T.C.
YOZGAT BOZOK ÜNİVERSİTESİ
LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

ÜÇ TABAKALI KARMA SPİN (1, 3/2, 2) ISING SİSTEMİNİN DİNAMİK MANYETİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Muhammed Derviş BARAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Danışman: Prof. Dr. Ümüt TEMİZER

AĞUSTOS – 2026

YOZGAT

T.C.
YOZGAT BOZOK ÜNİVERSİTESİ
LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

ÜÇ TABAKALI KARMA SPİN(1, 3/2, 2) ISING SİSTEMİNİN DİNAMİK MANYETİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Muhammed Derviş BARAN

YÜKSEK LİSANS TEZİ

Danışman: Prof. Dr. Ümüt TEMİZER

AĞUSTOS – 2026

YOZGAT

YOZGAT BOZOK ÜNİVERSİTESİ

LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ

LİSANSÜSTÜ TEZ ONAY FORMU

T.C.

YOZGAT BOZOK ÜNİVERSİTESİ

LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ

Enstitümüzün Fizik Anabilim Dalı Fizik Bilim Dalı Tezli Yüksek Lisans Programı Muhammed Derviş BARAN'ın hazırladığı "**Üç Tabakalı Karma Spin(1, 3/2, 2) Ising Sisteminin Dinamik Manyetik Özelliklerinin İncelenmesi**" başlıklı tezi ile ilgili tez savunma sınavı, Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliği'nin ilgili maddeleri gereğince 06/08/2026 Perşembe günü saat 11:00'da yapılmış, tezin onayına **oy birliği** ile karar verilmiştir.

Başkan **:** Prof. Dr. Mehmet BATI

Jüri Üyesi **:** Prof. Dr. Ümüt TEMİZER

(Danışman)

Jüri Üyesi **:** Doç. Dr. Durgun DURAN

ONAY:

Bu tezin kabulü, Enstitü Yönetim Kurulu'nun ……../……../….. tarih ve …… sayılı Enstitü Yönetim Kurulu Kararı ile onaylanmıştır.

…...../...../ 20…..

Prof. Dr. Ümit BUDAK

Lisansüstü Eğitim Enstitüsü Müdürü

TEZ BEYANI

Tez yazım kurallarına uygun olarak hazırlanan bu tezin yazılmasında bilimsel ahlak kurallarına uyulduğunu, başkalarının eserlerinden yararlanılması durumunda bilimsel normlara uygun olarak atıfta bulunulduğunu, tezin içerdiği yenilik ve sonuçların başka bir yerden alınmadığını, kullanılan verilerde herhangi bir tahrifat yapılmadığını, tezin herhangi bir kısmının bu üniversite veya başka bir üniversitedeki başka bir tez çalışması olarak sunulmadığını beyan eder, aksi bir durumda aleyhime doğabilecek tüm hak kayıplarını kabullendiğimi beyan ederim.

06/08/2026

Muhammed Derviş BARAN

ÜRETKEN YAPAY ZEKÂ KULLANIMI BEYAN FORMU

Bu tezin/projenin yazım sürecinde üretken yapay zekâ araçlarından yararlanıp yararlanmadığımı beyan ederim.

☒ Tez/Proje yazım sürecinde üretken yapay zekâ araçlarından **yararlanmadım**.

☐ Tez/Proje yazım sürecinde üretken yapay zekâ araçlarından **yararlandım**. Bu doğrultuda üretken yapay zekâ araçlarından yararlandığıma dair aşağıdaki ifadeyi onayladığımı beyan ederim:

Bu çalışmada, bilimsel üretim sürecini desteklemek amacıyla üretken yapay zekâ araçlarından sınırlı ölçüde yararlanılmış olup, kullanılan araçların amacı, şekli, çıktı türü, katkı sınırı ve kullanıldığı bölümünü içeren "**Üretken Yapay Zekâ Kullanım Tablosu**" tezin ekinde verilmiştir. Üretken yapay zekâ kullanımı; hipotez geliştirme, teorik tartışma ve yorumlama gibi uzmanlık gerektiren aşamaları **kapsamayacak** şekilde gerçekleştirilmiş, çalışmanın özgünlüğüne, bilimsel etik ilkelere ve ilgili mevzuata uygunluk gözetilmiştir. Kaynak göstermeksizin metin üretimi, üretken yapay zekâ çıktılarının özgün eser gibi sunulması veya yanıltıcı kaynak kullanımı gibi usulsüz uygulamalara **başvurulmamıştır.** Çalışmada yararlanılan üretken yapay zekâ araçları ve bunların kullanım amaçları ayrıntılı olarak beyan edilmiş olup, bu kullanım danışman öğretim üyesinin bilgisi dâhilinde gerçekleştirilmiştir. Ayrıca, Yükseköğretim Kurumları Bilimsel Araştırma ve Yayın Faaliyetlerinde Üretken Yapay Zekâ Kullanımına Dair Etik Rehber'de belirtilen ilkelere uygun hareket edilmiştir. Bu beyanımın gerçeğe aykırı olduğunun tespiti hâlinde, ilgili yükseköğretim mevzuatı ve etik düzenlemeler çerçevesinde hakkımda uygulanabilecek yaptırımları kabul ettiğimi taahhüt ederim.

Muhammed Derviş BARAN

06/08/2026

ÖN SÖZ

Glauber tipi stokastik temelinde ortalama alan yaklaşımı, zamana bağlı salınımlı manyetik alan altında üç tabakalı karma spin Ising sisteminin (1, 3/2, 2) dinamik özelliklerini incelemek için kullanıldı. Hamiltonyen, tabakalar arası lineer etkileşim parametrelerini, kristal alan etkileşimini ve sinüzoidal manyetik alanı içermektedir. Ortalama alan dinamik denklemlerini oluşturmak için Glauber geçiş oranları kullanılmıştır. Bu denklemler farklı nümerik yöntemler kullanılarak çözülmüştür. Sistemde mevcut fazları bulmak için öncelikle ortalama mıknatıslanmaların zamana bağlı davranışları incelenmiştir. Hamiltonyen parametrelerinin sistemin dinamik davranışı üzerindeki etkisi kapsamlı bir şekilde araştırılmıştır ve bu parametrelere güçlü bir şekilde bağlı olduğu bulunmuştur. Elde edilen sonuçların teorik ve deneysel çalışmalar için değerli bir rehber olması beklenmektedir.

İstatistik fiziğin ilginç ve zorlu dünyasında yolculuk yaparken sabır ve azimle bana rehberlik eden değerli hocam Prof. Dr. Ümüt TEMİZER'e; başta Yozgat Bozok Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik Bölüm Başkanı Prof. Dr. Recep ŞAHİNGÖZ olmak üzere tüm Fizik Bölümü öğretim üyelerine; ayrıca bu çalışmanın ortaya çıkmasında bana destek olan kıymetli eşim Esra SAYGILI BARAN'a ve çocuklarım Tarık ile Yağmur'a en içten teşekkürlerimi sunarım.

Muhammed Derviş BARAN

06/08/2026

ÖZET

YÜKSEK LİSANS TEZİ

ÜÇ TABAKALI KARMA SPİN(1, 3/2, 2) ISING SİSTEMİNİN DİNAMİK MANYETİK ÖZELLİKLERİNİN İNCELENMESİ

Muhammed Derviş BARAN

YOZGAT BOZOK ÜNİVERSİTESİ
LİSANSÜSTÜ EĞİTİM ENSTİTÜSÜ
FİZİK ANABİLİM DALI

TEZ DANIŞMANI: Prof. Dr. Ümüt TEMİZER

Bu çalışmada, zamanla değişen bir manyetik alanın varlığında üç tabakalı karma spin (1, 3/2, 2) Ising sisteminin dinamik davranışı Glauber-tipi stokastik dinamik temelinde ortalama-alan yaklaşımı kullanılarak incelendi. Master denklemi ve Glauber geçiş oranları kullanılarak ortalama-alan dinamik denklemleri elde edildi. Bu denklemler çözüldü ve ilk olarak sistemdeki temel fazlar ve karma faz bölgelerini bulmak için ortalama mıknatıslanmaların zamanla değişimi incelendi. Daha sonra, dinamik mıknatıslanmaların sıcaklık ve manyetik alan genliğine bağlı değişimleri incelendi ve tüm temel faz ve karma faz bölgeleri arasındaki dinamik faz sınırları tespit edildi. Son olarak sistemin dinamik faz diyagramları Hamiltonyen parametrelerinin farklı değerleri için birçok farklı düzlemde sunuldu. Bilineer etkileşme parametreleri, kristal alan ve açısal frekansın dinamik faz diyagramları üzerine etkisi detaylıca araştırıldı. Elde edilen sonuçların daha önce elde edilen teorik sonuçlarla uyumlu olduğu görülmüştür.

2026, xii + 46 Sayfa

Anahtar Kelimeler: Master denklemi, Dinamik faz geçiş noktaları, Dinamik özel noktalar, Dinamik faz diyagramları, Karma spin Ising Modeli, Üç tabakalı sistem, Glauber dinamiği, Dinamik ortalama alan yaklaşımı, Dinamik faz diyagramı.

ABSTRACT

MASTER THESIS

THE INVESTIGATION OF THE DYNAMIC MAGNETIC PROPERTIES OF THE TRILAYER MIXED SPIN(1, 3/2, 2) ISING SYSTEM

Muhammed Derviş BARAN

YOZGAT BOZOK UNIVERSITY
SCHOOL of GRADUATE STUDIES
DEPARTMENT OF PHYSICS

SUPERVISOR: Prof. Dr. Ümüt TEMİZER

In this study, the dynamic behavior of the trilayer mixed-spin (1, 3/2, 2) Ising system is investigated by using the mean-field approach based on the Glauber-type stochastic dynamics in the presence of a time-varying magnetic field. The mean-field dynamic equations are obtained by employing the Master equation and Glauber transition rates. These equations are solved and firstly, the time variations of the average magnetizations are investigated in order to find the fundamental phases and mixed-phase regions in the system. Then, the dynamic magnetizations are subsequently examined as functions of temperature and magnetic-field amplitude and the dynamic phase boundaries are determined between the fundamental phases and the coexistence regions. Finally, the dynamic phase diagrams of the system are presented on many different planes for different values of the Hamiltonian parameters. The effects of the bilinear interaction parameters, crystal field and angular frequency on the dynamic phase diagrams are explored in detail. It is seen that the obtained results are consistent with previously obtained theoretical results.

2026, xii + 46 Pages

Keywords: Master equation, Dynamic phase transition points, Dynamic special points Dynamic phase diagrams, Mixed-spin Ising model, Three-layer system, Glauber dynamics, Dynamic mean-field approach, Dynamic phase diagram.

İÇİNDEKİLER

Sayfa

LİSANSÜSTÜ TEZ ONAY FORMU ii

TEZ BEYANI iii

ÜRETKEN YAPAY ZEKÂ KULLANIMI BEYAN FORMU iv

ÖN SÖZ v

ÖZET vi

ABSTRACT vii

İÇİNDEKİLER viii

TABLOLAR LİSTESİ ix

ŞEKİLLER LİSTESİ x

SİMGELER ve KISALTMALAR LİSTESİ xi

1. GİRİŞ 1

2. DİNAMİK ORTALAMA ALAN DENKLEMLERİNİN ELDE EDİLMESİ 4

2.1. Üç Tabakalı Kare Örgü Yapısı İçin Modelin Tanımlanması 4

2.2. Ortalama Alan Dinamik Diferansiyel Denklemlerinin Türetilmesi 5

3. NÜMERİK SONUÇLAR 17

3.1. Sistemde Mevcut Dinamik Fazların Elde Edilmesi 17

3.2. Dinamik Faz Geçiş Noktalarının Hesaplanması 21

3.3. Dinamik Faz Diyagramları 27

4. SONUÇ ve ÖNERİLER 38

5. KAYNAKLAR 40

TABLOLAR LİSTESİ

Tablo **Sayfa**

Tablo 3.1. Sistemde mevcut olan tüm temel fazlar ve karma faz bölgeleri..... 20

ŞEKİLLER LİSTESİ

Şekil **Sayfa**

Şekil 2.1. Kare bir örgü için üç tabakalı Ising sisteminin şematik gösterimi. 4

Şekil 3.1. Ortalama mıknatıslanmaların ($m_1^A(\xi), m_2^B(\xi)$ ve $m_3^C(\xi)$) zamana bağlı değişimleri 19

Şekil 3.2. Seçilen etkileşim parametre değerleri ve farklı başlangıç değerleri için dinamik mıknatıslanmaların (M_1^A, M_2^B ve M_3^C) sıcaklık bağımlılıkları. Birinci-dereceden faz geçiş sıcaklığı T_t ve ikinci-dereceden faz geçiş sıcaklığı T_c 'dir. 23

Şekil 3.3. Dinamik mıknatıslanmaların M_1^A, M_2^B ve M_3^C manyetik alanın (h) bir fonksiyonu olarak davranışları, $J_A=J_B=J_C=J_1=J_2=1.0$, d=0.01 ve T=0.25 ve beş farklı başlangıç değeri için gösterilmiştir. h_{t1}, h_{t2}, h_{t3}, h_{t4}, h_{t5} birinci-dereceden faz geçiş noktalarıdır. 26

Şekil 3.5. $J_1>0$, $J_2>0$ ve farklı Hamiltonyen parametrelerinin değerleri için sistemin (T, h) düzlemindeki dinamik faz diyagramları. Sistem, bir dinamik üçlü kritik nokta (●) sergilemektedir. 30

Şekil 3.6. $J_1>0$, $J_2>0$ ve farklı Hamiltonyen parametrelerinin değerleri için sistemin (T, h) düzlemindeki dinamik faz diyagramları. Sistem, iki dinamik üçlü kritik nokta (●) sergilemektedir. QP dinamik dörtlü noktadır. 32

Şekil 3.7. Hamiltonyen parametrelerinin farklı değerleri ve $J_1>0$, $J_2>0$ durumu için farklı düzlemlerdeki dinamik faz diyagramları. Burada, E dinamik kritik son nokta, B dinamik çift kritik son nokta ve A dinamik çoklu kritik noktadır. 35

Şekil 3.8. Hamiltonyen parametrelerinin farklı değerleri ve $J_1>0$, $J_2>0$ durumu için farklı düzlemlerdeki dinamik faz diyagramları. TP ve QP sırasıyla dinamik üçlü ve dörtlü noktalardır. 37

SİMGELER VE KISALTMALAR LİSTESİ

Bu çalışmada kullanılmış simgeler ve kısaltmalar, açıklamaları ile birlikte aşağıda sunulmuştur.

Simgeler	**Açıklamalar**
P	**:** Paramanyetik Faz
ΔE	**:** Enerji Değişimi
T_t	**:** Birinci-Dereceden Faz Geçiş Sıcaklığı
T_c	**:** İkinci-Dereceden Faz Geçiş Sıcaklığı
J	**:** Bilineer Etkileşme Parametresi
D	**:** Kristal Alan Etkileşmesi veya Tek-İyon Anizotropi Sabiti
A	**:** Üç İkinci-Dereceden Faz Geçiş Çizgisinin Kesiştiği Çoklu Kritik Nokta
B	**:** İki Birinci-Dereceden, İki İkinci-Dereceden Faz Geçiş Çizgisinin Kesiştiği Çift Kritik Son Nokta
E	**:** Bir Birinci-Dereceden, İki İkinci-Dereceden Faz Geçiş Çizgisinin Kesiştiği Dinamik Kritik Son Nokta
σ	**:** G_1 Tabakasında Mevcut Özdeş(spin-1) Spinler
S	**:** G_2 Tabakasında Mevcut Özdeş(spin-3/2) Spinler
α	**:** G_3 Tabakasında Mevcut Özdeş(spin-2) Spinler
J_A	**:** σ Komşu Spinleri Arasında Mevcut Bilineer Etkileşim Parametresi
J_B	**:** S Komşu Spinleri Arasında Mevcut Bilineer Etkileşim Parametresi
J_C	**:** α Komşu Spinleri Arasında Mevcut Bilineer Etkileşim Parametresi
J_1	**:** G_1 ve G_2 Tabakaları Arasında Mevcut Bilineer Etkileşim Parametresi
J_2	**:** G_2 ve G_3 Tabakaları Arasında Mevcut Bilineer Etkileşim Parametresi

$\mathbf{H_0}$	**:** Manyetik Alanın Genliği
$\boldsymbol{\omega}$	**:** Manyetik Alanın Açısal Frekansı
$\boldsymbol{\nu}$	**:** Frekans
●	**:** Üçlü Kritik Nokta

Kısaltmalar	**Açıklamalar**
EAT	**:** Etkin Alan Teorisi
OAY	**:** Ortalama Alan Yaklaşımı
DOAY	**:** Dinamik Ortalama Alan Yaklaşımı
MC	**:** Monte Carlo
TP	**:** Dinamik Üçlü Nokta
QP	**:** Dinamik Dörtlü Nokta

1. GİRİŞ

Son yıllarda, çok tabakalı manyetik yapılar, biyomedikal uygulamalar (Alexiou vd., 2002; Sounderya & Zhang, 2008), kalıcı mıknatıslar (Zeng vd., 2002), çok büyük manyetik direnç (Baibich vd., 1988; Binasch vd., 1989; Kisslinger vd., 2015), yüzey manyetik elastik çiftlenim (Bochi vd., 1994; Sun & O'handley, 1991), genişletilmiş yüzey manyetik moment (Donath, 1999; Wu & Freeman, 1992) ve yüzey manyetik anizotropi (Sayama vd., 2004) gibi küçük boyutlu sistemlerle ilişkili çeşitli manyetik özellikleri nedeniyle, teorik ve deneysel açıdan çok büyük ilgi görmüştür. Bu özellikleri onları biyomedikal ve manyeto-optik kayıt uygulamalarında kullanılmak için potansiyel aday haline getirmiştir (Nie & Emory, 1997). Tabakalı manyetik sistemler karmaşıklıkları ve çeşitlilikleri nedeniyle diğer malzemelerden oldukça farklıdır ve farklı sistemlerin fiziksel özelliklerine ciddi katkı sağlamaktadırlar. Moleküler ışın epitaksisi (Herman & Sitter, 2012), metal kimyasal buhar biriktirme (Stringfellow, 1999), darbeli lazer biriktirme (Chen vd., 1994; Singh & Narayan, 1990) ve atomik katman biriktirme (George, 2010; Leskelä & Ritala, 2003) gibi ince film büyütme teknikleri kullanılarak elde edilen iki tabakalı (Stier & Nolting, 2011) malzemeler deneysel olarak farklı özelliklerin incelenmesini sağlamıştır.

