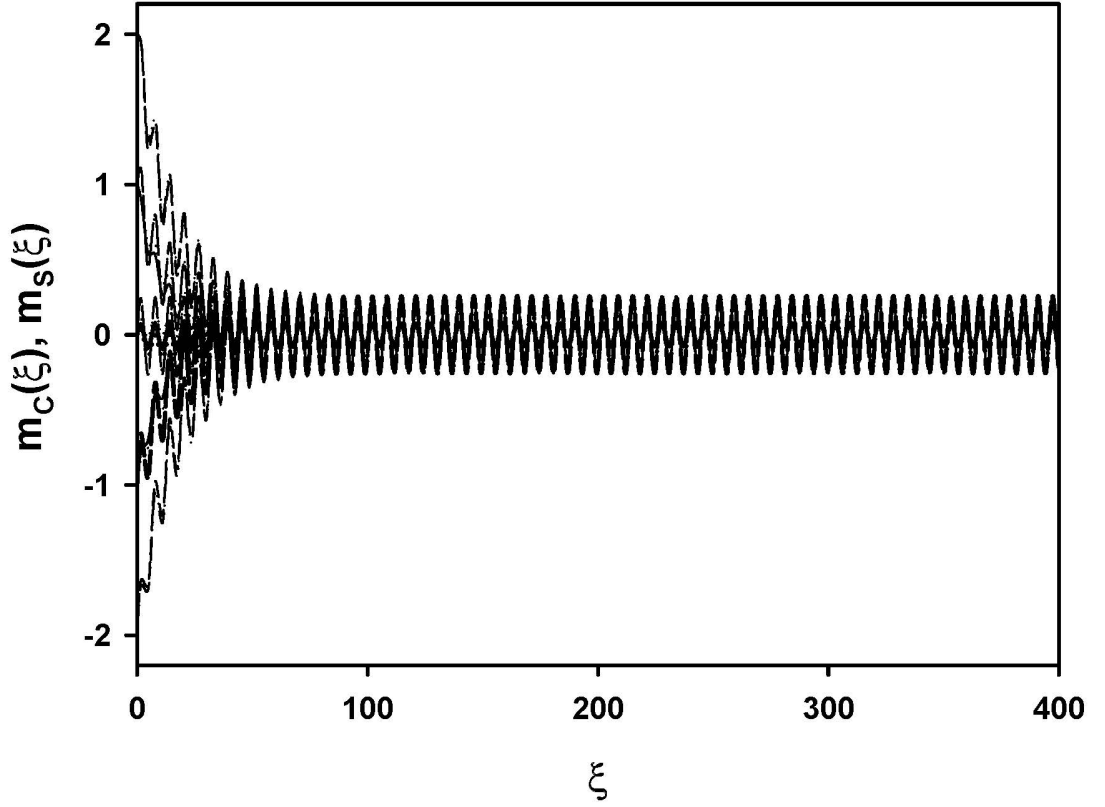
$$m_{S1}(\xi + \pi) = -m_{S1}(\xi), \quad (2.31c)$$

ve

$$m_{S2}(\xi + \pi) = -m_{S2}(\xi). \quad (2.31d)$$

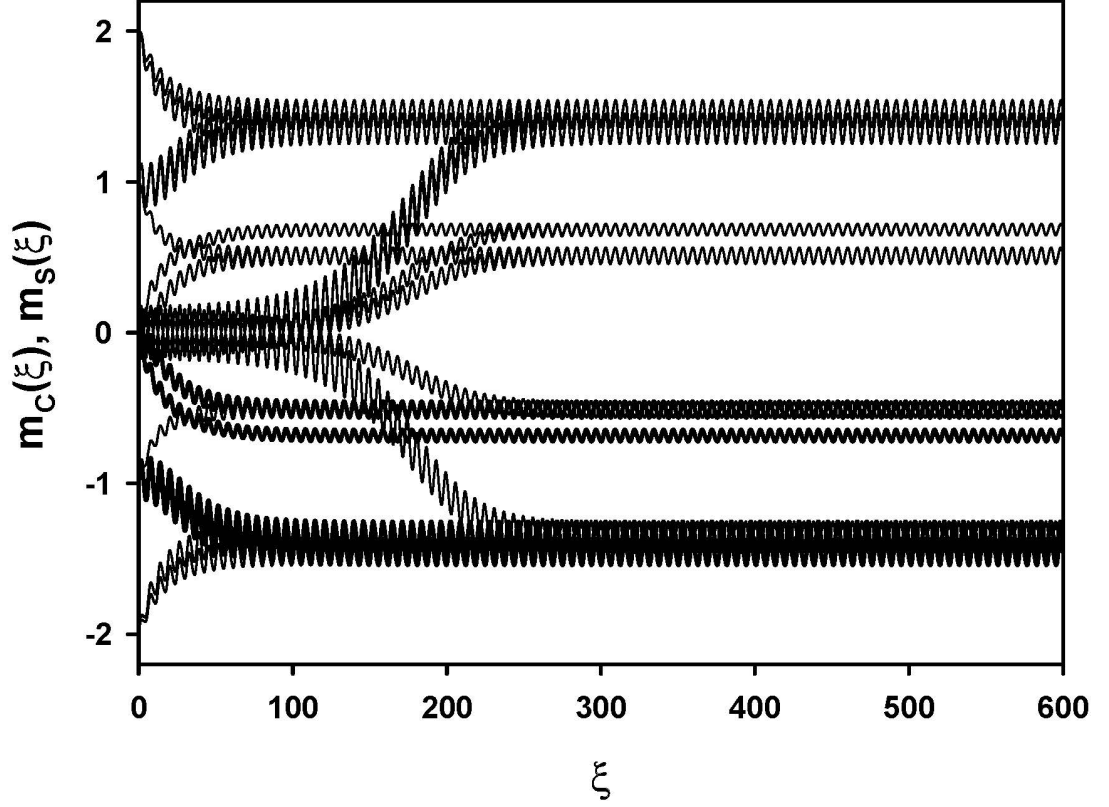
(2.30) ve (2.31) denklemlerinde $m_{c_1}(\zeta)$ ve m_{c_2} çekirdek (core) için alt örgü miknatislanma ve örgü için ortalama alt örgü miknatislanması $m_s(\zeta)$ (m_{s_1} ve m_{s_2}) ise yüzey için alt örgü miknatislanmaları için sistemdeki mevcut faz bölgeleri bulunacaktır. (2.29) ve (2.30) denklemlere uyan simetrik çözümü ifadesi düzensiz (p) veya paramanyetik fazına karşılık gelmektedir ve simetrik çözümü birinci tip çözüm olarak ifade edilmiştir. Bu çözümlerde, ortalama alt örgü miknatislanmaları olarak söylenip verilen $m_c(\zeta)$ ve $m_s(\zeta)$ ifadeleri birbirine eşittir ve sıfır değeri etrafında salınırken dış manyetik alan ile uyum içinde olduğu görülmüştür. İkinci tip çözüm için yukarıda verilen denklemler incelendiğinde bu denklemlerden (2.30a) ile verilen denklemlerle uyumlu olduğu fakat, (2.31b) ile (2.31c) ile verilen denklemlerle uyumlu olmadığı görülmüştür. Sonuç itibarıyla ikinci tip çözüm için manyetik olmayan çözüme karşılık olup ve (nm) ile ifade edilmiştir. Bu ikinci tip çözümde $m_s(\zeta) \neq 0.0$ sıfırdan farklı değerler civarında salındığı ayrıca $m_c(\zeta)=0.0$ sıfır değeri civarında salındığı neticesi görülmüştür. Üçüncü tip çözüm ise yukarıda oluşturduğumuz çözüm denklemlerine uymamaktadır ve bu çözüm simetrik olmayan bir çözüm olduğu tespit edilmiştir. Bu üçüncü tip çözümde ferrimanyetik çözümü mevcut olup çözüm ferrimanyetik (i) olarak adlandırılır. Bu çözümlerde $m_c(\zeta)$ (çekirdek için ortalama alt örgü miknatislanmaları) ile $m_s(\zeta)$ (yüzey için ortalama alt örgü miknatislanmaları) birbirinden farklı olduğu görülmüş ve sıfır olmayan değerler etrafında salındığı gözlenmiştir. Burada Adams Moulten düzeltme ve kestirme metodundan faydalanarak ikinci bölümde türetilen (2.24), (2.25), (2.32) ve (2.33) numaralı denklemlerin çözülmesiyle verilen parametreler ve başlangıç değerleri için analiz edilmesi ile paramanyetik (p), ferrimanyetik (i) ve temel fazlarının yanında i + p karma fazı bulunmaktadır. Bu fazların karşılığı olan çözümler Şekil 3.1, Şekil 3.2 ve Şekil 3.3’de gösterilmiştir.

Şekil 3.1’ de karma spin-1 ve spin-2 için yalnızca simetrik çözüm mevcuttur ve $d=-1.0$, $h=9.80$ ve $T=13$ değerleri için elde edilmiştir. Bu sebeple Şekil 3.1’ de sadece paramanyetik (p) faz gözlenmiştir. Bu halde $m_c(\zeta)$ ve $m_s(\zeta)$ birbirine eşit olup sıfır değeri yaklaştığında salınım yaparlar. Yani ($m_c(\zeta)=$ ve $m_s(\zeta)=0$) sonucu görülür. Görüldüğü gibi sistemin simetrik çözümü vardır denilebilir.



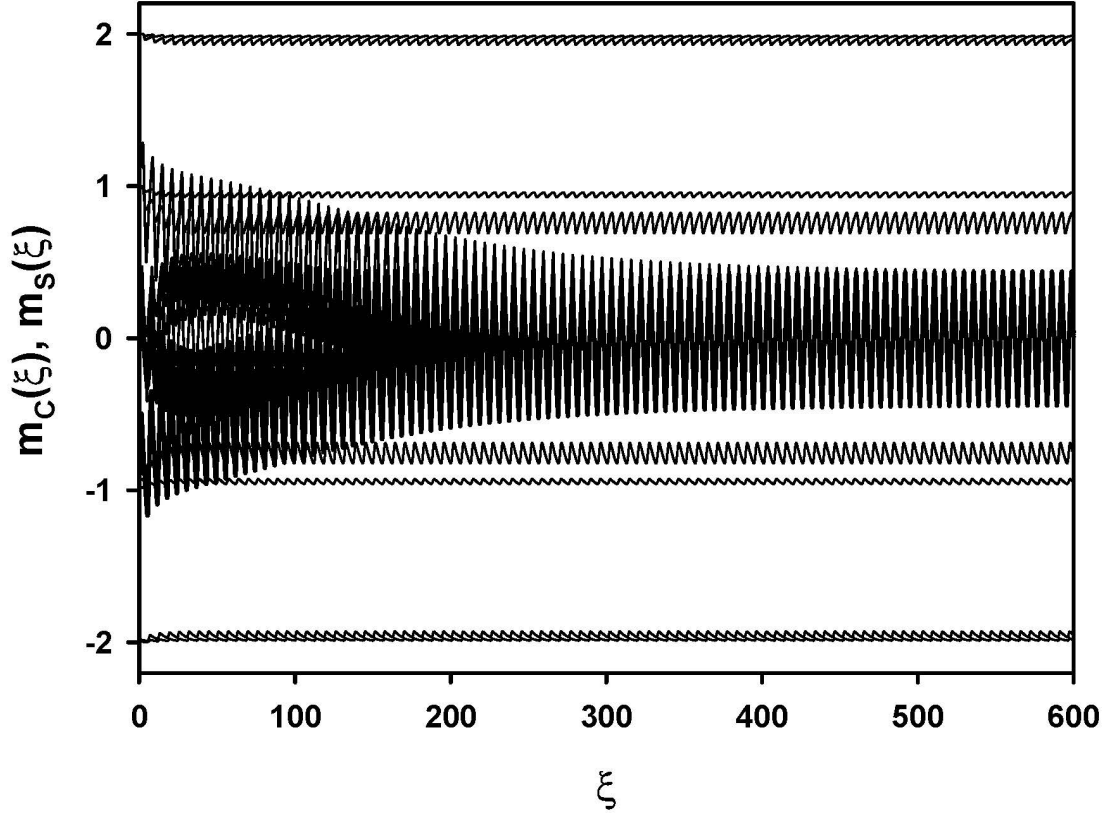
Şekil 3. 1. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sistemi için ortalama alt örgü mıknatıslanmalarının $m_C(\zeta)$ ve $m_S(\zeta)$ zamanla değişimi. Sistemde paramanyetik (p) faz mevcuttur. ($d=-1.0$, $h=9.18$, $T=13.0$)

Şekil 3.2’de $d=-3$, $h=4.0$, $T=4.0$ için simetrik olmayan çözüm mevcuttur. $m_C(\zeta) = \pm 2.0$ değeri etrafında salınım yaparken, $m_S(\zeta) = \pm 2.0$ değeri etrafında salınım yaptığı tespit edilmiş ve sonuç olarak sistemde ferrimanyetik (i) fazı olduğu sonucuna varılmıştır.



Şekil 3. 2. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotelin ortalama alt örgü mıknatıslanmalarının $m_C(\zeta)$ ve $m_S(\zeta)$ zamanla değişimi. Sistemde ferrimanyetik (i) fazı mevcuttur. ($d=-3.0$, $h=4.0$, $T=4.0$)

Şekil 3.3'de $d = -1.0$, $h=7.0$, $T=2.5$ değerleri için sistemde simetrik olmayan çözüm mevcuttur. $m_C(\zeta) = \pm 1.0$ değeri etrafında salınım yaparken, $m_S(\zeta) = \pm 1.0$ değeri etrafında salınım yaptığı tespit edilmiş ve sonuç olarak sistemde i+p karma fazı olduğu sonucuna varılmıştır.



Şekil 3. 3. Karma spin-1 ve spin-2 nanotel sistemi için ortalama alt örgü mıknatıslanmalarının $m_c(\zeta)$ ve $m_s(\zeta)$ zamanla değişimi. Sistemde karma (nm) faz mevcuttur ($d=-1.0$, $h=7.0$, $T=2.5$)

3.2. Dinamik Düzen Parametreleri ve Dinamik Faz Geçiş Noktaları

Bu alt bölümde sistemde var olan karma fazlar arasındaki dinamik faz sınırları bulunulacaktır. Dinamik faz sınırlarını bulabilmemiz için dinamik faz geçiş sıcaklıklarını (DFG) hesaplamamız gerekir. Burada ikinci derece veya birinci derece yani süreksiz veya sürekli faz geçişlerini net bir şekilde ortaya koymalıyız. Hesaplanmış olan dinamik faz geçiş sıcaklıklarından faydalanarak sistemin faz diyagramlarını tespit edebiliriz. DFG sıcaklıkları dinamik düzen parametrelerinin veya bir periyot başına ortalama düzen parametrelerinin davranışının indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak incelenmesiyle bulunacaktır. Zamana bağlı salınımlı manyetik alan varlığında bir periyot boyunca dinamik alt örgü veya dinamik düzen parametrelerini aşağıdaki şekilde gösterebiliriz.

$$M_\alpha = \frac{w}{2\pi} \oint m_\alpha(t) d(t) \quad (2.28)$$

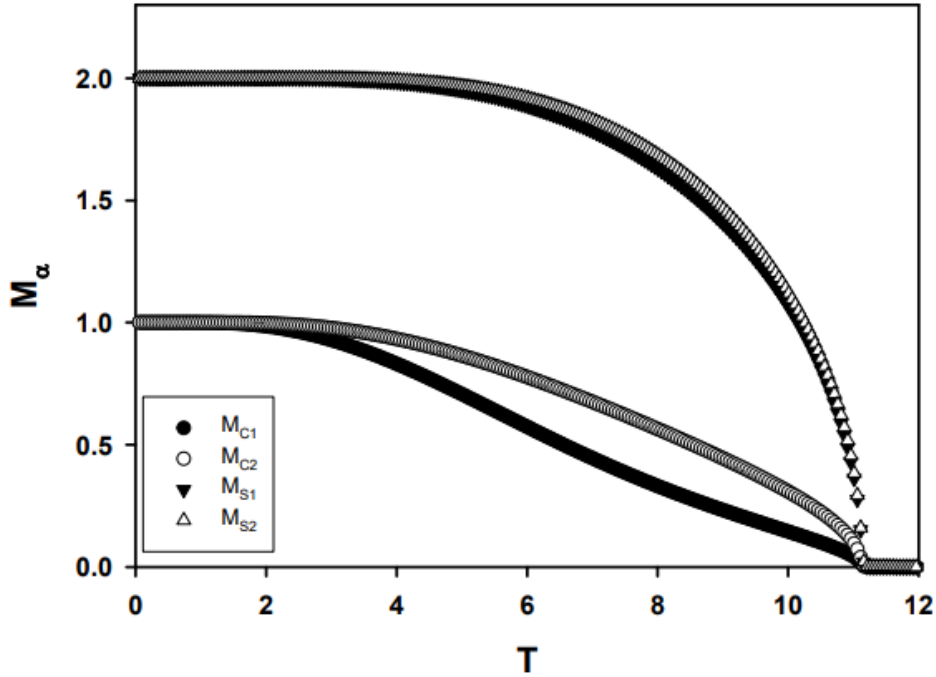
Denklem (2.28) ifadesinde yani incelenen bu sistemde dinamik öz mıknatıslanması ve yüzey mıknatıslanmasına karşılık gelen birtakım parametrelerin olduğu sonucu tespit edilmiştir. İncelenen bu sistemde $\alpha = C$, mıknatıslanması S_1 birinci yüzey mıknatıslanması olduğunu düşünürsek bu da sistemdeki dinamik öz mıknatıslanmaya karşılık gelirken, yüzey mıknatıslanması S_2 ise dinamik yüzey mıknatıslanmaya karşılık gelmekte olduğu görülmektedir. Yapılan matematiksel analizlerde sistemdeki dinamik mıknatıslanmalar yani (M_α) J_c parametresine bağlı olarak da bulunabilir. Yukarıda verilen (2.22) denklemi, Adams-Moulton kestirme düzeltme yöntemi ve Romberg integrasyonu kullanılarak irdelenecektir.