Ising modeli, tabakalı manyetik malzemelerin termal ve manyetik özelliklerini anlamak için geniş bir şekilde kullanılmaktadır. Teorik olarak karma spin Ising modelleri tek spin sistemlerinde görülmeyen zengin kritik davranışlara sahiptirler ve süper örgüler, çok tabakalı malzemeler ve ultra ince filmleri incelemek için sıklıkla kullanılmaktadırlar. Çok tabakalı sistemleri temel özelliklerini tanımlamak için en çok kullanılan model iki tabakalı karma spin Ising sistemleridir. Bu sistemlerin dengeli davranışlarını incelemek için Bethe örgüsü üzerinde kesin tekrarlama bağıntıları (Albayrak & Yilmaz, 2007; Albayrak & Bulut, 2007), Etkin Alan Teorisi (EAT) (Deviren vd., 2011; Zhang vd., 2004; Zhang vd., 2005) ve Monte-Carlo (MC) simülasyonu (Nakamura, 2000) gibi farklı teknikler ve metotlar kullanılmıştır. Diğer taraftan, iki tabakalı karma spin Ising sistemlerinin dengesiz yani dinamik davranışları karma spin 1 ve 2 (Korkmaz & Temizer, 2012), spin 1 ve 3/2 (Temizer, 2014), spin 1 ve 5/2 (Temizer & Demir, 2018), spin 3/2 ve 2 (Temizer vd., 2014) ve spin 2 ve 5/2 (Ertaş vd., 2012; Ertaş & Keskin, 2012; Wu vd., 2020) Ising sistemleri için Glauber tipi stokastik dinamik (Glauber, 1963) ve MC simülasyonu kullanılarak detaylı olarak incelenmiştir.

En önemli tabakalı Ising sistemlerinden biri de üç tabakalı Ising sistemleridir. ABA sandviç yapılı ferrimanyetik karma spin Ising üç tabakalı modellerin dengeli ve dengesiz davranışları farklı metotlar kullanılarak detaylıca incelenmiştir (Albayrak & Aker, 2010; Al-Qawasmeh vd., 2022; Boubekri vd., 2022; Gharaibeh vd., 2020; Kozan & Ertaş, 2023; Mouhib vd., 2023; Sun vd., 2021; Temizer, 2026). Üç tabakalı karma spin Ising sistemlerinin incelenmesinde kullanılan diğer bir model ise karma spin ABC üç tabakalı yapılardır. Bu sistemlerin dengedeki manyetik özelliklerini incelemek için ortalama-alan yaklaşımı (OAY), MC simülasyonu ve Bethe örgüsü üzerindeki tekrarlama bağıntıları yaygın bir şekilde kullanılmıştır (Boughazi vd., 2017; Deviren vd., 2009; Lv vd., 2018; Ngantso vd., 2019). Yapılan bu incelemelerle mıknatıslanmalar, faz geçişleri, telafi sıcaklığı ve histeresis davranış gibi sistemlerin önemli kritik özellikleri geniş bir biçimde araştırılmıştır. ABC yapılı karma spin Ising üç tabakalı modellerin dengeli özelliklerin detaylı bir şekilde incelenmesine rağmen, dinamik özelliklerinin incelenmesi çok daha az ilgi görmüştür. Bunun sebebi dinamik inceleme için yapılması gereken hesaplamaların çok daha zor olmasından kaynaklanmaktadır. MC simülasyonu kullanılarak zamana bağlı salınımlı bir alan altında modifiye edilmiş grafen benzeri nanoparçacıkların dinamik ve termodinamik davranışlarını karma spin (1/2, 1, 3/2) Ising modeli için incelemiştir (Liu vd., 2024). Bu incelemeyle, dinamik düzen parametreleri, manyetik duyarlılık ve iç enerji üzerine sıcaklık, değiş-tokuş çiftlenimi, kristal alan ve zamanla değişen salınımlı alanın etkisi detaylıca ortaya konulmuştur. Son zamanlarda, Glauber tipi stokastik dinamik kullanılarak OAY temelinde üç tabakalı karma spin (1/2, 1, 3/2) Ising sisteminin dinamik manyetik karakteri incelendi (Kantar & Ertaş, 2023). Bu çalışmada, sistemde dinamik faz geçişlerinin, dinamik faz diyagramlarının ve dinamik telafi sıcaklıklarının güçlü bir şekilde etkileşme parametrelerine bağlı olduğu gösterildi. Deneysel olarak, (Co/Nb/Fe) tipinde [ferromanyetik (FM) / süperiletken (Si) / ferromanyetik(FM)] üç katlı yapının manyetik davranışları incelendi ve T_c süperiletken geçiş sıcaklığına göre analiz edildi (Steiner & Ziemann, 2006). Benzer olarak, (Co/NiO/Fe) üç tabakalı yapının manyetik özellikleri incelendi ve histeresis eğrilerinin ölçümlerini elde edildi (Szpytma vd., 2024).

Dinamik sistemlerin önemli özelliklerinden biri de dinamik faz geçişinin, dinamik telafi sıcaklığının ve dinamik faz diyagramlarının bir dış manyetik alan altında tayin edilmesidir. Özellikle dengesiz sistemlerdeki dinamik faz geçişleri son yıllarda büyük ilgi çekmiştir. Biyolojik süreçler, kimyasal reaksiyonlar ve kompleks sistemlerdeki enerji transferlerinde dinamik faz geçişleri meydana gelmektedir. Teorik olarak, dinamik faz geçişleri ilk kez

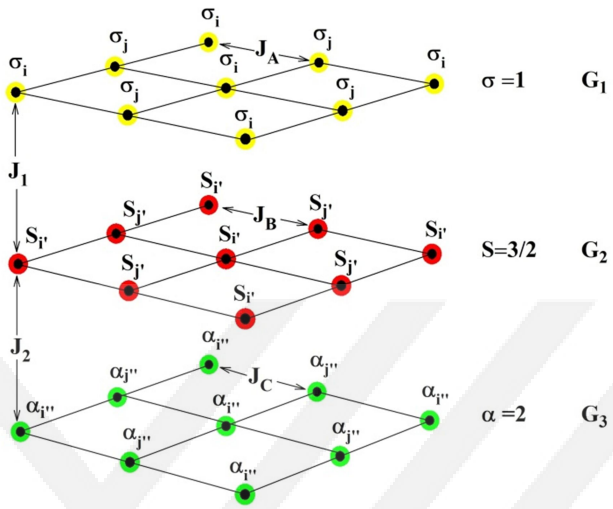
spin-1/2 Ising sistemi için Glauber tipi stokastik dinamik temelinde OAY kullanılarak elde edildi (Tomé & de Oliveira, 1990). Daha sonra farklı teknikler kullanılarak çeşitli manyetik sistemlerde meydana gelen dinamik faz geçişleri teorik olarak sunulmuştur (Khorrami & Aghamohammadi, 2002; Tutu & Fujiwara, 2004; Machado vd., 2005; Yasui vd., 2002). Belirtilmelidir ki, dinamik faz geçişleri için deneysel kanıtlar yüksek anizotropik (Ising benzeri) ferromanyetik ultra-ince Co/Cu(001) filmler (Jiang vd., 1995), ferroik sistemler (ferromıknatıs malzemeler, ferroelektrik malzemeler, ferroelastik malzemeler) ve ultra-ince manyetik filmler [Co(0,4nm)/Pt(0,7nm)] (Robb vd., 2008) için bulunmuştur. Farklı dinamik davranışları ve potansiyel deneysel yaklaşımlarından dolayı dinamik spin sistemleri daha fazla incelenmeyi hak etmektedir.

Bu tez çalışmasının amacı, Glauber tipi stokastik dinamik temelinde dinamik OAY kullanılarak salınımlı bir dış manyetik alanın etkisinde üç tabakalı karma spin (1, 3/2, 2) Ising sisteminin dinamik manyetik özelliklerini incelemektir. Şu ana kadar yapılan çalışmalarda üç tabakalı karma spin (1, 3/2, 2) Ising sisteminin dinamik davranışı incelenmemiştir ve bu durum bu tez çalışmasının ana motivasyonunu oluşturmaktadır. Bu amaçla, ilk olarak Glauber geçiş oranları kullanıldı ve ortalama alan dinamik denklemleri her tabaka için elde edildi. Bu ortalama alan dinamik denklemleri nümerik olarak çözüldü. Sistemde bulunan dinamik fazları ve karma faz bölgelerini bulmak için ortalama mıknatıslanmaların zamanın bir fonksiyonu olarak davranışları incelendi. Elde edilen bazı faz bölgelerinin daha önce yapılan dengeli ve dengesiz sistemlerde elde edilmediği ve yalnızca bu sistemde görüldüğü tespit edildi. Dinamik mıknatıslanmaların sıcaklık ve manyetik alanla değişiminin analiz edilmesi sonucunda, meydana gelen faz geçiş noktaları tespit edildi ve faz geçişlerinin birinci-derece ya da ikinci-derece karaktere sahip olduğu ortaya konuldu. Sistemin dinamik faz diyagramları farklı düzlemler üzerinde gösterildi. Bu dinamik faz diyagramlarının temel fazlar, karma faz bölgeleri ve birçok dinamik kritik nokta sergilediği görüldü. Bu inceleme ile etkileşme parametrelerinin sistemin dinamik davranışı üzerindeki etkisi detaylı bir şekilde araştırıldı.

2. DİNAMİK ORTALAMA ALAN DENKLEMLERİNİN ELDE EDİLMESİ

2.1. Üç Tabakalı Kare Örgü Yapısı İçin Modelin Tanımlanması

Şekil 2.1'de görüldüğü gibi, kare bir örgü için üç manyetik tabakadan oluşan Ising sistemi ele alınmaktadır. Her tabaka sırasıyla A, B ve C tipi atomlardan oluşmaktadır.



Şekil 2.1. Kare bir örgü için üç tabakalı Ising sisteminin şematik gösterimi.

A, B ve C tipi atomların spinleri sırasıyla 1, 3/2 ve 2'dir. Bu sistemin Hamiltonyeni aşağıdaki formülle verilir.

$$H = -J_A \sum_{ij} \sigma_i \sigma_j - J_B \sum_{i'j'} S_{i'} S_{j'} - J_C \sum_{i''j''} \alpha_{i''} \alpha_{j''} - J_1 \sum_{ii'} \sigma_i S_{i'} - J_2 \sum_{i'i''} S_{i'} \alpha_{i''} - D\left(\sum_{i} (\sigma_i)^2 + \sum_{i'} (S_{i'})^2 + \sum_{i''} (\alpha_{i''})^2\right) - H(t)\left(\sum_{i} \sigma_i + \sum_{i'} S_{i'} + \sum_{i''} \alpha_{i''}\right) \quad (2.1)$$

Burada J_A, J_B ve J_C sırasıyla G_1, G_2 ve G_3 tabakalarında spinler arası lineer etkileşim parametrelerini ifade eder. J_1 ve J_2 ise sırasıyla G_1, G_2 tabakaları ve G_2, G_3 tabakaları arasındaki tabakalar arası lineer etkileşim parametrelerini ifade eder. D, tek iyon anizotropi sabiti veya kristal alan etkileşme parametresidir. Zamana bağımlı salınımlı dış manyetik alan (H) aşağıdaki şekilde tanımlanır:

$$H(t) = H_0 \cos(\omega t) \tag{2.2}$$

Burada, manyetik alanın genliği H_0, manyetik alanın açısal frekansı ω olup $\omega = 2\pi\nu$'dir. Sistem, T_A mutlak sıcaklığındaki bir ısı banyosu ile temas halindedir.

2.2. Ortalama Alan Dinamik Diferansiyel Denklemlerinin Türetilmesi

Öncelikle G_1 tabakası üzerinde σ spinleri için ortalama alan dinamik denklemleri hesaplanacaktır. Glauber tipi stokastik dinamik kullanılarak sistemin ortalama-alan dinamik denklemleri türetilecektir. Öncelikle, $P(\sigma_1, \sigma_2, \dots\dots\dots, \sigma_N; t)$ sistemin t anında $\sigma_1, \sigma_2, \dots\dots\dots, \sigma_N; t$ konfigürasyonuna sahip olma olasılığı olarak tanımlanabilir. Bu olasılık ifadesi, spinler ve ısı banyosu arasındaki etkileşimi zamanın bir fonksiyonu olarak tanımlayan ve şu şekilde ifade edilen Master denklem ile verilir.

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}P(\sigma_1, \sigma_2, \dots\dots\dots, \sigma_N; t) &= -\sum_i \left(\sum_{\sigma_i' \neq \sigma_i} W_i(\sigma_i \to \sigma_i') \right) P(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_i, \dots, \sigma_N; t) \\ &+ \sum_i \left(\sum_{\sigma_i' \neq \sigma_i} W_i(\sigma_i' \to \sigma_i) \right) P(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_i', \dots, \sigma_N; t)\end{aligned} \tag{2.3}$$

Bu denklemin çözümü, sistemin kesin tanımını içerecektir. $W_i(\sigma_i \to \sigma_i')$, i'inci bir spinin σ_i spin durumundan σ_i' spin durumuna birim zamandaki geçiş olasılığını temsil eder ve şu şekilde verilir.

$$W_i(\sigma_i \to \sigma_i') = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta \Delta E(\sigma_i \to \sigma_i'))}{\sum_{\sigma_i'} \exp(-\beta \Delta E(\sigma_i \to \sigma_i'))} \tag{2.4}$$

Burada τ zaman ölçeğinde σ_i'den σ_i''ye geçişin gerçekleştiği bir zaman sabitidir ve gevşeme zamanı olarak da verilebilir. Sistem, birim zamanda $1/\tau$ geçiş oranında Glauber tipi stokastik sürece göre gelişir ve dolayısıyla spin frekansı, f, $1/\tau$ 'dir. $\beta = \frac{1}{k_B T_A}$ ve k_B Boltzmann sabitidir. ΔE, dış manyetik alanın varlığında her spin geçişi esnasında sistemin enerjisindeki değişimi ifade eder ve herhangi bir t anında tek bir σ_i spini için şu şekilde elde edilir.

$$\Delta E(\sigma_i \rightarrow \sigma_i') = (\sigma_i' - \sigma_i)\left(-J_A \sum_j \sigma_j - J_1 \sum_{i'} S_{i'} - H\right) - ((\sigma_i')^2 - (\sigma_i)^2)D \quad (2.5)$$

Burada, $a = -J_A \sum_j \sigma_j - J_1 \sum_{i'} S_{i'} - H$ olarak alınırsa, her spin geçişi için ΔE ifadeleri şu şekilde hesaplanır.

$$\Delta E(1 \rightarrow 1) = (1-1)a - (1^2 - 1^2)D = 0 \quad (2.6.a)$$

$$\Delta E(1 \rightarrow 0) = (0-1)a - (0^2 - 1^2)D = -a + D \quad (2.6.b)$$

$$\Delta E(1 \rightarrow -1) = (-1-1)a - ((-1)^2 - 1^2)D = -2a \quad (2.6.c)$$

$$\Delta E(0 \rightarrow 1) = (1-0)a - (1^2 - 0)D = a - D \quad (2.6.d)$$

$$\Delta E(0 \rightarrow 0) = (0-0)a - (0^2 - 0^2)D = 0 \quad (2.6.e)$$

$$\Delta E(0 \rightarrow -1) = (-1-0)a - ((-1)^2 - 0^2)D = -a - D \quad (2.6.f)$$

$$\Delta E(-1 \rightarrow 1) = (1-(-1))a - (1^2 - (-1)^2)D = 2a \quad (2.6.g)$$

$$\Delta E(-1 \rightarrow 0) = (0-(-1))a - (0^2 - (-1)^2)D = a + D \quad (2.6.h)$$

$$\Delta E(-1 \rightarrow -1) = \big(-1-(-1)\big)a - ((-1)^2 - (-1)^2)D = 0 \quad (2.6.i)$$

Tüm bu elde edilen enerji ifadeleri denklem (2.4)'de verilen denklemde yerine konulursa G_1 tabakasındaki σ spinleri için, σ_i durumundan σ_i' durumuna tüm spin geçişi olasılıkları aşağıdaki gibi elde edilir.

$$W(1 \rightarrow 1) = 0 \quad (2.7.a)$$

$$W(1 \rightarrow 0) = \frac{1}{\tau} \cdot \frac{e^{\beta y - \beta D}}{\gamma_1} \quad (2.7.b)$$

$$W(1 \rightarrow -1) = \frac{1}{\tau} \cdot \frac{e^{2\beta y}}{\gamma_1} \quad (2.7.c)$$

$$W(0 \rightarrow 1) = \frac{1}{\tau} \cdot \frac{1}{\gamma_1} \quad (2.7.d)$$

$$W(0 \rightarrow 0) = 0 \quad (2.7.e)$$

$$W(0\rightarrow -1) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{2\beta y}}{\gamma_1} \tag{2.7.f}$$

$$W(-1\rightarrow 1) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{1}{\gamma_1} \tag{2.7.g}$$

$$W(-1\rightarrow 0) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{\beta y-\beta D}}{\gamma_1} \tag{2.7.h}$$

$$W(-1\rightarrow -1) = 0 \tag{2.7.i}$$

Bu ifadelerde $\gamma_1 = 1 + e^{\beta y-\beta D} + e^{2\beta y}$ olarak alınmıştır. Bu ifadeler incelenirse $W_i(\sigma_i\rightarrow\sigma_i')$ spin geçişi olasılığının tamamen spinin geçiş yaptığı duruma bağlı olduğunu ve spinin başlangıçtaki durumundan bağımsız olduğu görülmektedir. Buna göre ifade, $W_i(\sigma_i\rightarrow\sigma_i')$=$W_i(\sigma_i')$ şeklinde yazılabilir. Bu durumda;

$$\mathbf{W(1)} = W(0\rightarrow 1) = W(-1\rightarrow 1) \tag{2.8.a}$$

$$\mathbf{W(0)} = W(1\rightarrow 0) = W(-1\rightarrow 0) \tag{2.8.b}$$

$$\mathbf{W(-1)} = W(1\rightarrow -1) = W(0\rightarrow -1) \tag{2.8.c}$$

olduğu net bir şekilde görülmektedir ve (2.3) ile verilen Master denklemi şu şekilde ifade edilir;

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}P(\sigma_1,\sigma_2,\dots\dots\dots,\sigma_N;t) = &-\sum_i\left(\sum_{\sigma_i'\neq\sigma_i} W_i(\sigma_i')\right)P(\sigma_1,\sigma_2,\dots,\sigma_i,\dots,\sigma_N;t)\\ &+\sum_i\left(\sum_{\sigma_i'\neq\sigma_i} W_i(\sigma_i)\right)P(\sigma_1,\sigma_2,\dots,\sigma_i',\dots,\sigma_N;t)\end{aligned} \tag{2.9}$$

Burada (2.7) ve (2.8) bağıntıları kullanıldığında

$$\sum_{\sigma_i'\neq\sigma_i} W(\sigma_i') = W(1) + W(0) + W(-1) = \frac{1}{\tau} \tag{2.10}$$

olduğu görülmektedir.