3.3. Dinamik mıknatıslanmaların termal davranışı

Bu kısımda (M_α) 'nın yani dinamik alt örgü mıknatıslanmalarının termal değişimleri incelenecek ve bu termal değişimi etkileyen parametre değerleri bulunacaktır. Burada (M_α) için karma spin (1,2) Ising nanotüp yapısının sıcaklık değerinin bir fonksiyonu olarak kabul etmemiz ve ona göre düşünüp değerlendirme yapmamız gerekir. Burada bir önceki alt başlıkta vermiş olduğumuz (2.28) denkleminde yararlanarak (M_α) nın termal davranışını ve temas parametrelerini verilen farklı değerler için indirgenmiş tek iyon anizotropisinin ve indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak Romberg integrali ve Adams-Moulton kestirme ve düzeltme yöntemini birleştirerek bulunacak ve sunulacaktır. Bulunan bu fazlar arasında dinamik ve bu DFG'lerin yapısı ve bu fazlar arasındaki DFG sıcaklıklarının nasıl tespit edildiği Şekil 3.5, Şekil 3.6, Şekil 3.7'de gösterilmiştir. Burada belirtilen grafiklerde birtakım parametreler verilmiştir. Bu grafiklerde birinci derece faz geçiş sıcaklığı ve ikinci derece faz geçiş sıcaklığını gösteren parametreler olduğu görülmektedir.. T_C parametresi ferrimanyetik fazdan ve manyetik olmayan fazdan paramanyetik faza ikinci-derece faz geçiş sıcaklıklarını T_t birinci-derece faz geçiş sıcaklığını göstermektedir.

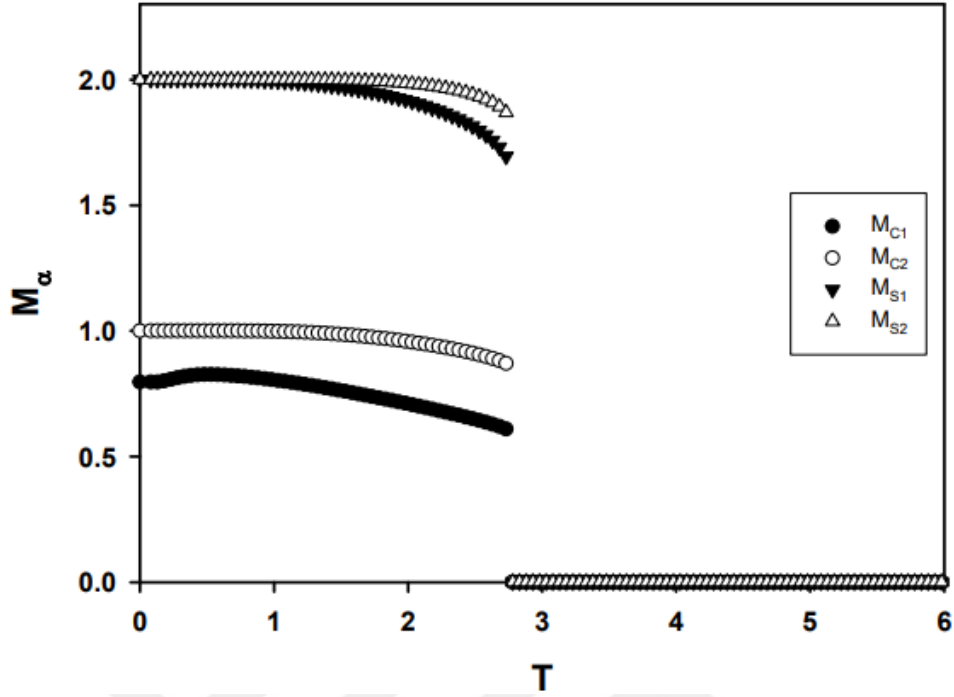
Şekil 3.4, M_α 'nın yani dinamik alt örgü mıknatıslanmanın termal durumları $d = 1.0$, $h = 2.0$, $\Delta s = 1.0$ ve $r = 1.0$ değerleri baz alınarak sonuç tespit edilmiştir. Oluşturulan bu grafikte mutlak sıfır sıcaklık noktasında M_{S1} ve $M_{S2} = 2.0$ ve $M_c = 1.0$ doygunluk değerlerinde iken, sıcaklık değeri yükseldikçe öz dinamik mıknatıslanması sıfıra düzenli bir şekilde sürekli olarak yaklaştığı ve bu durumun kabuk dinamik mıknatıslanmaları

için de geçerli olduğu yani kabuk mıknatıslanmalarında sıfıra sürekli yaklaştığı görülmektedir. Yani dinamik mıknatıslanmalar sıcaklık artarken sürekli olarak sıfıra yaklaşmakta ve $T_c/J_c = 10.810$ sıcaklık değerinde ferrimanyetik (i) fazından paramanyetik (p) fazına ikinci-derece faz geçişi olduğu görülmüştür.



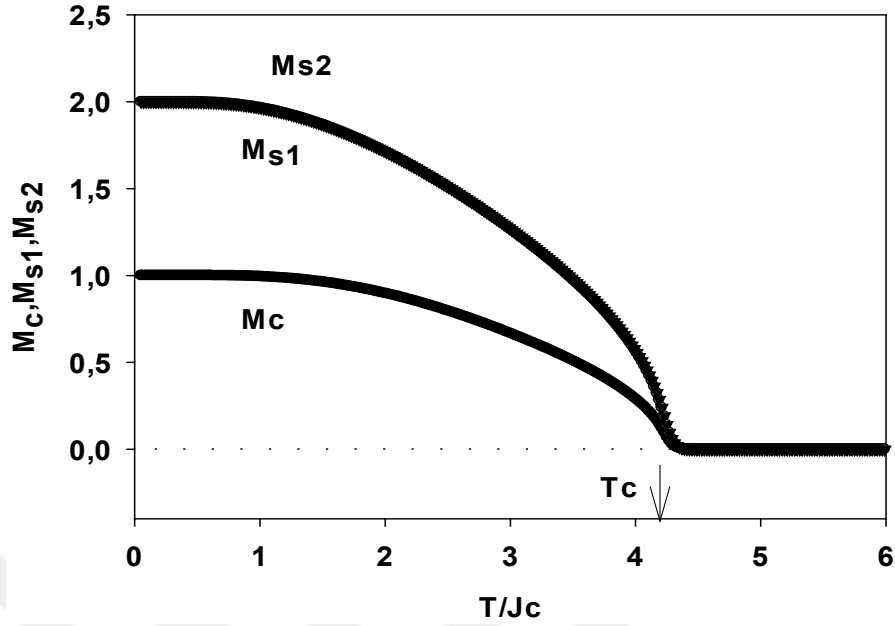
Şekil 3. 4. $\Delta s = 1.0$, $r = 1.0$, $d = 1.0$ ve $h = 2.0$ değerleri için dinamik alt örgü mıknatıslanmanın yani (M_a) 'nın sıcaklığa bağlı davranışı $T_c/J_c = 10.810$ ferrimanyetik (i) fazından paramanyetik (p) faza ikinci-derece faz geçiş sıcaklığını göstermektedir.

Şekil 3.5' de dinamik alt örgü mıknatıslanmanın yani (M_a) 'nın termal durumları sistemde bulunan $\Delta s = 1.0$, $r = 1.0$, $d = 2.0$ ve $h = 8.0$ parametrelerine verilen değerler için oluşturulmuştur. Aşağıda Şekil 3.6 grafiğinde sıfır sıcaklık değerinde $M_c = 1.0$ ve $M_{S1} = M_{S2} = 2.0$ başlangıç doygunluk değerlerine sahiptir. Bu grafikte sıcaklık arttıkça mıknatıslanmalarda sürekli azaldığı görülmektedir. $T_t/J_c = 1.810$ sıcaklık değerinde aniden sıfır değerine indiği gözlemlenmektedir. Yani $T_t/J_c = 1.810$ sıcaklık değerinde ferrimanyetik (i) fazından paramanyetik (p) faza birinci-derece faz geçişi olduğu tespit edilmiştir.



Şekil 3. 5. $\Delta s = 1.0$, $r = 1.0$, $d = 2.0$ ve $h = 8.0$ değerleri için dinamik alt örgü mıknatıslanmanın yani (M_a)'nın sıcaklığa bağlı davranışı $T_c/J_c = 2.7$ ferrimanyetik (i) fazından paramanyetik (p) faza birinci-derece faz geçiş sıcaklığını göstermektedir.

Şekil 3.6. grafiği (Δs , r , d , h) parametrelerine verilen değerler yani $\Delta s = 1.0$, $r = 1.0$, $d = -4.0$ ve $h = 2.0$ için sıfır sıcaklık değerinde $M_c = 1.0$ ve $M_{S1} = M_{S2} = 2.0$ başlangıç değerlerine sahip olduğu tespit edilmiştir. Oluşturulan bu grafikte sıfır sıcaklık değerinde $M_c = 1.0$ ve $M_{S1} = M_{S2} = 2.0$ iken sıcaklık artıka özdeki mıknatıslanma değerinin $T/J_c = 4.310$ değerine kadar sürekli bir şekilde azaldığı ve bu değerde ferrimanyetik fazdan paramanyetik faza ikinci derece faz geçişi meydana geldiği görülmüştür. Benzer davranışın kabukta oluşan mıknatıslanmalar içinde geçerli olduğu ve ferrimanyetik fazdan paramanyetik faza ikinci derece faz geçişi değerinin özdeki mıknatıslanma değeriyle aynı olduğu tespit edilmiştir. Yani $T/J_c = 4.310$ sıcaklık değerinde yavaş yavaş sürekli bir şekilde dinamik mıknatıslanmaların sıfıra indiği görülmektedir. Böylece $T/J_c = 4.310$ sıcaklık değerinde ikinci derece bir faz geçişi olduğu anlaşılabilir. Bu faz geçişi ferrimanyetik (i) fazından paramanyetik (p) faza birinci-derece faz geçişi olduğunu söyleyebiliriz.



Şekil 3. 6. $\Delta s = 1.0$, $r = 1.0$, $d = -4.0$ ve $h = 2.0$ değerleri için M_a 'nın sıcaklığa bağlı davranışı $T_c/J_c = 4.310$ ferrimanyetik (i) fazından paramanyetik (p) faza ikinci-derece faz geçiş sıcaklığını göstermektedir.

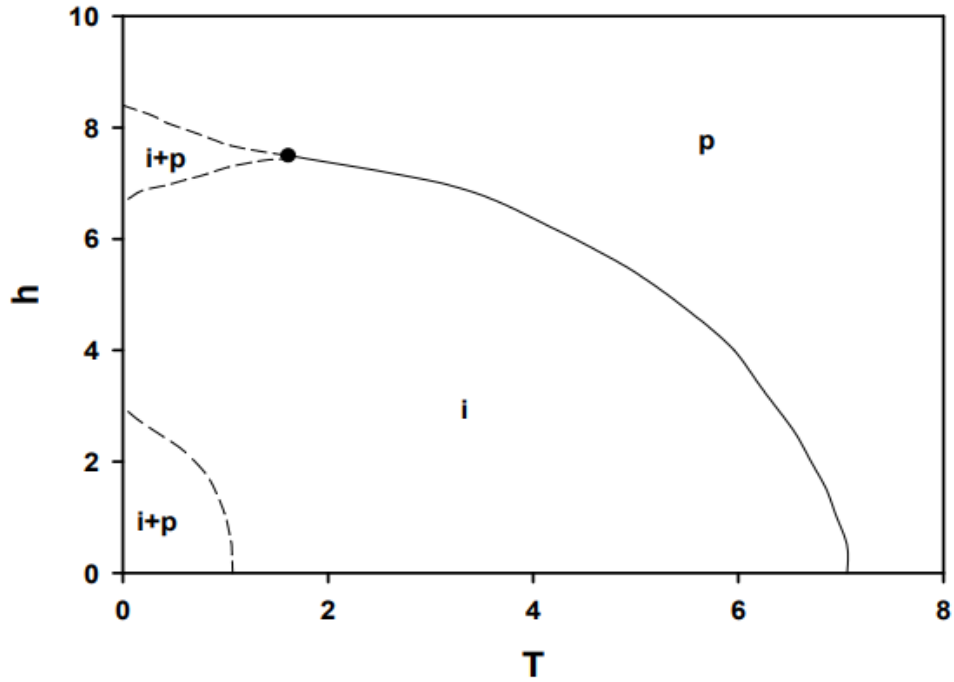
3.4. (T/Jc, h/Jc) Düzleminde Dinamik Faz Diyagramları

Önceki bölümlerde elde ettiğimiz dinamik faz geçiş sıcaklıkları değerlerinden (DFG) sıcaklıklarından faydalanarak artık çalışmamızdaki sistemin dinamik faz diyagramları (T/Jc, h/Jc) ekseninde sunabiliriz. Bu bölümde Hamiltonyen parametreleri ve bu parametrelere verilen başlangıç değerlerine karşılık oluşturulacak dinamik faz diyagramları incelenecek ve çalışılacaktır. Bahsedilen bu parametrelerden bazıları bu faz grafikleri oluşturulurken sabit tutulmuştur, örneğin yüzey etkileşim değişim parametresi ($\Delta s = 0.0$), bir diğer sabit tutulan parametre ise yüzeyler arası etkileşim parametresidir ($r = 1.0$). Ancak kristal alan veya tek-iyon anizotropisi (d)'nin farklı değerler için (T/Jc, h/Jc) ekseninde dinamik faz diyagramları şekillerle ifade edilecektir. Böylelikle (T/Jc, h/Jc) düzlemindeki dinamik faz diyagramlarının özellikle kristal alana karşı nasıl bir değişim sergileyeceği incelenecek ve analiz edilecektir. Bu dinamik faz diyagramlarında, birinci derece faz geçişlerini tanımlayan kesikli çizgiler bulunduğu görülüp, bunun yanında ikinci faz geçiş çizgilerinin de mevcut olduğu ve bu ikinci faz geçiş çizgileri ise sürekli çizgilerle gösterilmiştir. Oluşturulan bu dinamik faz diyagramlarında, diyagramlardaki üzerinde içi dolu kürelerin olduğu görülmüştür.

Görülen bu içi dolu küreler dinamik faz diyagramları üzerinde dinamik üçlü kritik noktaya tekabül gelmektedir. Bu dinamik faz diyagramlarında E ifadesi kritik son noktayı temsil ederken bu dinamik faz diyagramları üzerinde oluşan QP ifadesi ise dinamik dördümlü noktayı göstermektedir. Oluşturulan bu dinamik faz diyagramlarının özellikleri ile etkileşim parametrelerinin dinamik dinamik faz diyagramları üzerindeki tesiri sırayla sunulmuştur.

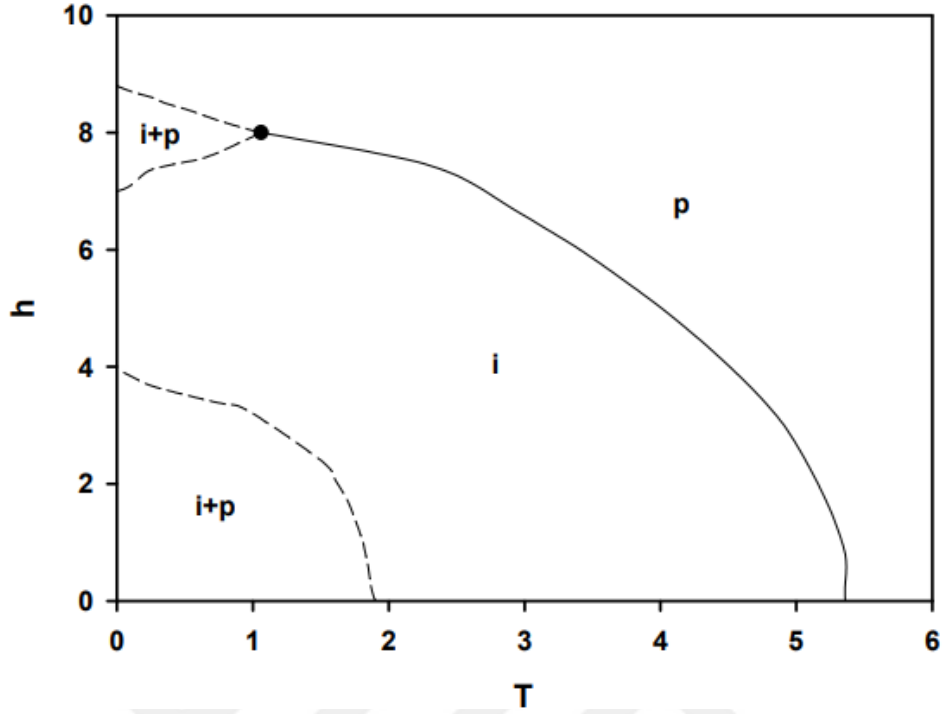
(i) Şekil 3.7 grafiğinde, $(T/J_C, h/J_C)$ eksenlerinde ($r=1.0, \Delta s = 0.0$) ve $d=1.0$ değerleri için oluşturulan dinamik faz diyagramıdır. Şekilde gösterilen ilk dinamik faz diyagramı, yüksek indirgenmiş sıcaklık parametresi (T) ile ve yüksek manyetik alan genliği (h) parametresi ile sistemde paramanyetik (p) faz bulunduğu görülmektedir. T ve h parametrelerinin düşük değerlerinde ise sistemde ferrimanyetik (i) faz bulunmakta olup dinamik faz diyagramı üzerinde bu iki bölgeyi birbirinden ayıran dinamik faz sınırı ise i fazından p fazına ikinci derece faz geçiş çizgisi olduğu görülmektedir. Ayrıca (h ve T) parametrelerinin aldığı bazı değerlerde belirli i fazı ile p fazının bir arada olduğu karma (i+p) fazı bulunduğu tespit edilmiştir. Şekil 3.7 grafiğinde iki adet temel yani (p ve i) fazı ve bir adet karma (i+p) faz olduğu görülmektedir. Temel fazları birbirinden ayıran sürekli çizgilerin ikinci derece faz geçiş çizgisi olduğu tespit edilip grafikte bulunan karma fazdan bu temel fazları ayıran kesikli çizgilerin olduğu bu ise birinci derece faz geçiş çizgileriyle temsil edildiği bilinmektedir. Şekil 3.7 dinamik faz diyagramında iki adet birinci derece faz geçiş çizgisi tespit edilmiştir. Oluşturulan bu dinamik faz diyagramında bulunan bu iki birinci derece faz geçiş çizgileri birbirine yaklaşıp birleştiği ve birleştiği bu noktadan sonra birinci derece faz geçiş çizgisi yerini ikinci derece faz geçiş çizgisine bıraktığı tespit edilmiştir. Yine bu dinamik faz diyagramı üzerinde tespit edilen bir başka durum ise birinci derece faz geçiş çizgisi ile ikinci derece faz geçiş çizgisinin birleştiği noktadır. Bu nokta daha önce içi dolu küre olarak ifade ettiğimiz dinamik üçlü kritik noktadır. Oluşturulan bu dinamik faz diyagramlarına uyan dinamik faz diyagramları daha önce kinetik spin-1/2 [47] (yapılan bu çalışmada sistemde i fazı yerine ferromanyetik (f) faz geldiği görülmüştür.), spin-1 [48-50] (bu çalışmada ise i fazı yerine f fazı gelmektedir). Spin-3/2 [51-53], (bu çalışmada i fazı yerine ferromanyetik-3/2 ($f_{3/2}$) fazı gelmektedir.) spin-2 [54,55], (bu çalışmalar da i fazı yerine ferromanyetik-2 (f_2) geldiği görülmekte olup Ising sistemlerinde oluşturulmuştur.