Genel beklenen değer ifadesi

$$\frac{d}{dt}\langle\sigma_k\rangle = \sum_k \sigma_k \frac{dp}{dt} \tag{2.11}$$

olduğuna göre (2.9) denklemi burada kullanılırsa

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}P(\sigma_1, \sigma_2, \dots\dots\dots, \sigma_N; t) = &-\sum_i \sigma_k \left(\sum_{\sigma_i' \neq \sigma_i} W_i(\sigma_i')\right) P(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_i, \dots, \sigma_N; t) \\ &+\sum_k \left(\sum_{\sigma_i' \neq \sigma_i} \sigma_k W_i(\sigma_i)\right) P(\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_i', \dots, \sigma_N; t)\end{aligned} \tag{2.12}$$

olarak bulunur. Burada,

$$\sum_k \sigma_k W_k(\sigma_i) = \frac{1}{\tau}\frac{2\sinh(\beta a)}{2\cosh(\beta a) + e^{-\beta D}} \tag{2.13}$$

olarak elde edilir. Normalizasyon şartından

$$\sum P(\sigma_1, \sigma_2, \dots\dots\dots., \sigma_N; t) = 1 \tag{2.14}$$

şeklindedir. Buna göre (2.10) ve (2.13) denklemleri (2.12)'de yerine konulursa aşağıdaki denklem türetilir.

$$\tau\frac{d}{dt}\langle\sigma_k\rangle = -\langle\sigma_k\rangle + \langle\frac{2\sinh(\beta[-J_A\sum_j \sigma_j - J_1\sum_{i'} S_{i'} - H])}{2\cosh(\beta[-J_A\sum_j \sigma_j - J_1\sum_{i'} S_{i'} - H]) + e^{-\beta D}}\rangle \tag{2.15}$$

(2.15) denkleminin düzenlenmesiyle σ spini için dinamik ortalama alan yaklaşımı çerçevesinde sistemin davranışını tanımlayan aşağıdaki denklem elde edilir.

$$\Omega\frac{d}{d\xi}m_1^A = -m_1^A + \frac{2\sinh\left[\frac{1}{T}\left(4r_1 m_1^A + m_2^B + h\cos(\xi)\right)\right]}{2\cosh\left[\frac{1}{T}\left(4r_1 m_1^A + m_2^B + h\cos(\xi)\right) + e^{\left(-\frac{d}{T}\right)}\right]} \tag{2.16}$$

burada $T = k_B T_A/J_1$, $d = D/J_1$, $r_1 = J_A/J_1$, $h = H_0/J_1$, $m_1^A = \langle\sigma\rangle$, $m_2^B = \langle S\rangle$, $\xi = \omega t$ ve $\Omega = \tau\omega$'dir.

Benzer şekilde G_2 tabakasındaki S spinleri için aynı işlemler uygulanacaktır. Öncelikle ΔE değeri S spinleri için Hamiltonyen ifadesinden hesaplanacaktır.

$$\Delta E(S_i \rightarrow S_i') = (S_i' - S_i)\left(-J_B \sum_{j'} S_{j'} - J_1 \sum \sigma_i - J_2 \sum_{i''} \alpha_{i''} - H\right) - ((S_i')^2 - (S_i)^2)D \qquad (2.17)$$

Burada, $b = -J_B \sum_{j'} S_{j'} - J_1 \sum \sigma_i - J_2 \sum_{i''} \alpha_{i''} - H$ olarak alınırsa, S=3/2 spini için tüm ΔE değerleri;

$$\Delta E\left(\frac{3}{2} \rightarrow \frac{3}{2}\right) = \left(\frac{3}{2} - \frac{3}{2}\right) b - \left(\left(\frac{3}{2}\right)^2 - \left(\frac{3}{2}\right)^2\right) D = 0 \qquad (2.18.a)$$

$$\Delta E\left(\frac{3}{2} \rightarrow \frac{1}{2}\right) = \left(\frac{1}{2} - \frac{3}{2}\right) b - \left(\left(\frac{1}{2}\right)^2 - \left(\frac{3}{2}\right)^2\right) D = -b + 2D \qquad (2.18.b)$$

$$\Delta E\left(\frac{3}{2} \rightarrow \frac{-1}{2}\right) = \left(\frac{-1}{2} - \frac{3}{2}\right) b - \left(\left(\frac{-1}{2}\right)^2 - \left(\frac{3}{2}\right)^2\right) D = -2b + 2D \qquad (2.18.c)$$

$$\Delta E\left(\frac{3}{2} \rightarrow \frac{-3}{2}\right) = \left(\frac{-3}{2} - \frac{3}{2}\right) b - \left(\left(\frac{-3}{2}\right)^2 - \left(\frac{3}{2}\right)^2\right) D = -3b \qquad (2.18.d)$$

$$\Delta E\left(\frac{1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}\right) = \left(\frac{3}{2} - \frac{1}{2}\right) b - \left(\left(\frac{3}{2}\right)^2 - \left(\frac{1}{2}\right)^2\right) D = b - 2D \qquad (2.18.e)$$

$$\Delta E\left(\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}\right) = -\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\right) b - \left(\left(\frac{1}{2}\right)^2 - \left(\frac{1}{2}\right)^2\right) D = 0 \qquad (2.18.f)$$

$$\Delta E\left(\frac{1}{2} \rightarrow \frac{-1}{2}\right) = \left(\frac{-1}{2} - \frac{1}{2}\right) b - \left(\left(\frac{-1}{2}\right)^2 - \left(\frac{1}{2}\right)^2\right) D = -b \qquad (2.18.g)$$

$$\Delta E\left(\frac{1}{2} \rightarrow \frac{-3}{2}\right) = \left(\frac{-3}{2} - \frac{1}{2}\right) b - \left(\left(\frac{-3}{2}\right)^2 - \left(\frac{1}{2}\right)^2\right) D = -2b - 2D \qquad (2.18.h)$$

$$\Delta E\left(\frac{-1}{2} \rightarrow \frac{3}{2}\right) = \left(\frac{3}{2} - \frac{-1}{2}\right) b - \left(\left(\frac{3}{2}\right)^2 - \left(\frac{-1}{2}\right)^2\right) D = 2b - 2D \qquad (2.18.i)$$

$$\Delta E\left(\frac{-1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}\right) = \left(\frac{1}{2} - \frac{-1}{2}\right) b - \left(\left(\frac{1}{2}\right)^2 - \left(\frac{-1}{2}\right)^2\right) D = b \qquad (2.18.j)$$

$$\Delta E\left(\frac{-1}{2} \rightarrow \frac{-1}{2}\right) = \left(\frac{-1}{2} - \frac{-1}{2}\right) b - \left(\left(\frac{-1}{2}\right)^2 - \left(\frac{-1}{2}\right)^2\right) D = 0 \qquad (2.18.k)$$

$$\Delta E\left(\frac{-1}{2} \rightarrow \frac{-3}{2}\right) = \left(\frac{-3}{2} - \frac{-1}{2}\right) b - \left(\left(\frac{-3}{2}\right)^2 - \left(\frac{-1}{2}\right)^2\right) D = -b - 2D \qquad (2.18.l)$$

$$\Delta E\left(\frac{-3}{2}\rightarrow\frac{3}{2}\right)=\left(\frac{3}{2}-\frac{-3}{2}\right)b-\left(\left(\frac{3}{2}\right)^2-\left(\frac{-3}{2}\right)^2\right)D=3b \quad (2.18.m)$$

$$\Delta E\left(\frac{-3}{2}\rightarrow\frac{1}{2}\right)=\left(\frac{1}{2}-\frac{-3}{2}\right)b-\left(\left(\frac{1}{2}\right)^2-\left(\frac{-3}{2}\right)^2\right)D=2b+2D \quad (2.18.n)$$

$$\Delta E\left(\frac{-3}{2}\rightarrow\frac{-1}{2}\right)=\left(\frac{-1}{2}-\frac{-3}{2}\right)b-\left(\left(\frac{-1}{2}\right)^2-\left(\frac{-3}{2}\right)^2\right)D=b+2D \quad (2.18.o)$$

$$\Delta E\left(\frac{-3}{2}\rightarrow\frac{-3}{2}\right)=\left(\frac{-3}{2}-\frac{-3}{2}\right)b-\left(\left(\frac{-3}{2}\right)^2-\left(\frac{-3}{2}\right)^2\right)D=0 \quad (2.18.p)$$

olarak hesaplanır.

Tüm bu elde edilen enerji ifadeleri denklem (2.4)'te verilen denklemde yerine konulursa G_2 tabakasında S spinleri için S_i durumundan S_i' durumuna tüm spin geçişi olasılıkları aşağıdaki gibi elde edilir;

$$W\left(\frac{3}{2}\rightarrow\frac{3}{2}\right)=0 \quad (2.19.a)$$

$$W\left(\frac{3}{2}\rightarrow\frac{1}{2}\right)=\frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{\beta y-2\beta D}}{\gamma_2} \quad (2.19.b)$$

$$W\left(\frac{3}{2}\rightarrow\frac{-1}{2}\right)=\frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{2\beta y-2\beta D}}{\gamma_2} \quad (2.19.c)$$

$$W\left(\frac{3}{2}\rightarrow\frac{-3}{2}\right)=\frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{3\beta y}}{\gamma_2} \quad (2.19.d)$$

$$W\left(\frac{1}{2}\rightarrow\frac{3}{2}\right)=\frac{1}{\tau}\cdot\frac{1}{\gamma_2} \quad (2.19.e)$$

$$W\left(\frac{1}{2}\rightarrow\frac{1}{2}\right)=0 \quad (2.19.f)$$

$$W\left(\frac{1}{2}\rightarrow\frac{-1}{2}\right)=\frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{2\beta y-2\beta D}}{\gamma_2} \quad (2.19.g)$$

$$W\left(\frac{1}{2}\rightarrow\frac{-3}{2}\right)=\frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{3\beta y}}{\gamma_2} \quad (2.19.h)$$

$$W\left(\frac{-1}{2}\rightarrow\frac{3}{2}\right)=\frac{1}{\tau}\cdot\frac{1}{\gamma_2} \quad (2.19.i)$$

$$W\left(\frac{-1}{2}\rightarrow\frac{1}{2}\right)=\frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{\beta y-2\beta D}}{\gamma_2} \quad (2.19.j)$$

$$W\left(\frac{-1}{2}\rightarrow\frac{-1}{2}\right)=0 \quad (2.19.k)$$

$$W\left(\frac{-1}{2}\rightarrow\frac{-3}{2}\right)=\frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{3\beta y}}{\gamma_2} \quad (2.19.l)$$

$$W\left(\frac{-3}{2}\rightarrow\frac{3}{2}\right)=\frac{1}{\tau}\cdot\frac{1}{\gamma_2} \quad (2.19.m)$$

$$W\left(\frac{-3}{2}\rightarrow\frac{1}{2}\right)=\frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{\beta y-2\beta D}}{\gamma_2} \quad (2.19.n)$$

$$W\left(\frac{-3}{2}\rightarrow\frac{-1}{2}\right)=\frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{2\beta y}\cdot e^{-2\beta D}}{\gamma_2} \quad (2.19.o)$$

$$W\left(\frac{-3}{2}\rightarrow\frac{-3}{2}\right)=0 \quad (2.19.q)$$

Bu ifadelerde $\gamma_2 = 1 + e^{\beta y-2\beta D} + e^{2\beta y-2\beta D} + e^{3\beta y}$ şeklinde alınmıştır. Benzer şekilde spin geçişi olasılıklarının tamamen spinin geçiş yaptığı duruma bağlı olduğunu ve spinin başlangıçtaki durumundan bağımsız olduğu görülecektir. Buna göre ifade $W_i(S\rightarrow S_i')=W_i(S_i')$ şeklinde yazılabilir. Bu durumda

$$\mathbf{W}\left(\frac{\mathbf{3}}{\mathbf{2}}\right)=W\left(\frac{1}{2}\rightarrow\frac{3}{2}\right)=W\left(\frac{-1}{2}\rightarrow\frac{3}{2}\right)=W\left(\frac{-3}{2}\rightarrow\frac{3}{2}\right) \quad (2.20.a)$$

$$\mathbf{W}\left(\frac{\mathbf{1}}{\mathbf{2}}\right)=W\left(\frac{3}{2}\rightarrow\frac{1}{2}\right)=W\left(\frac{-1}{2}\rightarrow\frac{1}{2}\right)=W\left(\frac{-3}{2}\rightarrow\frac{1}{2}\right) \quad (2.20.b)$$

$$\mathbf{W}\left(\frac{\mathbf{-1}}{\mathbf{2}}\right)=W\left(\frac{3}{2}\rightarrow\frac{-1}{2}\right)=W\left(\frac{1}{2}\rightarrow\frac{-1}{2}\right)=W\left(\frac{-3}{2}\rightarrow\frac{-1}{2}\right) \quad (2.20.c)$$

$$\mathbf{W}\left(\frac{\mathbf{-3}}{\mathbf{2}}\right)=W\left(\frac{3}{2}\rightarrow\frac{-3}{2}\right)=W\left(\frac{1}{2}\rightarrow\frac{-3}{2}\right)=W\left(\frac{-1}{2}\rightarrow\frac{-3}{2}\right) \quad (2.20.d)$$

sonuçları elde edilir. σ spini için yapılan işlemlere benzer işlemler yapılarak S spini için sistemin dinamiğini açıklayan diferansiyel denklem şu şekilde bulunur.

$$\tau\frac{d}{dt}\langle S_k\rangle=-\langle S_k\rangle+\langle\frac{3\sinh\left(\frac{3\beta b}{2}\right)+\sinh\left(\frac{\beta b}{2}\right)e^{-2\beta D}}{2\cosh\left(\frac{3\beta b}{2}\right)+2\cosh\left(\frac{\beta b}{2}\right)e^{-2\beta D}}\rangle \quad (2.21)$$

(2.21) denkleminin düzenlenmesiyle aşağıdaki denklem elde edilir;

$$\Omega\frac{d}{d\xi}m_2^B = -m_2^B + \frac{3e^{\left(\frac{d}{T}\right)}\sinh\left[\frac{3A_1}{2T}\right] + e^{\left(-\frac{d}{T}\right)}\sinh\left[\frac{A_1}{2T}\right]}{2e^{\left(\frac{d}{T}\right)}\cosh\left[\frac{3A_1}{2T}\right] + 2e^{\left(-\frac{d}{T}\right)}\cosh\left[\frac{A_1}{2T}\right]} \tag{2.22}$$

burada $T = k_B T_A/J_1$, $d = D/J_1$, $r_1 = J_A/J_1$, $h = H_0/J_1$, $m_1^A = \langle\sigma\rangle$, $m_2^B = \langle S\rangle$, $\xi = \omega t$ ve $\Omega = \tau\omega$'dir. Ayrıca $m_2^B = \langle S\rangle$, $A_1 = \left(4r_2 m_2^B + m_1^A + r_3 m_3^C + hCos(\xi)\right)$, $r_2 = J_B/J_1$ ve $r_3 = J_2/J_1$ 'dir.

Son olarak, G_3 tabakasındaki α spinleri için aynı işlemler uygulanacaktır. Öncelikle ΔE değeri α spinleri için Hamiltonyen ifadesinden;

$$\Delta E(\alpha_i \rightarrow \alpha_i') = (\alpha_i' - \alpha_i)\left(-J_C\sum_{j''}\alpha_{j''} - J_2\sum_{i'}S_{i'} - H\right) - ((\alpha_i')^2 - (\alpha_i)^2)D \tag{2.23}$$

olarak bulunur. Burada, $c = -J_C\sum_{j''}\alpha_{j''} - J_2\sum_{i'}S_{i'} - H$ olarak alınmıştır. $\alpha = 2$ spini için tüm ΔE değerleri;

$$\Delta E(2\rightarrow 2) = (2-2)c - (2^2 - 2^2)D = 0 \tag{2.24.a}$$

$$\Delta E(2\rightarrow 1) = (1-2)c - (1^2 - 2^2)D = -c + 3D \tag{2.24.b}$$

$$\Delta E(2\rightarrow 0) = (0-2)c - (0^2 - 2^2)D = -2c + 4D \tag{2.24.c}$$

$$\Delta E(2\rightarrow -1) = (-1-2)c - ((-1)^2 - 2^2)D = -3c + 3D \tag{2.24.d}$$

$$\Delta E(2\rightarrow -2) = (-2-2)c - ((-2)^2 - 2^2)D = -4c \tag{2.24.e}$$

$$\Delta E(1\rightarrow 2) = (2-1)c - (2^2 - 1^2)D = c - 3D \tag{2.24.f}$$

$$\Delta E(1\rightarrow 1) = (1-1)c - (1^2 - 1^2)D = 0 \tag{2.24.g}$$

$$\Delta E(1\rightarrow 0) = (0-1)c - (0^2 - 1^2)D = -c + D \tag{2.24.h}$$

$$\Delta E(1\rightarrow -1) = (-1-1)c - ((-1)^2 - 1^2)D = -2c \tag{2.24.i}$$

$$\Delta E(1\rightarrow -2) = (-2-1)c - ((-2)^2 - 1^2)D = -3c - 3D \tag{2.24.j}$$

$$\Delta E(0\rightarrow 2) = (2-0)c - (2^2 - 0^2)D = 2c - 4D \tag{2.24.k}$$

$$\Delta E(0\rightarrow 1) = (1-0)c - (1^2 - 0^2)D = c - D \quad (2.24.l)$$

$$\Delta E(0\rightarrow 0) = (0-0)c - (0^2 - 0^2)D = 0 \quad (2.24.m)$$

$$\Delta E(0\rightarrow -1) = (-1-0)c - ((-1)^2 - 0^2)D = -c - D \quad (2.24.n)$$

$$\Delta E(0\rightarrow -2) = (-2-0)c - ((-2)^2 - 0^2)D = -2c - 4D \quad (2.24.o)$$

$$\Delta E(-1\rightarrow 2) = (2-(-1))c - (2^2 - (-1)^2)D = 3c - 3D \quad (2.24.p)$$

$$\Delta E(-1\rightarrow 1) = (1-(-1))c - (1^2 - (-1)^2)D = 2c \quad (2.24.q)$$

$$\Delta E(-1\rightarrow 0) = (0-(-1))c - (0^2 - (-1)^2)D = c + D \quad (2.24.r)$$

$$\Delta E(-1\rightarrow -1) = (-1-(-1))c - ((-1)^2 - (-1)^2)D = 0 \quad (2.24.s)$$

$$\Delta E(-1\rightarrow -2) = (-2-(-1))c - ((-2)^2 - (-1)^2)D = -c - 3D \quad (2.24.t)$$

$$\Delta E(-2\rightarrow 2) = (2-(-2))c - (2^2 - (-2)^2)D = 4c \quad (2.24.u)$$

$$\Delta E(-2\rightarrow 1) = (1-(-2))c - (1^2 - (-2)^2)D = 3c + 3D \quad (2.24.v)$$

$$\Delta E(-2\rightarrow 0) = (0-(-2))c - (0^2 - (-2)^2)D = 2c + 4D \quad (2.24.w)$$

$$\Delta E(-2\rightarrow -1) = (-1-(-2))c - ((-1)^2 - (-2)^2)D = c + 3D \quad (2.24.x)$$

$$\Delta E(-2\rightarrow -2) = (-2-(-2))c - ((-2)^2 - (-2)^2)D = 0 \quad (2.24.y)$$

olarak hesaplanır.