diyagramında indirgenmiş sıcaklık ve manyetik alan genliğinin ve kristal alanın (d) düşük değerleri için ikinci bir ($i+p$) karma fazı gözlenmiştir. Oluşan bu dinamik faz diyagramı yapısal olarak Şekil 3.7'deki dinamik faz diyagramına benzemektedir. Son olarak bu dinamik faz diyagramında birinci-derece faz geçiş çizgileriyle ikinci-derece faz geçiş çizgilerinin birleştiği noktada üçlü kritik noktanın varlığı söz konusudur.



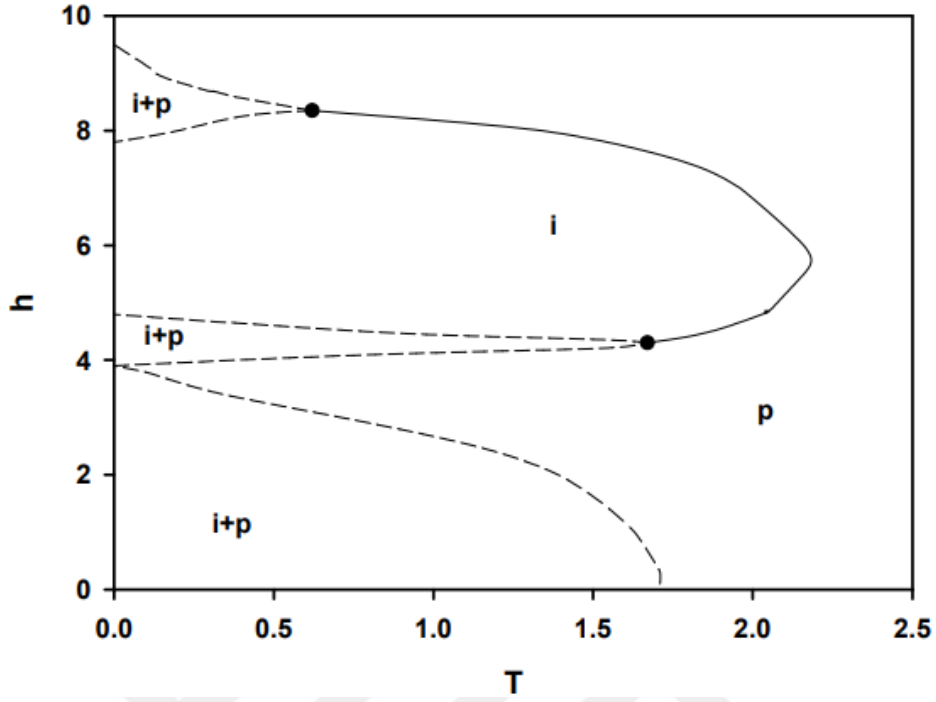
Şekil 3. 8. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sisteminde $d=-3.0$ değeri için (T/J_C , h/J_C) düzleminde dinamik faz diyagramı.

(iii) Şekil 3.9'da $r=1.0$, $\Delta s=0.0$ ve $d=-4.0$ değerleri için (T/J_C , h/J_C) düzleminde elde edilen faz diyagramı gösterilmektedir. Bu faz diyagramında, sistemde bulunan p fazının baskılamasından dolayı faz geçiş sıcaklıkları düşmüştür. Karma $i+p$ fazları sistemde yine mevcut olup Şekil 3.8'de oluşan $i+p$ karma fazı büyümeye başlamıştır. Ayrıca tek iyon azizotropisinin negatif değerlerinde ferrimanyetik fazın küçüldüğü görülmüştür. $i+p$ karma fazı ile i fazı arasındaki dinamik faz sınırı, birinci derece faz geçiştir.



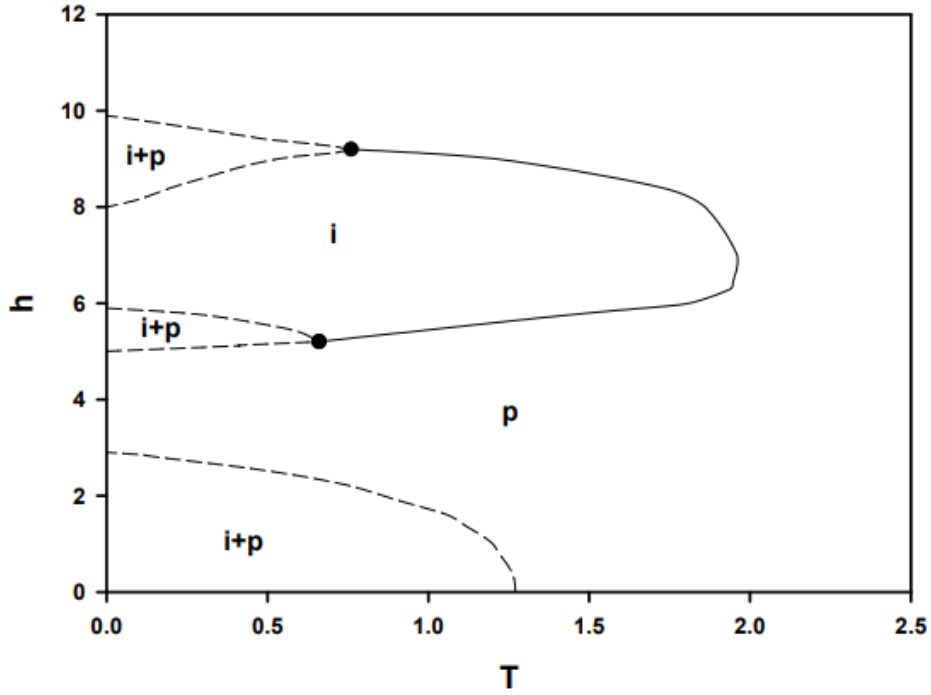
Şekil 3.9. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sisteminde $d=-4.0$ değeri için $(T/J_c, h/J_c)$ düzleminde dinamik faz diyagramı

(iv) Şekil 3.10'da $r=1.0$, $\Delta s = 0.0$ ve $d=-5.0$ değerleri için $(T/J_c, h/J_c)$ eksenlerinde dinamik faz diyagramları oluşturulmuştur. Sistemde, ilk olarak Şekil 3.8'de ortaya çıkan $i+p$ fazına baktığımızda paramanyetik faz baskın olduğu için küçük negatif değerlerde daha da büyümeye başlamıştır. Sistemde yeni bir $i+p$ karma fazı görülmüştür. i fazı küçülmeye devam etmektedir. Paramanyetik ve ferrimanyetik fazlarının kesiştiği yerde 2. derece faz geçişi gözlenmektedir. Karma ve diğer fazların birleşim yerlerinde 1. dereceden faz geçişi görülmektedir. Ayrıca sistemde 2 tane üçlü kritik nokta mevcuttur.