Tüm bu elde edilen enerji ifadeleri denklem (2.4)'te verilen denklemde yerine konulursa G_3 tabakası üzerindeki spinler için α_i durumundan α_i' durumuna tüm spin geçişi olasılıkları aşağıdaki gibi elde edilir.

$$W(2\rightarrow 2) = 0 \quad (2.25.b)$$

$$W(2\rightarrow 1) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{\beta y - 3\beta D}}{\gamma_3} \quad (2.25.c)$$

$$W(2\rightarrow 0) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{2\beta y - 4\beta D}}{\gamma_3} \quad (2.25.d)$$

$$W(2\rightarrow -1) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{3\beta y - 3\beta D}}{\gamma_3} \quad (2.25.e)$$

$$W(2\rightarrow -2) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{4\beta y}}{\gamma_3} \quad (2.25.f)$$

$$W(1\rightarrow 2) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{1}{\gamma_3} \quad (2.25.g)$$

$$W(1\rightarrow 1) = 0 \quad (2.25.h)$$

$$W(1\rightarrow 0) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{2\beta y-4\beta D}}{\gamma_3} \quad (2.25.i)$$

$$W(1\rightarrow -1) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{3\beta y-3\beta D}}{\gamma_3} \quad (2.25.j)$$

$$W(1\rightarrow -2) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{4\beta y}}{\gamma_3} \quad (2.25.k)$$

$$W(0\rightarrow 2) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{1}{\gamma_3} \quad (2.25.l)$$

$$W(0\rightarrow 1) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{\beta y-3\beta D}}{\gamma_3} \quad (2.25.m)$$

$$W(0\rightarrow 0) = 0 \quad (2.25.n)$$

$$W(0\rightarrow -1) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{3\beta y-3\beta D}}{\gamma_3} \quad (2.25.o)$$

$$W(0\rightarrow -2) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{4\beta y}}{\gamma_3} \quad (2.25.p)$$

$$W(-1\rightarrow 2) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{1}{\gamma_3} \quad (2.25.q)$$

$$W(-1\rightarrow 1) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{\beta y-3\beta D}}{\gamma_3} \quad (2.25.r)$$

$$W(-1\rightarrow 0) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{2\beta y-4\beta D}}{\gamma_3} \quad (2.25.s)$$

$$W(-1\rightarrow -1) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{3\beta y-3\beta D}}{\gamma_3} \quad (2.25.t)$$

$$W(-1\rightarrow -2) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{4\beta y}}{\gamma_3} \quad (2.25.u)$$

$$W(-2\rightarrow 2) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{1}{\gamma_3} \tag{2.25.v}$$

$$W(-2\rightarrow 1) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{\beta y-3\beta D}}{\gamma_3} \tag{2.25.w}$$

$$W(-2\rightarrow 0) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{2\beta y-4\beta D}}{\gamma_3} \tag{2.25.x}$$

$$W(-2\rightarrow -1) = \frac{1}{\tau}\cdot\frac{e^{3\beta y-3\beta D}}{\gamma_3} \tag{2.25.y}$$

$$W(-2\rightarrow -2) = 0 \tag{2.25.z}$$

Bu ifadelerde $\gamma_3 = 1 + e^{\beta y-3\beta D} + e^{2\beta y-4\beta D} + e^{3\beta y-3\beta D} + e^{4\beta y}$ şeklinde alınmıştır. Benzer şekilde spin geçişi olasılıklarının tamamen spinin geçiş yaptığı duruma bağlı olduğu ve spinin başlangıçtaki durumundan bağımsız olduğu görülecektir. Buna göre ifade, $W_i(\alpha\rightarrow\alpha_i')=W_i(\alpha_i')$ şeklinde yazılabilir. Bu durumda

$$\mathbf{W(2)} = W(1\rightarrow 2) = W(0\rightarrow 2) = W(-1\rightarrow 2) = W(-2\rightarrow 2) \tag{2.26.a}$$

$$\mathbf{W(1)} = W(2\rightarrow 1) = W(0\rightarrow 1) = W(-1\rightarrow 1) = W(-2\rightarrow 1) \tag{2.26.b}$$

$$\mathbf{W(0)} = W(2\rightarrow 0) = W(1\rightarrow 0) = W(-1\rightarrow 0) = W(-2\rightarrow 0) \tag{2.26.c}$$

$$\mathbf{W(-1)} = W(2\rightarrow -1) = W(1\rightarrow -1) = W(0\rightarrow -1) = W(-2\rightarrow -1) \tag{2.26.d}$$

$$\mathbf{W(-2)} = W(2\rightarrow -2) = W(1\rightarrow -2) = W(0\rightarrow -2) = W(-1\rightarrow -2) \tag{2.26.e}$$

olduğu görülür. σ ve S spinleri için yapılan aynı işlemler burada da uygulanırsa α spini için ortalama alan denklemi şu şekilde bulunur.

$$\tau\frac{d}{dt}\langle\alpha_k\rangle = -\langle\alpha_k\rangle + \langle\frac{4\sinh(2\beta c) + 2\sinh(\beta c)\cdot e^{-3\beta D}}{2\cosh(2\beta c) + 2\cosh(\beta c)\cdot e^{-3\beta D} + e^{-4\beta D}}\rangle \tag{2.27}$$

(2.27) denkleminin düzenlenmesiyle aşağıdaki denklem elde edilir;

$$\Omega \frac{d}{d\xi} m_3^C = -m_3^C + \frac{2e^{\left(4\frac{d}{T}\right)} \sinh\left[\frac{2A_2}{T}\right] + e^{\left(\frac{d}{T}\right)} \sinh\left[\frac{A_2}{T}\right]}{e^{\left(4\frac{d}{T}\right)} \cosh\left[\frac{2A_2}{T}\right] + e^{\left(\frac{d}{T}\right)} \cosh\left[\frac{A_2}{T}\right] + \frac{1}{2}} \tag{2.28}$$

burada $T = k_B T_A / J_1$, $d = D/J_1$, $r_1 = J_A/J_1$, $h = H_0/J_1$, $m_1^A = \langle \sigma \rangle$, $m_2^B = \langle S \rangle$, $\xi = \omega t$ ve $\Omega = \tau\omega$'dir. Ayrıca $m_3^C = \langle \alpha \rangle$, $A_2 = \left(4r_4 m_3^C + r_2 m_2^B + h\mathrm{Cos}(\xi)\right)$, $r_2 = J_B/J_1$ ve $r_4 = J_C/J_1$'dir.

3. NÜMERİK SONUÇLAR

Bir önceki bölümde Master denklemi ve Glauber geçiş oranları kullanılarak sistemin dinamik karakterini açıklayan dinamik diferansiyel denklemler detaylıca elde edildi. Şimdi bu denklemlerin nümerik olarak çözülmesiyle elde edilen sonuçlar detaylıca tartışılacaktır.

3.1. Sistemde Mevcut Dinamik Fazların Elde Edilmesi

Bu kısımda, ortalama mıknatıslanmaların $(m_1^A(\xi), m_2^B(\xi), m_3^C(\xi))$ zamana bağlı davranışları incelenecektir. Bu inceleme, sistemde mevcut olan fazları bulunmasını sağlayacaktır. Sistemdeki mevcut dinamik fazları bulmak amacıyla, Denklem (2.16), (2.22) ve (2.28)'de mevcut dinamik ortalama-alan denklemlerinin kararlı çözümleri analiz edilecektir. Bu dinamik ortalama-alan denklemlerinin kararlı çözümleri 2π periyodunda ξ 'in periyodik fonksiyonlarıdır. $m_1^A(\xi + 2\pi) = m_1^A(\xi)$, $m_2^B(\xi + 2\pi) = m_2^B(\xi)$ ve $m_3^C(\xi + 2\pi) = m_3^C(\xi)$ olduğu açıkça görülmektedir. Ayrıca, denklemlerin aşağıdaki ifadeye uyup uymadığına bağlı olarak sistemde üç farklı çözüm ve altı farklı temel dinamik faz tanımlanabilir.

$$m_1^A(\xi + \pi) = -m_1^A(\xi) \tag{3.1.a}$$

$$m_2^B(\xi + \pi) = -m_2^B(\xi) \tag{3.1.b}$$

$$m_3^C(\xi + \pi) = -m_3^C(\xi) \tag{3.1.c}$$

Tip-1: Elde edilen bu çözümde ortalama mıknatıslanmalar $(m_1^A(\xi), m_2^B(\xi), m_3^C(\xi))$ Denklem 3.1(a)-(c)'nin kararlı çözümleri için sıfır değeri etrafında salınım yaparlar. Bu çözüm simetrik bir çözümdür ve paramanyetik (P) faza karşılık gelir.

Tip-2: İkinci tip çözüm, P fazı koşullarından hiçbirini sağlamaz. $m_1^A(\xi)$, $m_2^B(\xi)$ ve $m_3^C(\xi)$ sıfırdan farklı bir değer etrafında salınım yapar. Bu çözüm, farklı simetriye sahip dört temel faza karşılık gelir. Bu fazlar aşağıdaki gibi tanımlanır.

1. I fazı : $m_1^A(\xi) = \pm 1, m_2^B(\xi) = \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2}, m_3^C(\xi) = \pm 2, \pm 1$

2. II fazı : $m_1^A(\xi) = \pm 1, m_2^B(\xi) = \pm\frac{3}{2}, \pm\frac{1}{2}, m_3^C(\xi) = \mp 2, \mp 1$

3. III fazı : $m_1^A(\xi) = \pm 1, m_2^B(\xi) = \mp\frac{3}{2}, \mp\frac{1}{2}, m_3^C(\xi) = \mp 2, \mp 1$

4. IV fazı : $m_1^A(\xi) = \pm 1, m_2^B(\xi) = \mp\frac{3}{2}, \mp\frac{1}{2}, m_3^C(\xi) = \pm 2, \pm 1$

Tip-3: Bu çözümde, ortalama mıknatıslanmaların biri sıfırdan farklı bir değer etrafında salınım yapar. Diğer ortalama mıknatıslanmalar ise sıfır değer etrafında salınım yapar. Bu çözüm V fazına karşılık gelir.

Ayrıca, bu temel fazlara ek olarak sistemde bu fazların ikili, üçlü, dörtlü ve beşli kombinasyonlarından meydana gelen 11 karma faz bölgesi bulundu. Bu elde edilen karma faz bölgeleri farklı başlangıç ve etkileşme parametre değerleri için elde edildi. Bu karma fazlar şunlardır; I+II, I+III, I+V, I+P, V+P, I+II+V, I+III+V, I+V+P, I+II+III+IV, I+II+V+P, I+II+III+IV+V.

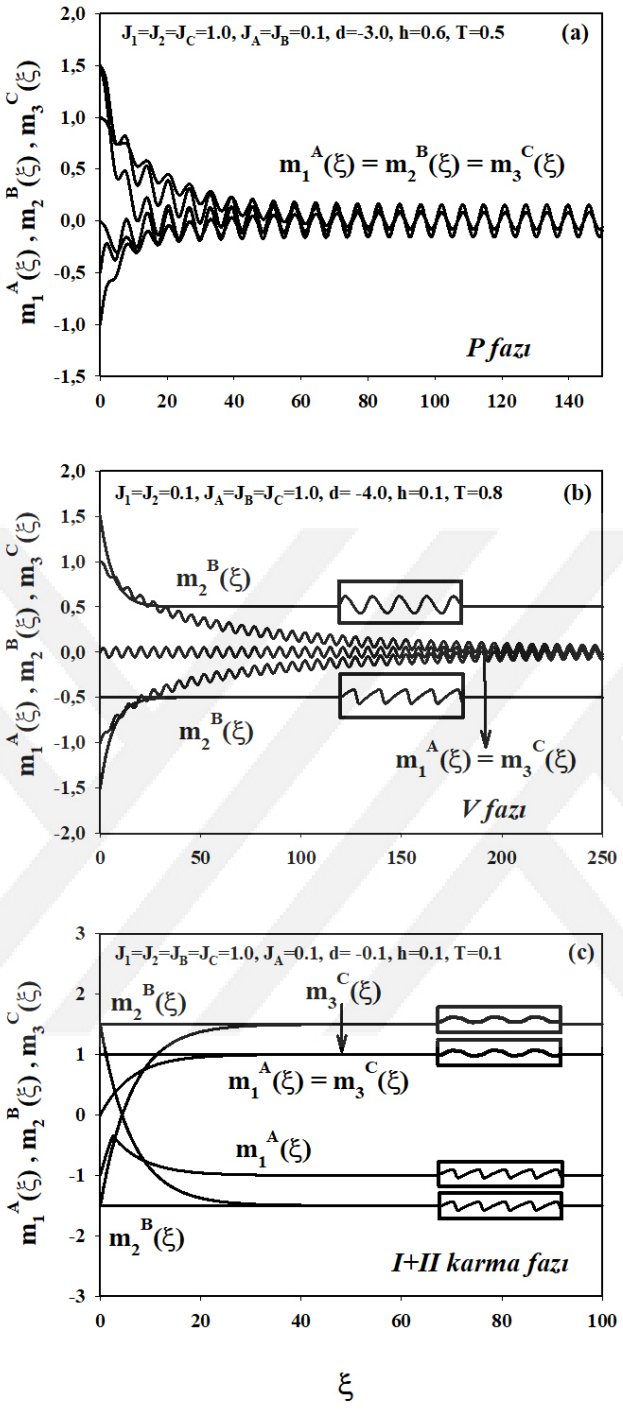
Şekil 3.1'de bazı temel faz bölgeleri ve karma faz bölgesinin (I+II) nasıl elde edildiği açıkça gösterilmiştir.

Şekil 3.1(a), J_A=0.1, J_B=0.1, J_C=1.0, J_1=1.0, J_2=1.0, d= -3.0, h=0.6 ve T=0.5 için elde edilmiştir. Burada sistemin kararlı durumlarında ortalama mıknatıslanmalar başlangıç değerlerinden bağımsız olarak sıfır değeri etrafında salınır ve bu şekil paramanyetik faza karşılık gelir.

Şekil 3.1(b), J_A=1.0, J_B=1.0, J_C=1.0, J_1=0.1, J_2=0.1, d= -4.0, h=0.1 ve T=0.8 için elde edilmiştir. m_2^B ±0.5 değeri çevresinde salınım yaparken m_1^A ve m_3^C sıfır değeri etrafında salınır. Bu çözüm V fazına karşılık gelir. Burada ortaya konulan çözümler m_1^A, m_2^B ve m_3^C'nin başlangıç değerlerinden bağımsızdır.

I+II karma faz bölgesi, J_A=0.1, J_B=1.0, J_C=1.0, J_1=1.0, J_2=1.0, d= -0.1, h=0.1 ve T=0.1 ve iki farklı başlangıç değeri kullanılarak Şekil 3.1(c)'de elde edilmiştir. Burada elde edilen ilk çözümde $m_1^A = +1.0$, $m_2^B = +1.5$ ve $m_3^B = +1.0$ değeri etrafında salınır ve bu I temel fazına karşılık gelir. Elde edilen diğer çözümde ise $m_1^A = +1.0$, $m_2^B = +1.5$ ve $m_3^C = -1.0$ değeri etrafında salınır, bu durum II temel fazına karşılık gelir. Karma faz bölgeleri için ortaya konulan sonuçlar m_1^A, m_2^B ve m_3^C'nin başlangıç değerlerine bağlıdır.

Ayrıca sistemde var olan tüm temel ve karma faz bölgeleri detaylı olarak Tablo 3.1'de sunulmuştur.



Şekil 3.1. Ortalama mıknatıslanmaların ($m_1^A(\xi), m_2^B(\xi)$ ve $m_3^C(\xi)$) zamana bağlı değişimleri

Tablo 3.1 Sistemde mevcut olan tüm temel fazlar ve karma faz bölgeleri.

		Ortalama Mıknatıslanmaların Salınımı
Temel Fazlar	**P**	$m_1^A = m_2^B = m_3^C = 0$
	I	$m_1^A = \pm 1, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2, m_3^C = \pm 2, \pm 1$
	II	$m_1^A = \pm 1, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2\,, m_3^C = \mp 2, \mp 1$
	III	$m_1^A = \pm 1, m_2^B = \mp 3/2, \mp 1/2\,, m_3^C = \mp 2, \mp 1$
	IV	$m_1^A = \pm 1, m_2^B = \mp 3/2, \mp 1/2\,, m_3^C = \pm 2, \pm 1$
	V	$m_1^A = m_3^C = 0, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2$ **veya** $m_1^A = m_2^B = 0, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ **veya** $m_2^B = m_3^C = 0, m_1^A = \pm 1$
Karma Faz Bölgeleri	**I+II**	$m_1^A = \pm 1, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2\,, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ $m_1^A = \pm 1, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2, m_3^C = \mp 2, \mp 1$
	I+III	$m_1^A = \pm 1, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2\,, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ $m_1^A = \pm 1, m_2^B = \mp 3/2, \mp 1/2\,, m_3^C = \mp 2, \mp 1$
	I+V	$m_1^A = \pm 1, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2\,, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ $m_1^A = m_3^C = 0, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2$ **veya** $m_1^A = m_2^B = 0, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ **veya** $m_2^B = m_3^C = 0, m_1^A = \pm 1$
	I+P	$m_1^A = \pm 1, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2\,, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ $m_1^A = m_2^B = m_3^C = 0$
	V+P	$m_1^A = m_3^C = 0, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2$ **veya** $m_1^A = m_2^B = 0, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ **veya** $m_2^B = m_3^C = 0, m_1^A = \pm 1$ $m_1^A = m_2^B = m_3^C = 0$
	I+II+V	$m_1^A = \pm 1, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2\,, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ $m_1^A = \pm 1, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2\,, m_3^C = \mp 2, \mp 1$ $m_1^A = m_3^C = 0, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2$ **veya** $m_1^A = m_2^B = 0, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ **veya** $m_2^B = m_3^C = 0, m_1^A = \pm 1$
	I+III+V	$m_1^A = \pm 1\,, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2\,, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ $m_1^A = \pm 1, m_2^B = \mp 3/2, \mp 1/2\,, m_3^C = \mp 2, \mp 1$ $m_1^A = m_3^C = 0, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2$ **veya** $m_1^A = m_2^B = 0, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ **veya** $m_2^B = m_3^C = 0, m_1^A = \pm 1$
	I+V+P	$m_1^A = \pm 1, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2\,, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ $m_1^A = m_3^C = 0, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2$ **veya** $m_1^A = m_2^B = 0, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ **veya** $m_2^B = m_3^C = 0, m_1^A = \pm 1$ $m_1^A = m_2^B = m_3^C = 0$
	I+II+III+IV	$m_1^A = \pm 1, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ $m_1^A = \pm 1, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2\,, m_3^C = \mp 2, \mp 1$ $m_1^A = \pm 1, m_2^B = \mp 3/2, \mp 1/2\,, m_3^C = \mp 2, \mp 1$ $m_1^A = \pm 1, m_2^B = \mp 3/2, \mp 1/2\,, m_3^C = \pm 2, \pm 1$
	I+II+V+P	$m_1^A = \pm 1, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2\,, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ $m_1^A = \pm 1, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2, m_3^C = \mp 2, \mp 1$ $m_1^A = m_3^C = 0, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2$ **veya** $m_1^A = m_2^B = 0, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ **veya** $m_2^B = m_3^C = 0, m_1^A = \pm 1$ $m_1^A = m_2^B = m_3^C = 0$
	I+II+III+IV+V	$m_1^A = \pm 1, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2\,, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ $m_1^A = \pm 1, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2\,, m_3^C = \mp 2, \mp 1$ $m_1^A = \pm 1, m_2^B = \mp 3/2, \mp 1/2\,, m_3^C = \mp 2, \mp 1$ $m_1^A = \pm 1, m_2^B = \mp 3/2, \mp 1/2\,, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ $m_1^A = m_3^C = 0, m_2^B = \pm 3/2, \pm 1/2$ **veya** $m_1^A = m_2^B = 0, m_3^C = \pm 2, \pm 1$ **veya** $m_2^B = m_3^C = 0, m_1^A = \pm 1$

3.2. Dinamik Faz Geçiş Noktalarının Hesaplanması

Bir önceki bölümde sistemdeki dinamik fazlar elde edildi. Bu fazlar arasında ortaya çıkan dinamik faz sınırlarını tespit etmek amacıyla, dinamik faz geçiş noktalarının hesaplanması gerekmektedir. Bu amaçla, Hamiltonyen parametrelerinin farklı değerleri için dinamik mıknatıslanmaların (M_1^A, M_2^B ve M_3^C) sıcaklığa ve manyetik alana bağlı davranışları incelenmiştir. Bu çalışmalar aynı zamanda dinamik faz geçişlerinin doğasını (birinci ve ikinci-derece) karakterize edilmesine de olanak tanımaktadır. Dinamik mıknatıslanmalar bir periyot içinde ortalama mıknatıslanmalar olarak tanımlanır ve aşağıdaki şekilde ifade edilir:

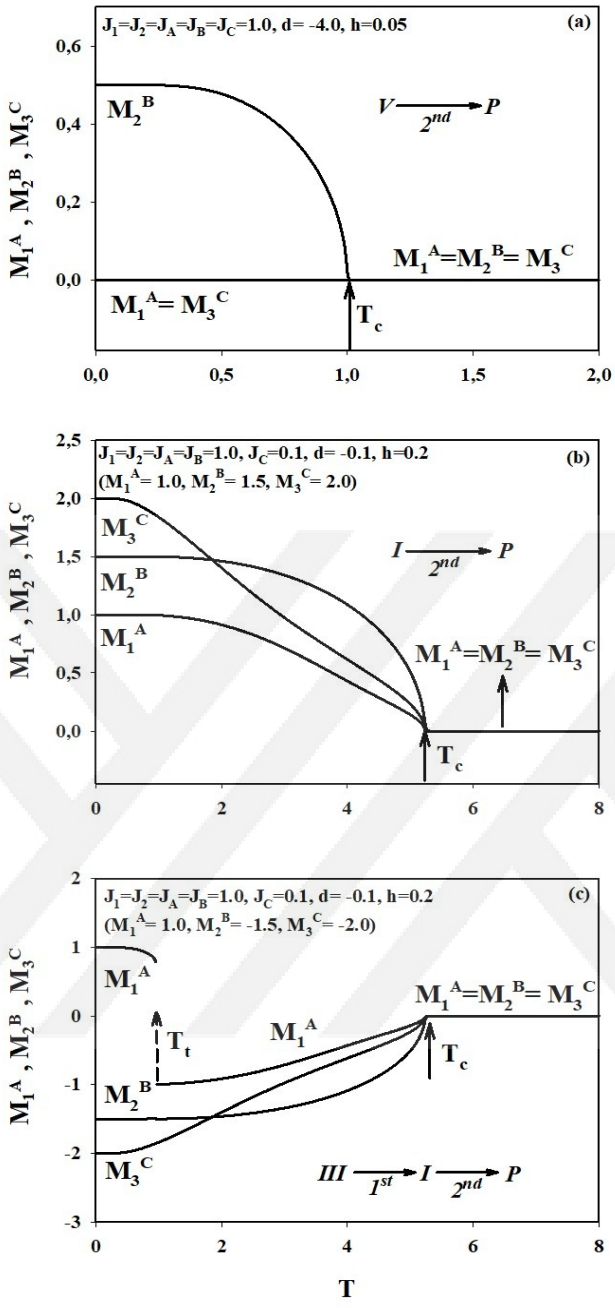
$$M_1^A = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} m_1^A(\xi)d\xi \qquad (3.2.a)$$

$$M_2^B = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} m_2^B(\xi)d\xi \qquad (3.2.b)$$

$$M_3^C = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} m_3^C(\xi)d\xi \qquad (3.2.c)$$

Denklem 3.2.(a)-(c) nümerik yöntemler kullanılarak çözülmüş olup Şekil 3.2-3.3'te elde edilen bazı ilginç sonuçlar sunulmuştur. Bu şekillerde, dinamik mıknatıslanmalar sürekli olarak sıfıra doğru gidiyorsa meydana gelen faz geçişleri ikinci-derecedendir. Eğer dinamik mıknatıslanma süreksiz olarak yani aniden sıfıra gidiyorsa, meydana gelen faz geçişi birinci-derecedendir. Hamiltonyen parametrelerinin farklı değerleri için M_1^A, M_2^B ve M_3^C'nin sıcaklığa bağlı davranışları hesaplandı ve Şekil 3.2(a)-(c)'de birkaç ilginç örnek gösterildi. Bu şekillerde, ikinci-dereceden faz geçiş sıcaklığı T_c, birinci-dereceden faz geçiş sıcaklığı ise T_t ile gösterilmiştir. Şekil 3.2(a), $J_A=J_B=J_C=J_1=J_2=1.0$, d= - 4.0 ve h=0.05 parametreleri için M_1^A, M_2^B ve M_3^C'nin sıcaklığın bir fonksiyonu olarak değişimlerini göstermektedir. Bu şekilde, $M_1^A = M_3^C$ tüm sıcaklık değerleri için her zaman sıfıra eşittir. M_2^B'nin değeri mutlak sıfır sıcaklıkta 0,5'tir, daha sonra sürekli olarak sıfıra gider ve üç tabakanın dinamik düzen parametreleri T_c'de sürekli biçimde sıfıra yaklaşır. Dolayısıyla, T_c=1.01'de ikinci-dereceden bir faz geçişi meydana gelir. Meydana gelen, dinamik faz geçişi V fazından P fazına olur. Elde edilen sonuç, M_1^A, M_2^Bve M_3^C'nin başlangıç değerlerinden bağımsızdır.

Şekil 3.2(b) ve Şekil 3.2(c), $J_A=J_B=J_1=J_2=1.0$, $J_C=0.1$, d= -0.1, h=0.2 ve iki farklı başlangıç değeri için elde edilmiştir. Şekil 3.2(b)'de sıfır sıcaklık sınırına yakın durumda, $M_1^A = +1.0$, $M_2^B = +3/2$ ve $M_3^C = +2.0$ 'dır. Bu durumda sistemde I fazı mevcuttur. Sıcaklığın artmasıyla M_1^A , M_2^B ve M_3^C sürekli olarak azalır ve T_c=5.27'de I fazından P fazına doğru ikinci-dereceden bir faz geçişi ortaya çıkar. Birbiri ardına iki faz geçişinin nasıl oluştuğunun yanı sıra birinci-derece faz geçiş sıcaklığının (T_t) nasıl bulunduğu Şekil 3.2(c)'de gösterilmiştir. Sıfır sıcaklık sınırına yakın durumda, $M_1^A = +1.0$, $M_2^B = -1.5$ ve $M_3^C = -2.0$'dır ve sistemde III fazı mevcuttur. Sıcaklık artarken T_t=0.96'da M_1^A aniden yani süreksiz olarak -1.0 değerine atlar. Burada birinci-derece faz geçişi meydana gelir ve bu geçiş III fazından I fazınadır. Daha sonra M_1^A , M_2^B ve M_3^C sürekli olarak sıfıra giderler ve T_c=5.27'de Şekil 3.2(b)'ye benzer olarak I fazından P fazına doğru ikinci-dereceden faz geçişi ortaya çıkar. T_t=0.96 değerine kadar I+III karma fazının bulunduğu Şekil 3.2(b-c)'de açıkça görülmektedir. T_t=0.96 ve T_c=5.27 arasında sistemde I fazı mevcuttur. T_c=5.27'den sonra ise sistemde P fazı bulunmaktadır. Bu olgu Şekil 3.2(b) ve Şekil 3.2(c)'nin Şekil 3.5(h) ile kıyaslanmasıyla açıkça görülmektedir. Ayrıca şu da belirtilmelidir ki birbiri ardına iki faz geçişi, deneysel olarak DyVO4 (Cooke vd., 1970; Cooke vd., 1971) için gösterilmiştir.



Şekil 3.2. Seçilen etkileşim parametre değerleri ve farklı başlangıç değerleri için dinamik mıknatıslanmaların (M_1^A, M_2^B ve M_3^C) sıcaklık bağımlılıkları. Birinci-dereceden faz geçiş sıcaklığı T_t ve ikinci-dereceden faz geçiş sıcaklığı T_c 'dir.

Ayrıca, Şekil 3.3(a-e)'de dinamik faz geçiş noktalarını bulmak için manyetik alanın bir fonksiyonu olarak dinamik mıknatıslanmaların davranışları detaylıca incelenmiştir. Şekil 3.3(a-e)'de $J_A=J_B=J_C=J_1=J_2=1.0$, d=0.01 ve T=0.25 ve beş farklı başlangıç değeri için faz geçiş noktaları tespit edilmiş ve faz geçiş noktaları h_t ile gösterilmiştir.

Şekil 3.3(a)'da $M_1^A=-1, M_2^B=+3/2, M_3^C=+2$ başlangıç değerleri için $h_{t1}=2.05$ değerinde $M_1^A=-1$'den $M_1^A=+1$'e atlamış ve III fazından I fazına birinci-dereceden bir faz geçişi olduğu tespit edilmiştir. Daha sonra $h_{t2}=4.30$ değerinde $M_1^A=+1$'den $M_1^A=0$'a ve $M_2^B=+3/2$'den $M_2^B=0$'a atlamış ve birinci dereceden bir faz geçişi gerçekleşmiştir. Sistem I fazından V fazına geçiş yapmıştır. Sonrasında, $h_{t3}=5.25$ noktasında $M_3^C=+2$'den $M_3^C=0$'a atlamış ve sistemin V fazından P fazına doğru birinci-dereceden bir faz geçişi yaptığı tespit edilmiştir.

$M_1^A=-1, M_2^B=-3/2, M_3^C=-2$ başlangıç değerleri için elde edilen şekilde ise (Şekil 3.3(b)) $h_{t4}=5.90$ değerinde $M_1^A=-1$'den $M_1^A=0$'a ve $M_2^B=-3/2$'den $M_2^B=0$'a birinci-dereceden bir faz geçişi ile atlamış ve sistem I fazından V fazına geçmiştir. Daha sonra $h_{t5}=7.65$ noktasında, $M_3^C=-2$'den $M_3^C=0$'a birinci-dereceden faz geçişi ile atlar ve sistem V fazından P fazına geçiş yapmıştır.

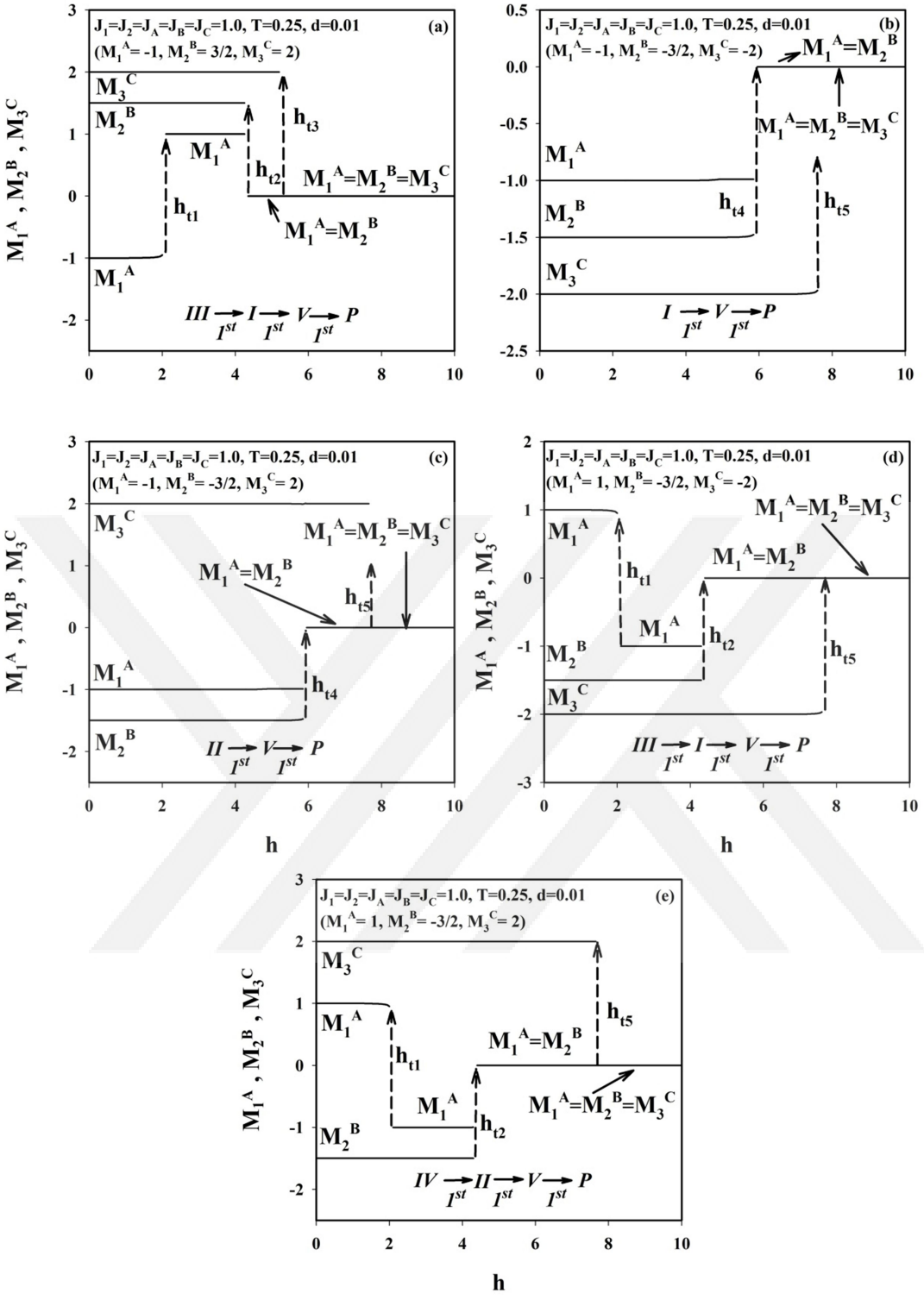
Şekil 3.3(c)'de ise $M_1^A=-1, M_2^B=-3/2, M_3^C=+2$ başlangıç değerleri için $h_{t4}=5.90$ değerinde $M_1^A=-1$'den $M_1^A=0$'a ve $M_2^B=-3/2$'den $M_2^B=0$'a birinci-dereceden bir faz geçişi ile atlamış ve sistem II fazından V fazına geçmiştir. Daha sonra, $h_{t5}=7.65$ noktasında $M_3^C=+2$'den $M_3^C=0$'a birinci-dereceden faz geçişi yapar ve sistem P fazına geçer.

Şekil 3.3(d)'de ise $M_1^A=+1, M_2^B=-3/2, M_3^C=-2$ başlangıç değerleri için $h_{t1}=2.05$ değerinde $M_1^A=+1$'den $M_1^A=-1$'e atlamış ve III fazından I fazına birinci-dereceden bir faz geçişi olduğu tespit edilmiştir. Daha sonra, $h_{t2}=4.30$ değerinde $M_1^A=-1$'den $M_1^A=0$'a ve $M_2^B=-3/2$'den $M_2^B=0$'a birinci dereceden bir faz geçişi ile geçer ve sistem I fazından V fazına geçer. Sonrasında $h_{t5}=7.65$ noktasında $M_3^C=-2$'den $M_3^C=0$'a atlamış ve sistemin V fazından P fazına doğru birinci-dereceden bir faz geçişi yaptığı tespit edilmiştir.

Son olarak, $M_1^A=+1, M_2^B=-3/2, M_3^C=+2$ başlangıç değerleri için $h_{t1}=2.05$ değerinde $M_1^A=+1$'den $M_1^A=-1$'e atlamış ve IV fazından II fazına birinci-dereceden bir faz geçişi olduğu Şekil 3.3(e)'de tespit edilmiştir. Daha sonra $h_{t2}=4.30$ değerinde

$M_1^A = -1$'den $M_1^A = 0$'a ve $M_2^B = -3/2$'den $M_2^B = 0$'a birinci dereceden bir faz geçişi gerçekleşir ve sistem II fazından V fazına geçer. Sonrasında, $h_{t5} = 7.65$ noktasında $M_3^C = +2$'den $M_3^C = 0$'a atlamış ve sistemin V fazından P fazına birinci-dereceden bir faz geçişi gerçekleştirdiği gözlemlenmiştir.