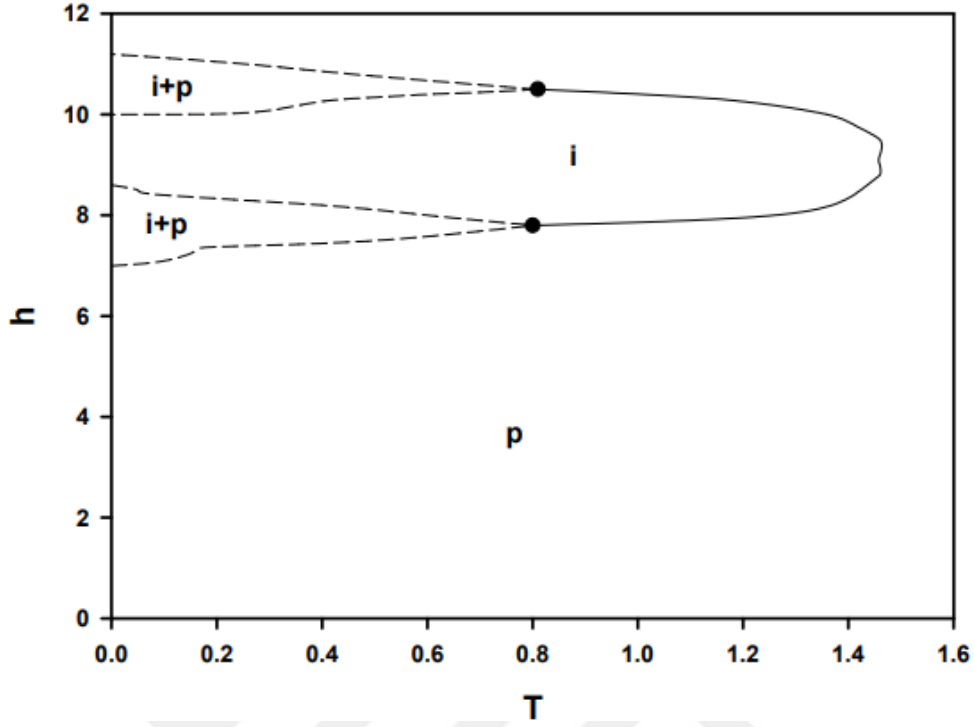
Şekil 3.10. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sisteminde $d=-5.0$ değeri için $(T/J_C, h/J_C)$ düzleminde dinamik faz diyagramı.

(iv) Şekil 3.11 grafiğinde $r=1.0$, $\Delta s=0.0$ ve $d=-6.0$ değerleri için $(T/J_C, h/J_C)$ ekseninde elde edilen dinamik faz diyagramı sunulmuştur. Oluşturulan bu dinamik faz diyagramında, şekil 3.10 ile topolojik olarak birbirine benzemektedir ve indirgenmiş sıcaklıkta (T) ve manyetik alan genli (h) belirli değerlerinde düzensiz fazların düzenli fazların içine girmeye başladığı görülmektedir. İndirgenmiş sıcaklıklarda $i+p$ fazı küçülmeye başlamıştır. Fazların değerleri küçülmeye başlamıştır. Burada da 2 tane üçlü kritik nokta mevcuttur.



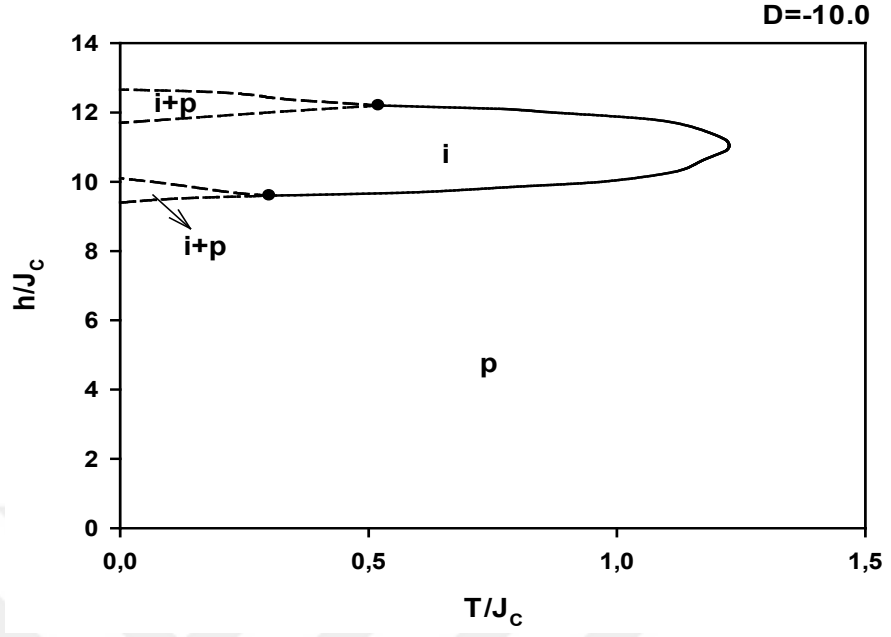
Şekil 3.11. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sisteminde $d=-6.0$ değeri için $(T/J_C, h/J_C)$ düzleminde dinamik faz diyagramı.

(v) Şekil 3.12’de $r=1.0$, $\Delta s=0.0$ ve $d=-9.0$ değerleri için $(T/J_C, h/J_C)$ ekseninde oluşturulan faz diyagramı gösterilmektedir. Bu faz diyagramında, indirgenmiş sıcaklıkta (T) ve manyetik alan genliğinde (h) sistemde iki adet temel faz bulunmakta ve bu temel fazlar ferrimanyetik (i) ve paramanyetik (p) fazlardır. Ayrıca sistemde indirgenmiş sıcaklık ve manyetik alan genliğinin belirli değerlerinde bir de iki adet karma $i+p$ fazı görülmektedir. Sistemde bulunan bu iki birinci-derece faz geçiş çizgileri birbirine yaklaşarak birleşmekte ve birinci- derece faz geçiş çizgisi artık sonlanarak, ikinci-derece faz geçiş çizgisi oluştuğu görülmekte ve 2 tane üçlü dinamik üçlü kritik noktanın varlığı tespit edilmektedir. Grafikte Tek-iyon anizotropisinin negatif değerlerine gidildikçe faz diyagramlarındaki karma fazlardan ($i+p$) fazının küçüldüğü ve düşük manyetik alan değerindeki karma faz ($i+p$)’nin kristal alanın etkisiyle kaybolduğu gözlenmiştir.



Şekil 3.12. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sisteminde $d=-9.0$ değeri için $(T/J_c, h/J_c)$ düzleminde dinamik faz diyagramı

(vi) Şekil 3.13’de $r=1.0$, $\Delta s=0.0$ ve $d=-10.0$ değerleri için $(T/J_c, h/J_c)$ düzleminde elde edilen faz diyagramı gösterilmektedir. Bu faz diyagramında, indirgenmiş sıcaklıkta (T) ve manyetik alan genliğinde (h) sistemde iki adet temel faz bulunmakta ve bu temel fazlar ferrimanyetik (i) ve paramanyetik (p) fazlardır. Ayrıca sistemde indirgenmiş sıcaklık ve manyetik alan genliğinin belirli değerlerinde bir de iki adet karma $i+p$ fazı görülmektedir. Sistemde bulunan bu iki birinci-derece faz geçiş çizgileri birbirine yaklaşıyorlar ve birinci- derece faz geçiş çizgisi artık sonlanarak, ikinci-derece faz geçiş çizgisi oluştuğu görülmekte ve burada dinamik üçlü kritik noktanın varlığı tespit edilmektedir. Grafikte Tek-iyon anizotropisinin negatif değerlerine gidildikçe faz diyagramlarındaki karma fazlardan ($i+p$) fazının küçüldüğü ve düşük manyetik alan değerindeki karma faz ($i+p$)’nin kristal alanının etkisiyle kaybolduğu gözlemlenmiştir.



Şekil 3.13. Karma spin-1 ve spin-2 Ising nanotel sisteminde $d=-10.0$ değeri için $(T/J_c, h/J_c)$ düzleminde dinamik faz diyagramı

4. BÖLÜM

SONUÇ VE TARTIŞMA

Yapılan bu çalışmada karma spin-1 ve karma spin-2 Ising nanotel sisteminin dinamik davranışları ortalama- alan yaklaşıklığı ve Glauber-tipi stokastik dinamik yardımıyla araştırıldı. Silindirik nanotel sistemi Ising modeli ile ifade edilirken yakın komşu etkileşmelerini, kristal alan (tek-iyon anizotropi) etkileşimi ve zamana bağlı dış manyetik alan terimini içeren silindirik karma spin-1 ve karma spin-2 Ising nanotel sisteminin Hamiltonyen ifadesi ile sistem detaylıca analiz edilip incelenmiştir.