Sonuç olarak, Şekil 3.3'ün incelenmesiyle sıfır mutlak sıcaklık ile $h_{t1} = 2.05$ arasında I+II+III+IV karma fazının, $h_{t1} = 2.05$ ile $h_{t2} = 4.30$ arasında I+II karma fazının, $h_{t2} = 4.30$ ile $h_{t3} = 5.25$ arasında I+II+V karma fazının, $h_{t3} = 5.25$ ile $h_{t4} = 5.90$ arasında I+II+V+P karma fazının, $h_{t4} = 5.90$ ile $h_{t5} = 7.65$ arasında V+P karma fazının ve $h_{t5} = 7.65$ noktasından sonra ise P fazının mevcut olduğu tespit edilmiştir. Elde edilen sonuçlar, bu şeklin Şekil 3.8(c) ile karşılaştırılmasıyla açıkça görülmektedir.



Şekil 3.3. Dinamik mıknatıslanmaların (M_1^A, M_2^B ve M_3^C) manyetik alanın (h) bir fonksiyonu olarak davranışları, $J_A=J_B=J_C=J_1=J_2=1.0$, d=0.01 ve T=0.25 ve beş farklı başlangıç değeri için gösterilmiştir. h_{t1}, h_{t2}, h_{t3}, h_{t4}, h_{t5} birinci-dereceden faz geçiş noktalarıdır.

3.3. Dinamik Faz Diyagramları

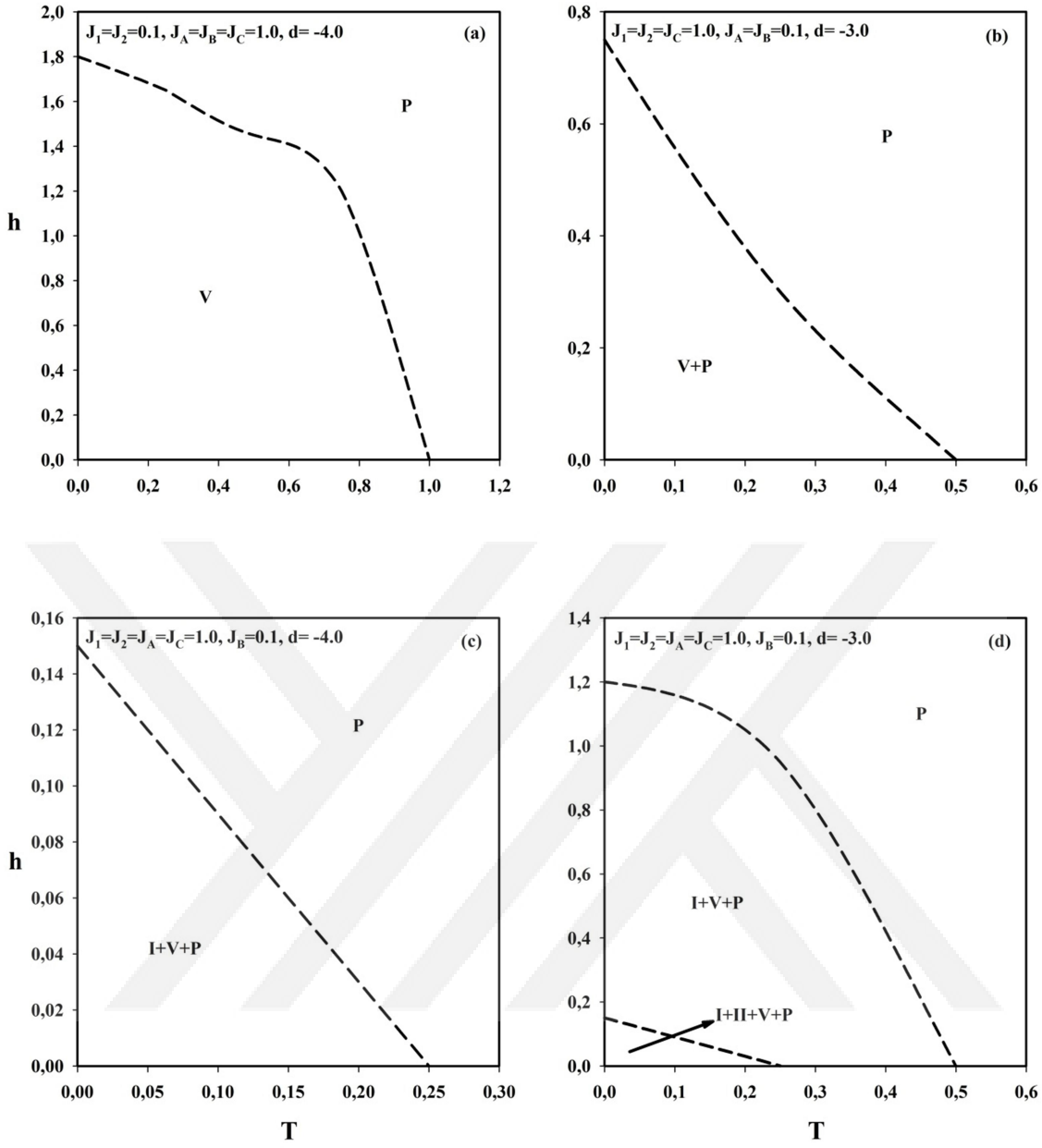
Daha önceki kesimlerde sistemin dinamik davranışını açıklayan ortalama-alan dinamik denklemlerinin nümerik metotlar kullanılarak çözülmesiyle sistemde görülen dinamik fazlar ve bu fazlar arasındaki faz geçiş noktaları tespit edildi. Ayrıca bu incelemelerle dinamik faz sınırlarının doğası (birinci veya ikinci derece) karakterize edildi. Etkileşme parametrelerinin farklı değerleri için sistemin dinamik faz diyagramları birçok farklı düzlemde sunuldu. Faz diyagramlarının sınıflandırılması $J_1>0$ ve $J_2>0$ için sistemin içerdiği dinamik üçlü kritik nokta (●) sayısına göre yapıldı. İlk olarak Şekil 3.4'te $J_1>0$ ve $J_2>0$ için indirgenmiş sıcaklık (T)-manyetik alan (h) düzleminde dinamik faz diyagramları verildi. Ortaya çıkan söz konusu dinamik faz diyagramlarında, tüm dinamik faz sınırları birinci-derecedendir ve sistemde dinamik üçlü kritik nokta bulunmamaktadır.

Şekil 3.4(a)'da elde edilen dinamik faz diyagramında yalnızca V ve P temel fazları olduğu görülmektedir. Bu şekil, $J_A=1.0$, $J_B=1.0$, $J_C=1.0$, $J_1=0.1$, $J_2=0.1$ ve $d=-4$ değerleri için elde edilmiştir. Üç tabakalı Ising sistemleri için benzer faz diyagramı MC simülasyonu (Al-Qawasmeh vd., 2022; Lv vd., 2018; Liu vd., 2024), EAT (Boubekri vd., 2022) ve Bethe örgüsü üzerinde kesin tekrarlama bağıntıları (Deviren vd., 2009) kullanılarak dengeli (Al-Qawasmeh vd., 2022; Boubekri vd., 2022; Deviren vd., 2009; Lv vd., 2018) ve dengesiz (Liu vd., 2024) durumlar için daha önce elde edilmiştir.

Şekil 3.4(b), $J_A=0.1$, $J_B=0.1$, $J_C=1.0$, $J_1=1.0$, $J_2=1.0$ ve $d=-3$ değerleri için bulunmuştur. Söz konusu faz diyagramı Şekil 3.4(a)'ya benzerlik arz etmektedir. Ancak düşük sıcaklıklarda V fazı yerine V+P karma fazı ortaya çıkmıştır.

Şekil 3.4(c), $J_A=1.0$, $J_B=0.1$, $J_C=1.0$, $J_1=1.0$, $J_2=1.0$ ve $d=-4$ değerleri için bulunmuştur. Söz konusu faz diyagramı Şekil 3.4(b)'ye benzerdir, ama artık sistemde I fazı oluşmuştur. Düşük sıcaklıklarda V+P fazı yerine, temel fazların üçlü kombinasyonundan oluşan I+V+P fazı gelmiştir.

Son olarak, $J_A=1.0$, $J_B=0.1$, $J_C=1.0$, $J_1=1.0$, $J_2=1.0$ ve $d=-3$ değerleri için Şekil 3.4(d) elde edilmiştir. Bu şekilde iki adet karma faz bölgesi sistemde görülmektedir. Temel fazların üçlü ve dörtlü kombinasyonu olan I+V+P ve I+II+V+P karma faz bölgeleri sistemde görülmektedir.



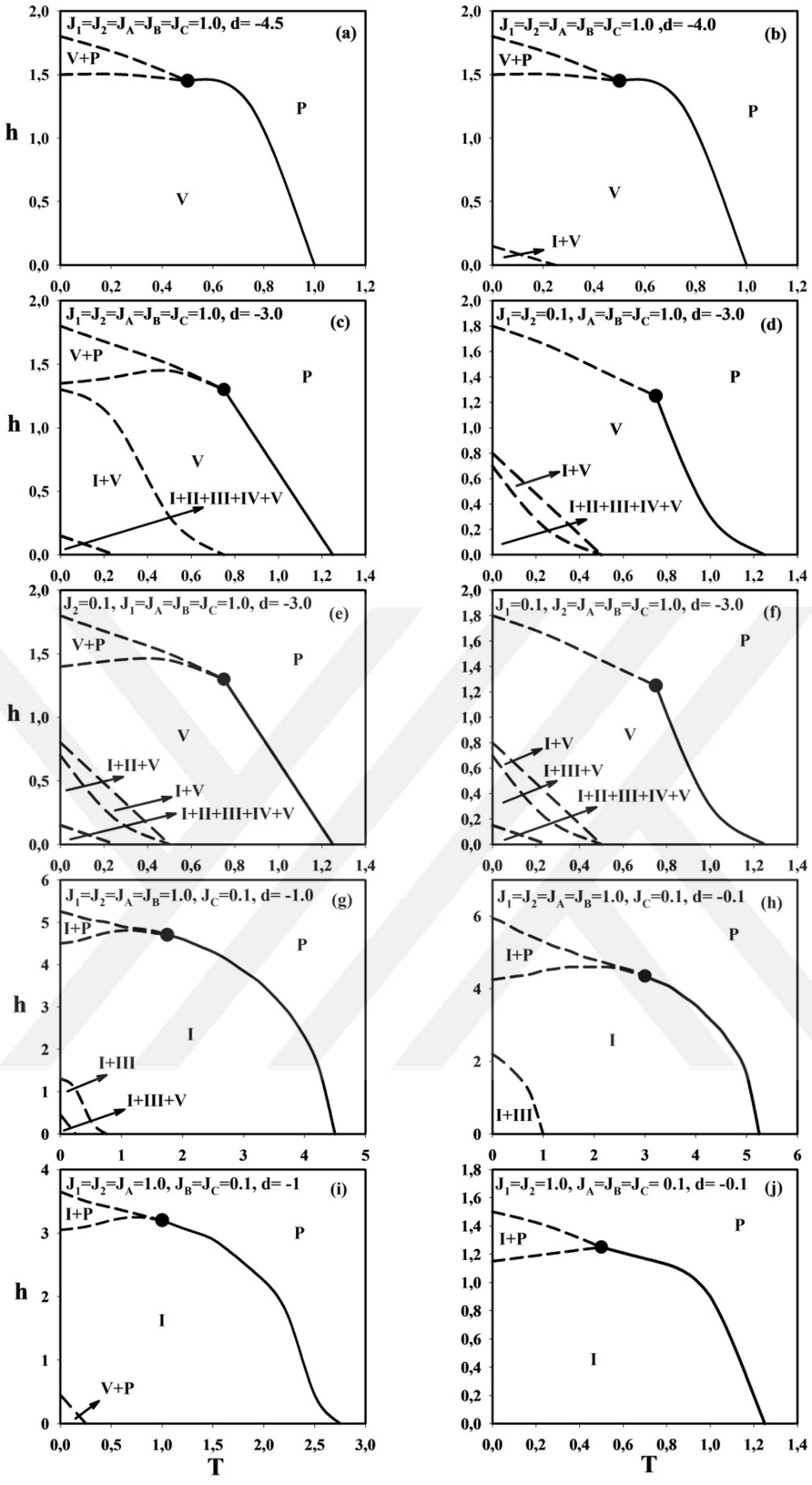
Şekil 3.4. $J_1>0$, $J_2>0$ ve farklı Hamiltonyen parametrelerinin değerleri için sistemin (T, h) düzlemindeki dinamik faz diyagramları. Sistemde dinamik üçlü kritik nokta bulunmamaktadır.

Şekil 3.5'de elde edilen dinamik faz diyagramları tek dinamik üçlü kritik nokta sergilemektedir. Bu durum için T-h düzleminde on adet dinamik faz diyagramı bulunmuştur. Bu diyagramlarda elde edilen ilginç sonuçlar aşağıda verilmiştir.

1- Manyetik alanın yüksek değerlerinde iki adet birinci dereceden faz geçiş çizgisinin bir adet ikinci derece faz geçiş çizgisiyle kesiştiği noktada dinamik üçlü kritik nokta gözlenmektedir. Şu da belirtilmelidir ki, genişletilmiş MC simülasyonu kullanılarak zamana bağımlı salınımlı bir dış manyetik alanın varlığında kinetik spin-1/2 Ising modeli için dinamik faz geçiş noktaları incelendi ve söz konusu geçişler için dinamik geçişler arasındaki üçlü kritik nokta başarıyla tespit edildi (Acharyya ve Chakrabarti, 1995). Son zamanlarda, spin-1/2 Ising modeli için dinamik faz geçişleri MC simülasyonu ile incelendi ve T-h düzleminde faz diyagramları sunuldu (Krawiecki, 2005). Bu faz diyagramlarının bir dinamik kritik üçlü nokta içerdiği açıkça gösterildi.

2- Bu dinamik faz diyagramları I, V, P temel fazlarına ek olarak I+III, I+V, I+P, V+P, I+II+V, I+III+V, I+II+III+IV+V karma faz bölgelerine sahiptir. Fiziksel olarak, düşük manyetik alan ve sıcaklık değerlerinde karma faz bölgelerinin bulunmasının sebebi şu şekilde özetlenebilir. Düşük T ve h için, T ve h arasındaki rekabetten dolayı zamana bağlı mıknatıslanma bir periyot içinde ya dış manyetik alanı takip eder (M=0, Paramanyetik Faz) ya da tek bir periyot içinde M>0 olur (Düzensiz Faz). Yüksek T ve h değerlerinde sıcaklık dalgalanmaları ve güçlü manyetik alanlar manyetik düzensizliğe sebep olur ve sistemde sadece P fazı görülür.

3- Fazlar arasındaki dinamik faz sınırları genellikle düşük sıcaklık ve manyetik alan değerleri için birinci-derece, yüksek sıcaklık ve manyetik alan değerleri için ikinci-derecedir.



Şekil 3.5. $J_1>0$, $J_2>0$ ve farklı Hamiltonyen parametrelerinin değerleri için sistemin (T, h) düzlemindeki dinamik faz diyagramları. Sistem, bir dinamik üçlü kritik nokta (●) sergilemektedir.

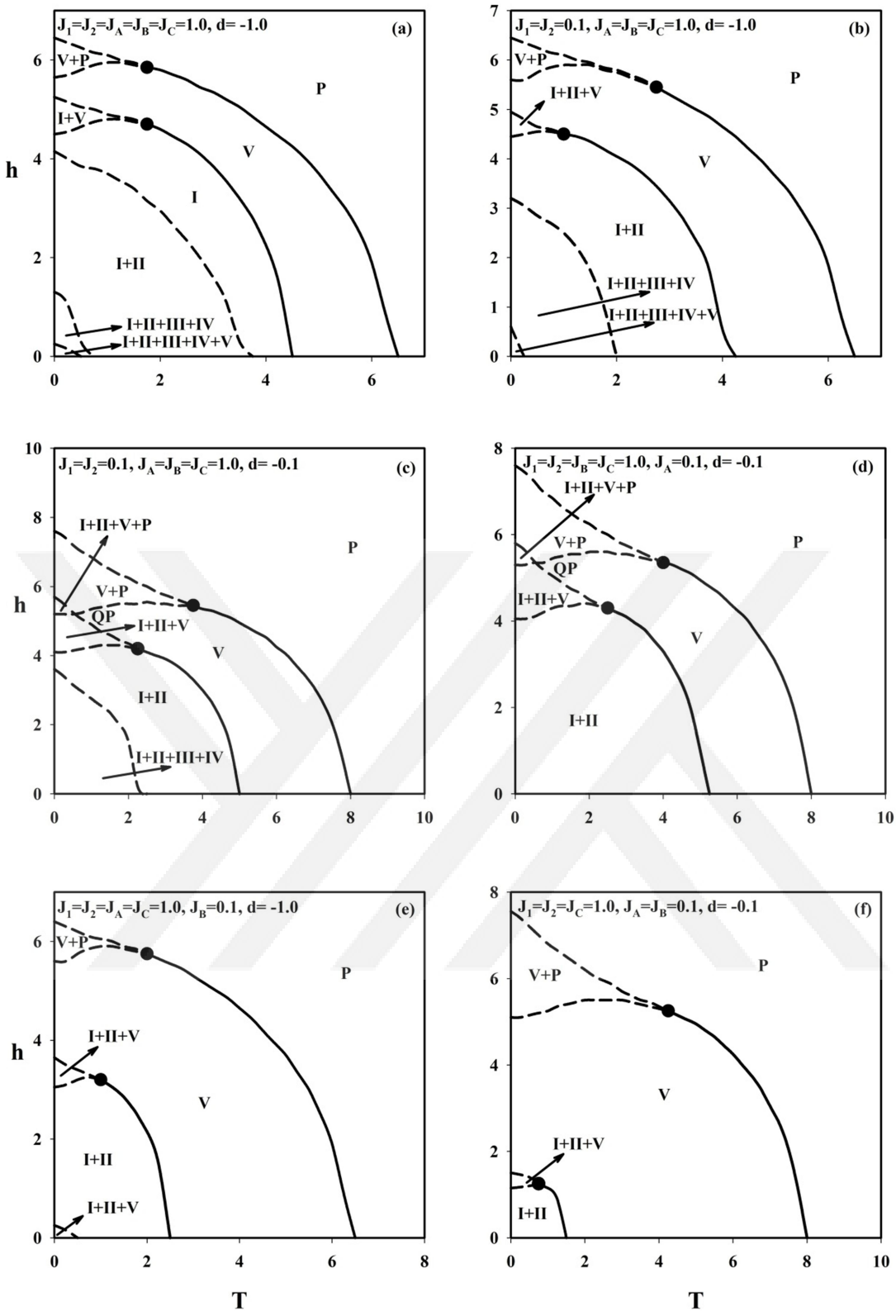
Şekil 3.6’da T-h düzleminde elde edilen dinamik faz diyagramları ise iki dinamik üçlü kritik nokta içermektedir. Bu diyagramlarda elde edilen ilginç sonuçlar aşağıda verilmiştir.

1- Şekil 3.6(f) hariç dinamik üçlü kritik noktalar yüksek T ve h değerlerinde meydana gelmektedir. Şekil 3.6(f)’de ise dinamik üçlü kritik noktalardan biri düşük T ve h değerlerinde görülmektedir.

2- Bu dinamik faz diyagramları I, II, III, IV, V, P temel fazlarına ek olarak I+II, I+V, V+P, I+II+V, I+II+III+IV, I+II+V+P, I+II+III+IV+V karma faz bölgelerine sahiptir.

3- Karma fazlar arasındaki faz sınırları birinci-dereceden faz sınır çizgileridir. I, V, P temel fazları ikinci-dereceden faz sınırı çizgisiyle birbirinden ayrılmıştır.

4- Şekil 3.6(c) ve 3.6(d)'de yeni bir kritik nokta ortaya çıkmaktadır. Dört birinci-derece faz geçiş çizgisinin birleştiği bu nokta dinamik dörtlü nokta (QP) olarak adlandırılmaktadır.



Şekil 3.6. $J_1>0$, $J_2>0$ ve farklı Hamiltonyen parametrelerinin değerleri için sistemin (T, h) düzlemindeki dinamik faz diyagramları. Sistem, iki dinamik üçlü kritik nokta (●) sergilemektedir. QP dinamik dörtlü noktadır.

Şekil (3.4-3.6)'da sistemin dinamik faz diyagramları T-h düzleminde detaylı olarak verildi. Şimdi, diğer Hamiltonyen parametrelerinin (J_1, J_2 ,d, ω) faz diyagramları üzerine etkisini detaylıca incelemek amacıyla farklı düzlemlerde dinamik faz diyagramları sunulacaktır.

İlk olarak Şekil 3.7'de (J_1-T), (J_2-T), (d-T) ve (ω-T) düzlemlerinde ortaya çıkan dinamik faz diyagramlarından bir tane örnek dinamik faz diyagramı verilmiştir. Böylece farklı etkileşme parametrelerinin sıcaklıkla nasıl değiştiği ve faz diyagramlarının nasıl etkilendiği açıkça görülmektedir.

J_A=1.0, J_B=0.1, J_C=1.0, J_2=1.0, h=1.0 ve d= -0.1 değerleri için elde edilen dinamik faz diyagramı Şekil 3.7(a)'da, (J_1-T) düzleminde sunulmuştur. Bu dinamik faz diyagramında, P ve V temel fazlarına ek olarak I+II ve I+II+III+IV karma faz bölgeleri bulunmaktadır. Temel fazlar birbirlerinden ikinci-derece faz geçiş çizgileriyle, karma faz bölgeleri ise birinci-derece faz geçiş çizgileriyle ayrılmaktadır. Ayrıca, dinamik faz diyagramında birinci-derece faz geçiş çizgisinin ikinci-derece faz geçiş çizgisi üzerinde sonlandığı noktada, dinamik kritik son nokta (E) gözlenmektedir. Ortaya çıkan bu dinamik faz diyagramında dinamik üçlü kritik nokta bulunmamaktadır.

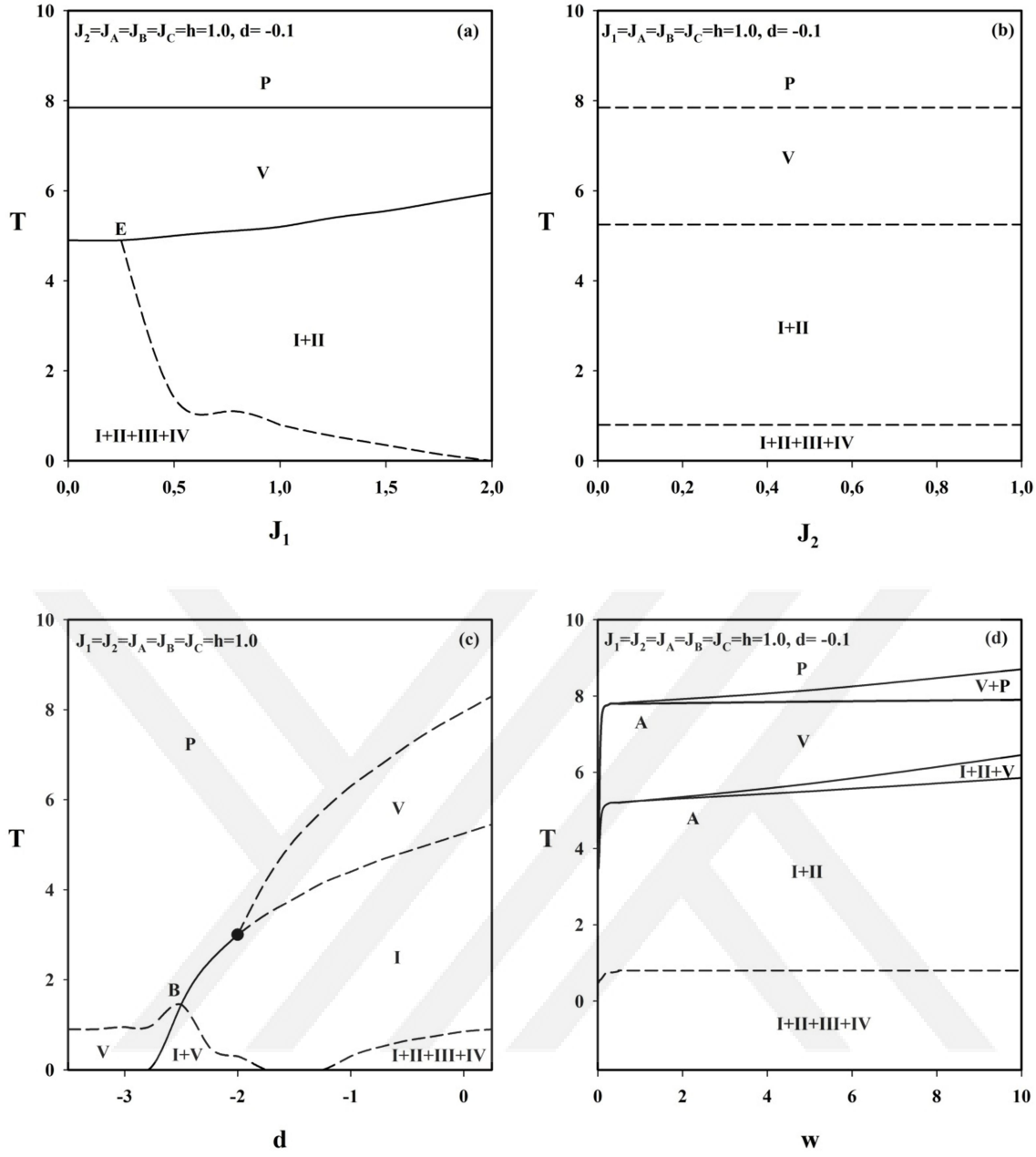
J_A=1.0, J_B=0.1, J_C=1.0, J_1=1.0, h=1.0 ve d= -0.1 değerleri için elde edilen dinamik faz diyagramı Şekil 3.7(b)'de, (J_2-T) düzleminde sunulmuştur. Bu dinamik faz diyagramı J_1-T düzleminde elde edilen diyagrama oldukça benzerdir. Sistemde yine aynı temel fazlar ve aynı karma faz bölgeleri görülmüştür. Ancak bu kez tüm temel faz ve karma faz bölgeleri arasındaki dinamik faz sınırları birinci-dereceden faz geçiş çizgisi olup dinamik üçlü kritik nokta yine sistemde görülmemektedir.

J_A=1.0, J_B=0.1, J_C=1.0, J_1=1.0, J_2=1.0 ve h=1.0 değerleri için elde edilen dinamik faz diyagramı Şekil 3.7(c)'de, d-T düzleminde verilmiştir. Bu dinamik faz diyagramında sistemde üç temel faz (P, I, V) ve iki karma faz bölgesinin (I+V ve I+II+II+IV) olduğu görülmektedir. Sistemde d'nin negatif ve T'nin düşük değerleri için dinamik üçlü kritik nokta bulunmaktadır. Ayrıca bu diyagram ilginç bir kritik nokta sergilemektedir. Bu nokta birinci ve ikinci-derece faz geçiş çizgilerinin kesiştiği yerde oluşmaktadır ve bu noktada iki farklı kritik sistem aynı anda bulunmaktadır. Bu dinamik nokta, dinamik çift kritik son nokta (B) olarak isimlendirilir.

Son olarak ise, J_A=1.0, J_B=0.1, J_C=1.0, J_1=1.0, J_2=1.0, h=1.0 ve d= -0.1 değerleri için bulunan dinamik faz diyagramı ω-T düzleminde elde edilmiş ve Şekil 3.7(d)'de gösterilmiştir. P ve V temel fazlarına ek olarak I+II, V+P, I+II+V ve I+II+III+IV karma

faz bölgeleri bu dinamik faz diyagramında bulunmaktadır. Temel fazlar birbirinden ve karma faz bölgelerinden ikinci-dereceden faz geçiş çizgisiyle ayrılırlar. Ayrıca bu dinamik faz diyagramında, üç ikinci-derece faz geçiş çizgisinin kesiştiği noktada dinamik çoklu kritik nokta (A) olarak adlandırılan bir kritik nokta bulunmaktadır.

Tüm bu dinamik faz diyagramlarından açıkça görülmektedir ki Hamiltonyen parametreleri dinamik fazların, bu fazlar arasındaki faz sınırlarının ve dinamik kritik noktaların oluşmasında çok önemli bir role sahiptir.

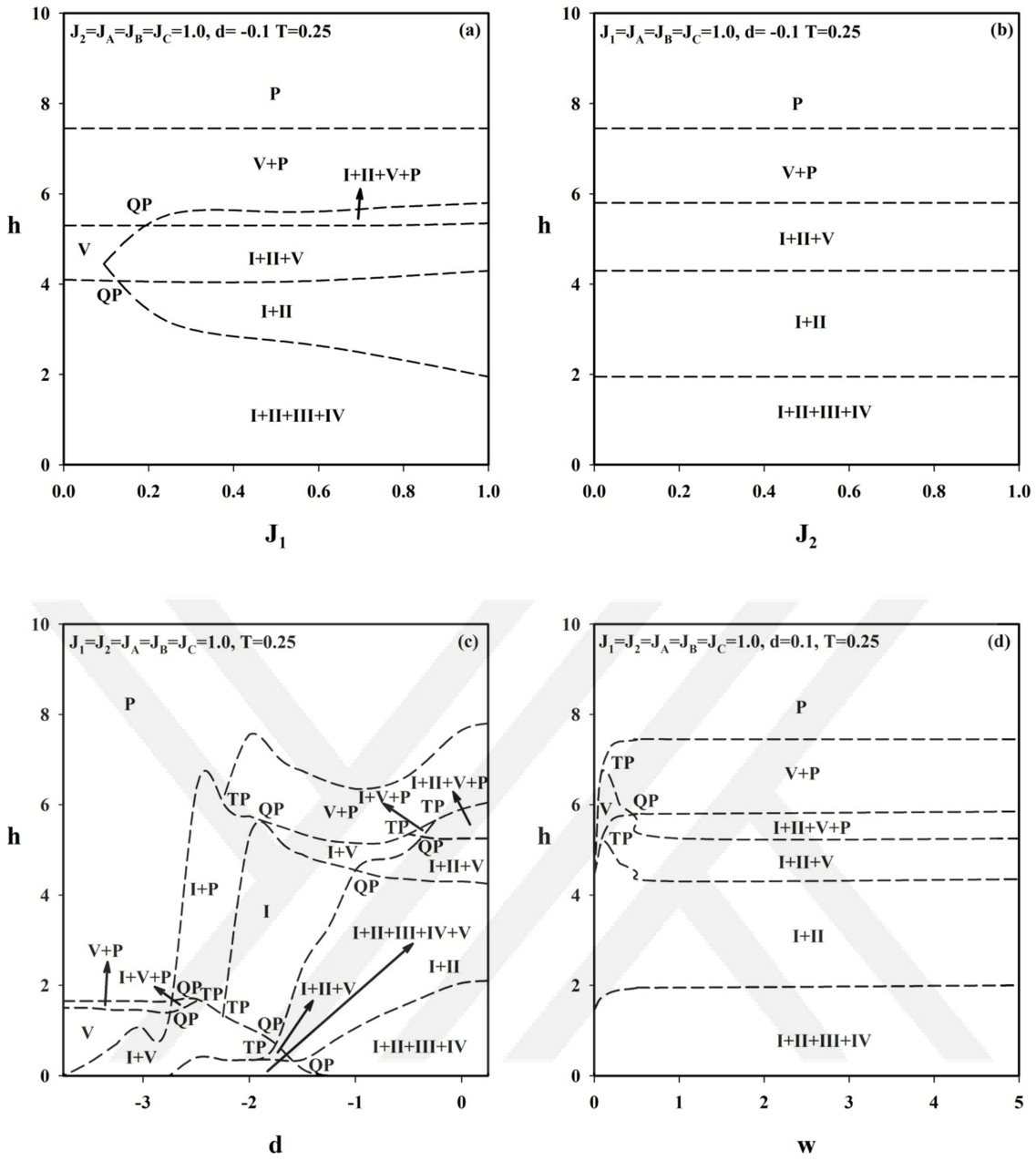


Şekil 3.7. Hamiltonyen parametrelerinin farklı değerleri ve $J_1>0$, $J_2>0$ durumu için farklı düzlemlerdeki dinamik faz diyagramları. Burada, E dinamik kritik son nokta, B dinamik çift kritik son nokta ve A dinamik çoklu kritik noktadır.

(a) (J_1, T) düzleminde, (b) (J_2, T) düzleminde, (c) (d, T) düzleminde, (d) (ω, T) düzleminde.

Son olarak Şekil 3.8'de etkileşme parametreleri olan J_1, J_2, ω, ve d'nin manyetik alana bağlı davranışlarını içeren dinamik faz diyagramları verilmiştir. Elde edilen bu dinamik faz diyagramlarında fazlar arasındaki tüm dinamik faz sınırları birinci-derecedendir. Bunların yanı sıra, dinamik faz diyagramlarının incelenmesi sonucunda aşağıdaki temel bulgular elde edilmiştir.

1. Şekil 3.8(c)'de beş ve Şekil 3.8(d)'de iki adet dinamik TP olduğu görülmüştür. Bu nokta genellikle d ve ω'nın düşük, h'nin yüksek değerlerinde görülmektedir.
2. Şekil 3.8(a), 3.8(c) ve 3.8 (d)'de d'nin negatif ve ω ve J_1'in düşük değerleri için Şekil 3.8(d)'de bir, Şekil 3.8(a)'da iki ve Şekil 3.8(c)'de yedi dinamik QP görülmektedir.
3. Dinamik fazlar ve karma faz bölgeleri arasında tüm faz sınırları birinci-dereceden olduğu için sistemde dinamik üçlü kritik nokta bulunmamaktadır.



Şekil 3.8. Hamiltonyen parametrelerinin farklı değerleri ve $J_1>0$, $J_2>0$ durumu için farklı düzlemlerdeki dinamik faz diyagramları. TP ve QP sırasıyla dinamik üçlü ve dörtlü noktalardır.

(a) (J_1, h) düzleminde, (b) (J_2, h) düzleminde, (c) (d, h) düzleminde, (d) (ω, h) düzleminde.

4. SONUÇ VE ÖNERİLER

Bu tez çalışması kapsamında, karma spin (1, 3/2, 2) Ising sisteminin, üç tabakalı kare bir örgü üzerinde, dinamik kritik davranışı Glauber tipi stokastik dinamik temelinde dinamik ortalama alan yaklaşımı (DOAY) kullanılarak detaylı olarak incelenmiştir. İncelenen sistemde G_1 tabakası üzerinde σ=1, G_2 tabakası üzerinde S=3/2 ve G_3 tabakası üzerinde α=2 spinleri yer almaktadır. Sistemin Hamiltonyen ifadesi, bilineer etkileşme parametreleri (J_A, J_B, J_C, J_1, J_2), kristal alan (D) ve zamana bağlı salınımlı bir manyetik alan (H) içermektedir.

İlk olarak sistemdeki herhangi bir spinin zamanla değişimini ifade eden ve sistemin dinamik davranışını açıklayan dinamik diferansiyel denklemler her tabakadaki spinler için ayrı ayrı elde edilmiştir. Bunu yaparken Master denklemi ve Glauber geçiş oranlarından faydalanılmıştır. Bu denklemlerin analitik bir çözümü bulunmamaktadır. Romberg integrasyon yöntemi ve Adams-Moulton kestirme ve düzeltme yöntemi vasıtasıyla bu denklemler bilgisayar ortamında nümerik olarak çözülmüştür.

İlk olarak ortalama mıknatıslanmaların (m_1^A, m_2^B, m_3^C) zamana bağımlı davranışları incelenmiş ve bu incelemeyle sistemde bulunan temel fazlar ve bu temel fazların birlikte bulunduğu karma faz bölgeleri elde edilmiştir. Sistemde altı adet temel faz (I, II, III, IV, V, P) ve on bir adet (I+II, I+III, I+V, I+P, V+P, I+II+V, I+III+V, I+V+P, I+II+III+IV, I+II+V+P, I+II+III+IV+V) karma faz bölgesi olduğu bulunmuştur.

Daha sonra dinamik mıknatıslanmaların (M_1^A, M_2^B, M_3^C) sıcaklık ve manyetik alanın fonksiyonu olarak davranışları detaylı olarak araştırılmıştır. Bu incelemeyle elde edilen temel faz ve karma faz bölgeleri arasındaki dinamik faz geçiş noktaları bulunmuştur. Bununla beraber, bu incelemeyle dinamik faz geçişlerinin hangi karakterde olduğu (birinci-derece veya ikinci-derece) hakkında bilgi verilmektedir.

Tüm bu hesaplamalardan sonra, sistemin dinamik faz diyagramları farklı etkileşme parametreleri değerleri için, (T-h), (J_1-T), (J_2-T), (d-T), (ω-T), (J_1-h), (J_2-h), (d-h), (ω-h) düzlemlerinde ortaya konulmuştur. Bu dinamik faz diyagramlarında, dinamik üçlü kritik nokta (●) sembolü ile gösterilmiştir. Faz diyagramlarında, kesikli çizgiler birinci-dereceden ve sürekli çizgiler ikinci-dereceden faz geçiş sınırlarını temsil etmektedir.