Zamana bağlı salınımlı dış manyetik alan varlığında karma spin-1 ve karma spin-2 Ising nanotel sistemi için sistemin dinamik davranışlarını açıklayan ortalama-alan dinamik denklemlerini elde etmek için Glauber dinamiği ve master denklemlerinden yararlanıldı. Karma spin-1 ve karma spin-2 Ising nanotel sistemi Glauber- tipi stokastik dinamiğe göre birim zamanda $1/\tau$ oranında değişim gösterdiği ortalama-alan dinamik denklemlerin denklemleri elde edildi. Öncelikle sistemde var olan fazları bulmak için sistemin dinamik denklemlerden (denklem (2.14), (2.24), (2.32) ve (2.33)) yararlanılarak, bu denklemlerin kararlı çözümleri farklı kristal alan (d), manyetik alan genliği (h) ve sıcaklık (T) değerleri için incelendi. Sistemdeki mevcut fazların tespitinde sistemde bulunan manyetik alan genliğinden (h), kristal alan (d) ve sıcaklık (T) gibi parametrelerin farklı değerleri araştırılmıştır. (2.14), (2,24), (2,32) ve (2.33) ile elde edilen denklemlerin analizi yapılırken bu denklemlerin çözümleri, verilen sistem parametreleri ve başlangıç değerleri için Adams-Moulton kestirme ve düzeltme yöntemi kullanılarak detaylıca incelendi ve sistemde paramanyetik (p), ferrimanyetik (i) temel fazlarının yanında, $i + p$ karma fazları bulundu. Bu fazlara karşılık gelen çözümler şekil 3.1, şekil 3.2 ve şekil 3.3’de gösterildi. Şekil 3.1.’de yalnızca simetrik çözüm elde edildi ve bundan dolayı sistemde sadece paramanyetik (p) faz mevcut olduğu görüldü. Bu durumda sistemde $m_c(\zeta)$ ve $m_s(\zeta)$ parametrelerinin eşit olduğu ve sıfır değeri etrafında salınım yaptığı ve dış manyetik alan ile uyumlu olduğu gözlemlenmiştir. Şekil

3.2 ve Şekil 3.3’de simetrik olmayan çözüm elde edildi. Şekil 3.1 ve Şekil 3.2’de simetrik olmayan çözümler elde edildi ve sunulan alt örgü mıknatıslanmalarının zamanla değişimlerinde $m_c(\zeta) = \pm 1.0$ değeri etrafında salınım yaptığı ve $m_s(\zeta) = \pm 2.0$ değeri etrafında salınım yaptığı gözlemlenmiş olurken bu grafiklerde ferrimanyetik (i) fazına rastlanarak bu grafikte dış manyetik alanla uyumlu olmadığı sonucuna varıldı. Şekil 3.3’de sunulan alt örgü mıknatıslanmalarının zamanla değişimlerinde başlangıç değerlerine bağlı olarak sistemde hem ferrimanyetik (i) hemde paramanyetik (p) fazların bir arada buldukları tespit edildi. Yani şekil 3.3’de sistemde karma (i+p) fazı elde edilmiştir. Özetle Şekil 3.1, Şekil 3.2 incelendiğinde sistemde sadece temel i ve p fazlarının olduğu, Şekil 3.3’de ise karma (i+p) fazının olduğu tespit edilmiştir.

Sistemdeki mevcut fazlar arasındaki dinamik faz geçiş sınırlarının tespiti ve bu faz geçiş sınırlarının birinci- ya da ikinci-derece faz geçiş çizgilerinde hangisi ile ayrıldığı ise Adams Moulton kestirme ve düzeltme yöntemi ile Romberg integrasyonu metodu beraber kullanılarak dinamik düzen parametrelerinin yani (M_α) sıcaklığa bağlı değişimleri ile hesaplanmıştır. Bunun için farklı etkileşme parametrelerine verilen farklı değerler için analiz edilerek Şekil 3.4, Şekil 3.5, Şekil 3.6’da dinamik faz geçiş sıcaklıklarının nasıl oluşturulduğu ve fazlar arasındaki dinamik faz sınırlarının nasıl türetildiği gösterildi. Bu grafiklerde bazı parametreler belirlenerek tanımlandı. Bunlardan birinci derece faz geçiş sıcaklığını belirten parametre T_i ile ifade edilirken, manyetik olmayan fazlardan ve ferrimanyetik fazdan paramanyetik faza ikinci derece faz geçiş sıcaklığını belirten parametre ise T_c ile ifade edildi. Dinamik faz geçiş (DFG) sıcaklıklarından faydalanılarak farklı etkileşim parametreleri, yüzeyler arası etkileşim parametresi (r), yüzey değişim etkileşim parametresi (Δs) ve kristal alan (d)’nin farklı değerleri için (T/J_c ve h/J_c) eksenindeki dinamik faz diyagramları Şekil 3.7 - Şekil 3.13 arasında sunuldu. Belirtilen bu düzlemlerde yedi adet farklı topolojik yapıda dinamik faz diyagramları oluşturuldu. Bu dinamik faz diyagramlarında kesikli çizgiler ve sürekli çizgiler olduğu gözlemlenerek bu çizgilerin tanımları yapıldı. (T/J_c ve h/J_c) eksenlerinde oluşturulan dinamik faz diyagramlarında görülen kesikli çizgiler birinci derece faz geçiş çizgilerini gösterirken sürekli çizgiler ise ikinci derece faz geçiş çizgilerini belirtilmektedir. Bulunan faz diyagramlarında sistemde i+p karma fazının da

elde edildiğini gözledik. Özetle 3 farklı faz sistemde mevcuttur. Sistemde 2 tane temel faz; i , p fazları; $i+p$ karma fazları olduğunu gördük. Sistemde ferrimanyetik (i) faz mevcut olduğunu ve dış manyetik alana uyum göstermediği sonucunu elde ettik. Ayrıca bu faz diyagramlarında içi dolu kürelerin varlığı tespit edildi ve bu küreler dinamik üçlü kritik noktayı belirtmektedir.

Karma spin-1 ve karma spin-2 Ising nanotel sistemi dinamik faz diyagramları incelendiğinde, bu sistemin dinamik özelliklerinin çok güçlü bir şekilde etkileşim parametrelerine bağlı oldukları sonucuna varılmıştır. Özellikle bu durum kristal alanın negatif yüksek değerleri incelendiğinde dinamik faz diyagramları incelenerek tespit edilmiştir.

Son olarak belirtmek gerekir ki dinamik yöntemden kaynaklanan eksikliklerden dolayı dinamik ortalama-alan yaklaşımında bazı birinci-dereceden faz geçiş sıcaklıkları ve yapay özel noktalar olabilir. Bu yüzden bu tez çalışmasının daha hassas ve daha doğru ölçüm olanağı sağlayan dinamik etkin-alan teorisi, dinamik Monte Carlo (DMC) simülasyonu gibi daha iyi sonuç veren yöntemlerle incelenmesine ve araştırılmasına olanak sağlayacağını umuyoruz.

KAYNAKLAR

1. Shong C. W., Haur S. C., Wee A. T. S., “ Science at the Nanoscale: An Introductory Textbook”, Singapore: Pan Stanford Pub., s.214, 2010.
2. Mansoori, G. A., “Principles of Nanotechnology: Molecular Based Study of Condensed Matter in Small Systems,” World Scientific Pub., New York, 2005.
3. Ramsden, J., “Nanotechnology: an introduction” *Elsevier*, (ISBN: 978-0-08-096447-8), 2011.
4. Yüksel, Y., Akıncı, Ü., Polat, H., "Investigation of critical phenomena and magnetism in amorphous Ising nanowire in the presence of transverse fields", *Phys. A* 392 (2013) 2347-2358.
5. Zaim, A., Kerouad, M., Boughrara, M., Ainane, A., de Miguel, J.J., "Theoretical Investigations of Hysteresis Loops of Ferroelectric or Ferrielectric Nanotubes with Core/Shell Morphology", *J. Supercond. Nov. Magnetism* 25 (2012) 2407.
6. Zaim, A., Kerouad, M., El Amraoui, Y., Baldomir, D., "The spin-1/2 Ising film with surface defects", *J. Magn. Magn. Mater.* 316 (2007) e306.
7. X.J. Chen, H.F. Xu, N.H. Xu, F.H. Zhao, W.J. Lin, G. Lin, Y.L. Fu, Z. Huang, H. Wang, M.M. Wu, "Kinetically Controlled Synthesis of Wurtzite ZnS Nanorods through Mild Thermolysis of a Covalent Organic–Inorganic Network", *Inorg. Chem.* 42 (2003) 3100-3106.
8. Zaim, A., Kerouad, M., Boughrara, M., "Monte Carlo study of the magnetic behavior of a mixed spin (1, 3/2) ferrimagnetic nanoparticle", *Solid State Commun.* 158 (2013) 76-81.
9. S. Xu, Y. Qin, C. Xu, Y. Wei, R. Yang, Z.L. Wang, "Self-powered nanowire devices", *Nature Nanotechnol.*, 5 (2010) 366-373.
10. S. Nie, S.R. Emory, "Probing Single Molecules and Single Nanoparticles by

Surface-Enhanced Raman Scattering", *Science* 275 (1997) 1102-1106.