Sistemde, T-h düzleminde yirmi adet dinamik faz diyagramı bulunmuştur. Söz konusu dinamik faz diyagramları dinamik üçlü kritik nokta içerip içermediğine göre

sınıflandırılmıştır. T-h düzleminde, dört adet dinamik üçlü kritik nokta içermeyen, on adet tek dinamik üçlü kritik nokta içeren ve altı adet iki dinamik kritik nokta içeren faz diyagramı elde edilmiştir. Meydana gelen dinamik üçlü kritik noktalar genellikle yüksek manyetik alan ve düşük sıcaklık değerlerinde oluşmuştur. Ayrıca bu dinamik faz diyagramları birçok özel kritik noktaya sahiptir. Sistemde dinamik üçlü nokta (TP), dinamik dörtlü nokta (QP), dinamik çoklu kritik nokta (A), dinamik çift kritik son nokta (B) ve dinamik kritik son nokta (E) gibi birçok özel dinamik kritik nokta bulunmaktadır.

Daha sonra, Şekil 3.7'de, dinamik faz diyagramları (J_1-T), (J_2-T), (d-T) ve (ω-T) düzlemlerinde elde edilmiş ve bu faz diyagramlarından her bir düzlem için bir örnek faz diyagramı sunulmuştur. Bu dinamik faz diyagramlarından ilginç bazı sonuçlar elde edilmiştir. (J_2-T) düzleminde elde edilen faz diyagramında temel faz ve karma faz bölgeleri arasındaki tüm faz sınırları birinci-derecedendir. Buna ilaveten bazı dinamik kritik noktalar sadece bu düzlemlerde görülebilmektedir. Şekil 3.7(a)'da dinamik kritik son nokta (E), Şekil 3.7(c)'de dinamik çift kritik son nokta (B) ve Şekil 3.7(d)'de dinamik çoklu kritik nokta (A) elde edilmiştir.

Son olarak, Şekil 3.8'de, (J_1-h), (J_2-h), (d-h), (ω-h) düzlemlerinde dinamik faz diyagramlarından her bir düzlem için bir örnek sunulmuştur. Bu dinamik faz diyagramlarında da pek çok temel ve karma faz bölgesi elde edilmiş ve tüm elde edilen bu fazlar arasındaki dinamik faz sınırlarının birinci-derece olduğu gözlemlenmiştir. Sistem, dinamik üçlü nokta (TP) ve dinamik dörtlü nokta (QP) gibi özel dinamik noktalara sahiptir.

Bu noktada şu da belirtilmelidir ki hesaplamalarda spin dalgalanmalarının korelasyonu ve serbest enerji ifadesi hesaplanmadığından kullanılan model olan DOAY bazı eksiklikler içermektedir. Bu sebeple, büyük olasılıkla, en azından bazı birinci-derece faz çizgileri yapay olabilir. Yine de yapılan bu inceleme deneysel ve teorik olarak çalışan araştırmacılar için üç tabakalı sistemlerin dinamik davranışlarının incelenmesi konusunda yol gösterici olacaktır. Bu çalışmanın daha ileri noktada incelemeleri, dinamik MC simülasyonu gibi daha doğru teknikler kullanılarak hesaplanabilir.

5. KAYNAKLAR

Acharyya, M., & Chakrabarti, B. K. (1995). Response of Ising systems to oscillating and pulsed fields: Hysteresis, ac, and pulse susceptibility. *Physical review B*, *52*(9), 6550.

Al-Qawasmeh, A., Badarneh, M., Obeidat, A., & Gharaibeh, M. (2022). Magnetic properties and phase diagrams of Ising mixed spin (1-1/2-1) Multilayer's system with hexagonal structure: A Monte Carlo study. *Physica B: Condensed Matter*, *643*, 414170.

Albayrak, E., & Aker, A. (2010). Sandwiched trilayer of Bethe lattices in the form of spin-(1/2, 1, 1/2). *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, *322*(21), 3281–3289.

Albayrak, E., & Bulut, T. (2007). The Bethe lattice treatment of an Ising bilayer model consisting of spin-1 and spin-3/2. *Physica B: Condensed Matter*, *400*(1-2), 124–133.

Albayrak, E., & Yilmaz, S. (2007). The spin-1 and spin-3/2 model on a bilayer Bethe lattice with crystal field. *Journal of Physics: Condensed Matter*, *19*(37), 376212.

Alexiou, C., Schmidt, A., Klein, R., Hulin, P., Bergemann, C., & Arnold, W. (2002). Magnetic drug targeting: biodistribution and dependency on magnetic field strength. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, *252*, 363–366.

Baibich, M. N., Broto, J. M., Fert, A., Van Dau, F. N., Petroff, F., Etienne, P., Creuzet, G., Friederich, A., & Chazelas, J. (1988). Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices. *Physical review letters*, *61*(21), 2472.

Binasch, G., Grünberg, P., Saurenbach, F., & Zinn, W. (1989). Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Physical review B*, *39*(7), 4828.

Bochi, G., Song, O., & O'Handley, R. (1994). Surface magnetoelastic coupling coefficients of single-crystal fcc Co thin films. *Physical review B*, *50*(3), 2043.

Boubekri, A., Elmaddahi, Z., Farchakh, A., & El Hafidi, M. (2022). Critical and compensation temperature in a ferrimagnetic mixed spin Ising trilayer nano-graphene superlattice. *Physica B: Condensed Matter*, *626*, 413526.

Boughazi, B., Boughrara, M., & Kerouad, M. (2017). The phase diagrams and the magnetic properties of a ternary mixed ferrimagnetic nanowire. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, *434*, 37–46.

Chen, L.-C., Chrisey, D., & Hubler, G. (1994). Pulsed laser deposition of thin films. *Wiley, New York*.

Chern, G., Horng, L., Shieh, W., & Wu, T. (2001). Antiparallel state, compensation point, and magnetic phase diagram of Fe 3 O 4/M n 3 O 4 superlattices. *Physical review B*, *63*(9), 094421.

Chung, J.-H., Song, Y.-S., Yoo, T., Chung, S. J., Lee, S., Kirby, B., Liu, X., & Furdyna, J. (2011). Investigation of weak interlayer exchange coupling in GaMnAs/GaAs superlattices with insulating nonmagnetic spacers. *Journal of Applied Physics*, *110*(1).

Cooke, A., Ellis, C., Gehring, K., Leask, M., Martin, D., Wanklyn, B., Wells, M., & White, R. (1970). Observation of a magnetically controllable Jahn Teller distortion in dysprosium vanadate at low temperatures. *Solid State Communications*, *8*(9), 689–692.

Cooke, A., Martin, D., & Wells, M. (1971). Magnetic And Thermal Properties Of Dysprosium Vanadate. *Le Journal de Physique Colloques*, *32*(C1), C1–488–C481–489.

Deviren, B., Canko, O., & Keskin, M. (2009). Magnetic properties of the mixed ferrimagnetic ternary system with a single-ion anisotropy on the Bethe lattice. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, *321*(9), 1231–1239.

Deviren, B., Polat, Y., & Keskin, M. (2011). Phase diagrams in mixed spin-3/2 and spin-2 Ising system with two alternative layers within the effective-field theory. *Chinese Physics B*, *20*(6), 060507.

Donath, M. (1999). Magnetic order and electronic structure in thin films. *Journal of Physics: Condensed Matter*, *11*(48), 9421–9436.

El Hachimi, A., El Yadari, M., Benyoussef, A., El Kenz, A., & Bahmad, L. (2014). Kinetic phase transition in the semi-infinite Ising model under an oscillating field. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, *410*, 370–379.

Ertaş, M., & Keskin, M. (2012). Dynamic magnetic behavior of the mixed-spin bilayer system in an oscillating field within the mean-field theory. *Physics Letters A*, *376*(36), 2455–2466.

Ertaş, M., Keskin, M., & Deviren, B. (2012). Dynamic magnetic properties in the kinetic mixed spin-2 and spin-5/2 Ising model under a time-dependent magnetic field. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, *391*(4), 1038–1047.

George, S. M. (2010). Atomic layer deposition: an overview. *Chemical reviews*, *110*(1), 111–131.

Gharaibeh, M., Obeidat, A., Qaseer, M.-K., & Badarneh, M. (2020). Compensation and critical behavior of Ising mixed spin (1-1/2-1) three layers system of cubic structure. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, *550*, 124147.

Glauber, R. J. (1963). Time-dependent statistics of the Ising model. *Journal of mathematical physics*, *4*(2), 294–307.

Herman, M. A., & Sitter, H. (2012). *Molecular beam epitaxy: fundamentals and current status* (Vol. 7). Springer Science & Business Media.

Jang, H., & Grimson, M. J. (2001). Hysteresis and the dynamic phase transition in thin ferromagnetic films. *Physical Review E*, *63*(6), 066119.

Jiang, Q., Yang, H.-N., & Wang, G.-C. (1995). Scaling and dynamics of low-frequency hysteresis loops in ultrathin Co films on a Cu (001) surface. *Physical review B*, *52*(20), 14911.

Kantar, E., & Ertaş, M. (2023). Dynamic study of a ternary trilayer Ising system with crystal field interaction. *The European Physical Journal Plus*, *138*(6), 509.

Kepa, H., Kutner-Pielaszek, J., Blinowski, J., Twardowski, A., Majkrzak, C., Story, T., Kacman, P., Gałazka, R., Ha, K., & Swagten, H. (2001). Antiferromagnetic interlayer coupling in ferromagnetic semiconductor EuS/PbS (001) superlattices. *EPL (Europhysics Letters)*, *56*(1), 54–60.

Khorrami, M., & Aghamohammadi, A. (2002). Dynamical phase transition of a one-dimensional kinetic Ising model with boundaries. *Physical Review E*, *65*(5), 056129.

Kisslinger, F., Ott, C., Heide, C., Kampert, E., Butz, B., Spiecker, E., Shallcross, S., & Weber, H. B. (2015). Linear magnetoresistance in mosaic-like bilayer graphene. *Nature physics*, *11*(8), 650–653.

Kleemann, W., Braun, T., Dec, J., & Petracic, O. (2005). Dynamic phase transitions in ferroic systems with pinned domain walls. *Phase Transitions*, *78*(9-11), 811–816.

Korkmaz, T., & Temizer, Ü. (2012). Dynamic compensation temperature in the mixed spin-1 and spin-2 Ising model in an oscillating field on alternate layers of a hexagonal lattice. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, *324*(22), 3876–3886.

Kozan, A., & Ertaş, M. (2023). Kinetic study on sandwiched trilayer with square lattices in the form of mixed spin-(1/2, 1, 1/2). *The European Physical Journal Plus*, *138*(8), 727.

Krawiecki, A. (2005). Dynamical phase transition in the Ising model on a scale-free network. *International Journal of Modern Physics B*, *19*(32), 4769–4776.

Leiner, J., Lee, H., Yoo, T., Lee, S., Kirby, B., Tivakornsasithorn, K., Liu, X., Furdyna, J., & Dobrowolska, M. (2010). Observation of antiferromagnetic interlayer exchange coupling in a Ga 1− x Mn x As/GaAs: Be/Ga 1− x Mn x As trilayer structure. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, *82*(19), 195205.

Leskelä, M., & Ritala, M. (2003). Atomic layer deposition chemistry: recent developments and future challenges. *Angewandte Chemie International Edition*, *42*(45), 5548–5554.

Liu, Z.-y., Wang, W., Lv, D., & Li, B.-c. (2024). Dynamic magnetic and thermodynamic behaviors of edge-modified graphene-like nanoparticles in a time-dependent magnetic field. *Applied Physics A*, *130*(6), 417.

Lv, D., Ma, Y., Jiang, W., Si, X.-l., & Gao, W.-c. (2018). Magnetic and thermodynamic properties of a ferromagnetic mixed-spin (1/2, 1, 3/2) three-layer film superlattice. *Superlattices and Microstructures*, *119*, 46–58.

Machado, E., Buendía, G. M., Rikvold, P. A., & Ziff, R. M. (2005). Response of a catalytic reaction to periodic variation of the CO pressure: Increased CO 2 production and dynamic phase transition. *Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, *71*(1), 016120.

Mouhib, M., Bri, S., Belrhiti, M., Mounir, H., & Tilali, A. (2023). Trilayer graphene-like structure under defect with ferrimagnetic interlayer coupling. *The European Physical Journal Plus*, *138*(5), 1–11.

Nakamura, Y. (2000). Existence of a compensation temperature of a mixed spin-2 and spin-5 2 Ising ferrimagnetic system on a layered honeycomb lattice. *Physical review B*, *62*(17), 11742.

Ngantso, G. D., Karimou, M., Hontinfinde, F., Bahmad, L., & Benyoussef, A. (2019). Magnetic properties of a tri-layer superlattice: Mean field study and Monte Carlo simulation. *Physica B: Condensed Matter*, *563*, 85–92.

Nie, S., & Emory, S. R. (1997). Probing single molecules and single nanoparticles by surface-enhanced Raman scattering. *science*, *275*(5303), 1102–1106.

Robb, D., Xu, Y., Hellwig, O., McCord, J., Berger, A., Novotny, M., & Rikvold, P. (2008). Evidence for a dynamic phase transition in [Co/Pt] 3 magnetic multilayers. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, *78*(13), 134422.

Sabri, S., El Hachimi, A., El Yadari, M., Benyoussef, A., & El Kenz, A. (2018). Kinetic phase transitions for the semi-infinite Ising model with bulk S= 1 and a free surface σ= 12 under an oscillating magnetic field. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, *511*, 207–217.

Samburskaya, T., Sipatov, A., Volobuev, V., Dziawa, P., Knoff, W., Kowalczyk, L., Szot, M., & Story, T. (2013). Magnetization studies of antiferromagnetic interlayer coupling in EuS-SrS semiconductor multilayers. *Acta Physica Polonica A*, *124*(1), 133–136.

Sankowski, P., & Kacman, P. (2005). Interlayer exchange coupling in (Ga, Mn) As-based superlattices. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, *71*(20), 201303.

Sayama, J., Asahi, T., Mizutani, K., & Osaka, T. (2004). Newly developed SmCo5 thin film with perpendicular magnetic anisotropy. *Journal of Physics D: Applied Physics*, *37*(1), L1–L4.

Singh, R. K., & Narayan, J. (1990). Pulsed-laser evaporation technique for deposition of thin films: Physics and theoretical model. *Physical Review B*, *41*(13), 8843.

Smits, C., Filip, A., Swagten, H., Koopmans, B., De Jonge, W., Chernyshova, M., Kowalczyk, L., Grasza, K., Szczerbakow, A., & Story, T. (2004). Antiferromagnetic interlayer exchange coupling in all-semiconducting EuS/ PbS/ EuS trilayers. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, *69*(22), 224410.

Sounderya, N., & Zhang, Y. (2008). Use of core/shell structured nanoparticles for biomedical applications. *Recent Patents on Biomedical Engineering (Discontinued)*, *1*(1), 34–42.

Steiner, R., & Ziemann, P. (2006). Magnetic switching of the superconducting transition temperature in layered ferromagnetic/superconducting hybrids: Spin switch versus stray field effects. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, *74*(9), 094504.

Stier, M., & Nolting, W. (2011). Carrier-mediated interlayer exchange, ground-state phase diagrams, and transition temperatures of magnetic thin films. *Physical Review B—Condensed Matter and Materials Physics*, *84*(9), 094417.

Stringfellow, G. B. (1999). *Organometallic vapor-phase epitaxy: theory and practice*. Elsevier.

Sun, L., Lv, D., Wang, W., Gao, Z.-y., & Li, B.-c. (2021). Thermodynamic and magnetocaloric properties of a triple-layer graphene-like structure. *Physica Scripta*, *96*(7), 075809.

Sun, S., & O'handley, R. (1991). Surface magnetoelastic coupling. *Physical review letters*, *66*(21), 2798.

Szpytma, M., Ślęzak, M., Janus, W., Nayyef, H., Ślęzak, T., Mandziak, A., Zając, M., Wilgocka-Ślęzak, D., Menteş, T., & Jugovac, M. (2024). Transfer of magnetic anisotropy in epitaxial Co/NiO/Fe trilayers. *Scientific Reports*, *14*(1), 1680.

Temizer, Ü. (2014). Dynamic magnetic properties of the mixed spin-1 and spin-3/2 Ising system on a two-layer square lattice. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, *372*, 47–58.

Temizer, Ü., & Demir, L. (2018). Dynamic magnetic features of the mixed Ising system on the bilayer square lattice. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, *31*(3), 889–903.

Temizer, Ü., Tülek, M., & Yarar, S. (2014). Dynamic phase diagrams of the mixed Ising bilayer system consisting of spin-3/2 and spin-2. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, *415*, 156–171.

Temizer, Ü. (2026). Nonequilibrium phase diagrams of a sandwiched trilayer Ising system in the form of spin-(1, 2, 1). *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, 131666.

Tomé, T., & de Oliveira, M. J. (1990). Dynamic phase transition in the kinetic Ising model under a time-dependent oscillating field. *Physical Review A*, *41*(8), 4251.

Tutu, H., & Fujiwara, N. (2004). Landau theory of dynamic phase transitions and systematic perturbation expansion method for getting phase diagrams. *Journal of the Physical Society of Japan*, *73*(10), 2680–2696.

Wu, H.-j., Wang, W., Lv, D., Chang, C.-l., Li, B.-c., & Tian, M. (2020). Dynamic magnetic properties of a double-layer core–shell graphene nanoisland in an oscillating magnetic field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, *515*, 167306.

Wu, R., & Freeman, A. (1992). Structural and magnetic properties of Fe/Ni (111). *Physical review B*, *45*(13), 7205.

Yasui, T., Tutu, H., Yamamoto, M., & Fujisaka, H. (2002). Dynamic phase transitions in the anisotropic XY spin system in an oscillating magnetic field. *Physical Review E*, *66*(3), 036123.

Zeng, H., Li, J., Liu, J. P., Wang, Z. L., & Sun, S. (2002). Exchange-coupled nanocomposite magnets by nanoparticle self-assembly. *Nature*, *420*(6914), 395–398.

Zhang, Q., Wei, G., & Gu, Y. (2005). The study of the phase diagram and internal energy of the mixed spin-3/2 and spin-5/2 ferrimagnetic Ising system with interlayer coupling by effective-field theory; a simple approach of calculating internal energy. *physica status solidi (b)*, *242*(4), 924–932.

Zhang, Q., Wei, G., Xin, Z., & Liang, Y. (2004). Effective-field theory and Monte Carlo study of a layered mixed spin-1 and spin-2 Ising system on honeycomb lattice. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, *280*(1), 14–22.