11. A.E. Berkowitz, R.H. Kodama, Salah A. Makhlof, F.T. Parker, F.E. Spada, E.J. McNiff, S. Foner, "Anomalous properties of magnetic nanoparticles", *J. Magn. Mater.* 196 (1999) 591-597.
12. X. Batlle, A. Labarta, "Finite-size effects in fine particles: magnetic and transport properties", *J. Phys. D: Apply. Phys.* 35 (2002) R15.
13. Bushan, B., "Handbook of nanotechnology" *Third edition.*, ISBN: 978-3-642-02524-2, (2010).
14. Elnathan, R., Kwiat, M., Pevzner, A., Engel, Y., Burstein, L., Khatchourints, A., Lichtenstein, A., Kantaev, R., Patolsky, F., "Biorecognition layer engineering: overcoming screening limitations of nanowire-based FET devices", *NanoLetters* 12 (10): 5245–5254, doi: 10.1021/nl302434w, 2012.
15. W.T. Coffey, D.S.F. Crothers, J.L. Dormann, Y.P. Kalmykov, E.C. Kennedy, W. Wernsdorfer, "Thermally Activated Relaxation Time of a Single Domain Ferromagnetic Particle Subjected to a Uniform Field at an Oblique Angle to the Easy Axis: Comparison with Experimental Observations", *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998) 5655.
16. S. Momose, H. Kodama, T. Uzumaki, A. Tanaka, "Magnetic properties of magnetically isolated L10-FePt nanoparticles", *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004) 1748.
17. M. Vasilakaki, K.N. Trohidou, "Numerical study of the exchange-bias effect in nanoparticles with ferromagnetic core/ferrimagnetic disordered Shell morphology", *Phys. Rev. B* 79 (2009) 144402.
18. N. Nedyalkov, Y. Nakajima and M. Terakawa, "Magnetic nanoparticle composed nanowires fabricated by ultrashort laser ablation in air", *Appl. Phys. Lett.* 108, 043107 (2016)
19. B.-S. Kim, S. Lee, W.-K. Kim, J.-H. Park, Y.C. Cho, J. Kim, C.R. Cho and S.- Y. Jeong, "Fabrication of ZnCoO nanowires and characterization of their magnetic properties", *Nanoscale Research Letters* 9 (2014) 221.

20. Y. Cao, G. Wei, H. Ge, Y. Yu, "Synthesis and Magnetic Properties of NiCo Nanowire Array by Potentiostatic Electrodeposition", *Int. J. Electrochem. Sci.*, 9 (2014) 5272 – 5279
21. F. Tian, Z.P. Huang and L. Whitmore, "Fabrication and magnetic properties of Ni nanowire arrays with ultrahigh axial squareness", *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 14 (2012) 8537-8541
22. Akıncı, Ü., "Effects of the randomly distributed magnetic field on the phase diagrams of Ising nanowire I: Discrete distributions" , *J. Magn. Magn. Mater.*, 324, 3951-3960, 2012.
23. Ma, S.K., *Statistical Mechanics*, World Scientific Publishing Co, 1985.
24. Buendía, G.M., Novotny, M.A., Numerical Study of a Mixed Ising Ferrimagnetic System, *J. Phys: Condens. Matter*, 9, 5951–5964, 1997..
25. Coronado, E., Dekhais, P., Gatteschi, D., Miller, J. S., "Molecular magnetism: from Molecular Assemblies to the devices", *Kluwer Academic Publishers, Dordrecht.*, (NATO ASI Series E, Vol. 321), 1996.
26. Keskin, M., Ertaş, M., Mixed-Spin Ising Model in an Oscillating Magnetic Field and Compensation Temperature, *J. Stat. Phys.*, 139, 333–344, 2010.
27. Keskin, M., Deviren, B., Canko, O., Dynamic Compensation Temperature in the Mixed Spin-1/2 and Spin-3/2 Ising Model in an Oscillating Field on Alternate Layers of Hexagonal Lattice, *IEEE Trans. Magn.*, 45, 2640–2643, 2009.
28. Keskin, M., Kantar, E., Dynamic Compensation Temperatures in the Mixed Spin-1 and Spin-3/2 Ising System under a Time-Dependent Oscillating Magnetic Field, *J. Magn. Magn. Mater.*, 322, 2789–2796, 2010.
29. Deviren, B., Keskin, M., Dynamic Phase Transitions and Compensation Temperatures in a Mixed Spin-3/2 and Spin-5/2 Ising System, *J. Stat. Phys.*, 140, 934–947, 2010.
30. Keskin, M., Ertaş, M., Existence of a Dynamic Compensation Temperature of a Mixed Spin-2 and Spin-5/2 Ising Ferrimagnetic System in an Oscillating Field,

- Phys. Rev. E, 80, 061140–061150, 2009.
31. Weng, X.M., Li, Z.Y., Transverse-Random-Field Mixed Ising Model with Arbitrary Spins, *Phys. Rev. B*, 53, 12142–12147, 1996.
 32. Iwashita, T., et al., Mixed Ising Spin System with Higher-Order Spin Interaction, *J. Magn. Magn. Mater.*, 226-230, 577–578, 2001.
 33. Zhang, Q., et al., Effective-field Theory and Monte Carlo Study of a Layered Mixed Spin-1 and Spin-2 Ising System on Honeycomb Lattice, *J. Magn. Magn. Mater.*, 280, 14–22, 2004.
 34. Albayrak, E., Yiğit, A., The critical Behavior of the Mixed Spin-1 and Spin-2 Ising Ferromagnetic System on the Bethe Lattice, *Physica A*, 349, 471–486, 2005.
 35. Wei, G.Z., Gu, Y.W., Liu, J., Mean-field and Monte Carlo Studies of a Mixed Spin-1 and Spin-2 Ising System with Different Anisotropies, *Phys. Rev. B*, 74, 024422–024427, 2006.
 36. Deviren, B., Ertaş, M., Keskin, M., The effective-field Theory Studies of Critical Phenomena in a Mixed Spin-1 and Spin-2 Ising Model on Honeycomb and Square Lattices, *Physica A*, 389, 2036–2047, 2010.
 37. Keskin, M., Ertaş, M., Canko, O., Dynamic Phase Transitions and Dynamic Phase Diagrams in the Kinetic Mixed Spin-1 and Spin-2 Ising System in an Oscillating Magnetic Field, *Phys. Scr.*, 79, 025501–025511, 2009.
 38. Glauber, R.J., Time-Dependent Statistics of the Ising Model, *J. Math. Phys.*, 4, 294–307, 1963.
 39. Glauber, R.J., “Time-dependent statistics of the Ising model”, *J. Math. Phys.*, 4, 294- 307, 1963.
 40. Mendes, J.F.F., Lage, E.J.S., “Dynamics of the Infinitieranged potts model”, *J. Stat. Phys.*, 64, 653-672, 1991.
 41. Chatterjee, A., Chakrabarti, B.K., “Fluctuation cumulant behavior for the field-pulse induced magnetization- reversal transition in Ising models”, *Phys. Rev. E.*, 67,

046113-1- 046113-5, 2003.

42. Fujisaka, H., Tutu, H., Rikvold, P.A., “Dynamic phase transition in a time dependent ginzburg-landau model in an oscillating field”, *Phys. Rev. E.*, 63, 036109 1- 036109-11, 2001.
43. Deviren, B., Ertaş, M., Keskin, M., “Dynamic magnetizations and dynamic phase transitions in a transverse cylindrical Ising nanowire”, *Physica Scripta*, 85,5,1025-1030, 2012.
44. Ertaş, M., Kantar, E., “Cylindrical Ising Nanowire with crystal field: existence of a dynamic compensation temperatures”, *Phase Transitions*, 88, 567-581, 2015.
45. Deviren, B., Kantar, E., Keskin, M., “Dynamic phase transitions in a cylindrical Ising nanowire under a time-dependent oscillating magnetic field” , *J. Magn. Mater.*, 324, 2163-2170, 2012.
46. Deviren, B., Keskin, M., “Thermal behavior of dynamic magnetizations, hysteresis loop areas and correlations of a cylindrical Ising nanotube in an oscillating magnetic field within the effective-field theory and the Glauber type stochastic dynamics approach” , *Physics Letters A.*, 376, 1011-1019 2012.
47. Deviren, B., Şener, Y., Keskin, M., “Dynamic magnetic properties of the kinetic cylindrical Ising nanotube” , *Physica., A*, 392, 3969-3983, 2013.
48. Yüksel, Y., Vatansever, E., Polat, H., “Dynamic phase transition properties and hysteretic behavior of a ferrimagnetic core-shell nanoparticle in the presence of a time dependent magnetic field” , *Journal of Physics: Condensed Matter.*, 24, 436004-436017, 2012.
49. Vatansever, E., Polat, H., “Monte Carlo investigation of a spherical ferrimagnetic core-shell nanoparticle under a time dependent magnetic field”, *J. Magn. Mater.*, 343, 221-227, 2013.
50. Vatansever, E., Polat, H., “Non-equilibrium dynamics of a ferrimagnetic core Shell nanocubic particle”, *Physica A.*, 394, 82-89, 2014.
51. Vatansever, E., Polat, H., “Monte Carlo investigation of a spherical

- ferrimagnetic core-shell nanoparticle under a time dependent magnetic field” ,J. Magn. Magn. Mater., 343, 221-227, 2013.
52. Chern, G., et al., Antiparallel State, Compensation Point, and Magnetic Phase Diagram of Fe₃O₄/Mn₃O₄ Superlattices, Phys. Rev. B, 63, 094421–094425, 2001.
 53. Kageyama, H., et al., Weak Ferrimagnetism, Compensation Point, and Magnetization Reversal in Ni(HCOO)₂ Center Dot 2H₂O, Phys. Rev. B, 67, 224422–224428, 2003.
 54. Boughrara, M., Kerouad, M., Zaim, A., “Phase diagrams and magnetic properties of a cylindrical Ising nanowire: Monte Carlo and effective field treatments”, J. Magn. Magn. Mater. 368, 169-179, 2014.