

**T.C.
ERCIYES ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

**ZAMANA BAĞLI SALINIMLI DIŞ MANYETİK ALAN
ALTINDA KİNETİK İZOTROPİK SPİN-1 İSİNG BLUME-
EMERY-GRIFFİTHS SİSTEMLERİ**

**Tezi Hazırlayan
Ersin KANTAR**

**Tezi Yöneten
Prof. Dr. Mustafa KESKİN**

**Fizik Anabilim Dalı
Yüksek Lisans Tezi**

**Temmuz 2008
KAYSERİ**

Prof. Dr. Mustafa KESKİN danışmanlığında Ersin KANTAR tarafından hazırlanan “Zamana Bağlı Salınlımlı Dış Manyetik Alan Altında Kinetik İzotropik Spin-1 Ising Blume-Emery-Griffiths (BEG) Sistemleri” adlı bu çalışma, jürimiz tarafından Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında **Yüksek Lisans** tezi olarak kabul edilmiştir.

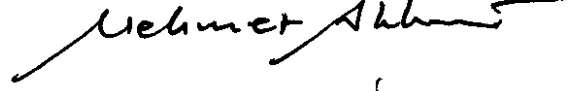
30.07.2008

JÜRİ:

Başkan : Prof. Dr. Sedat ÖZSOY

Üye : Prof. Dr. Mehmet AKKURT

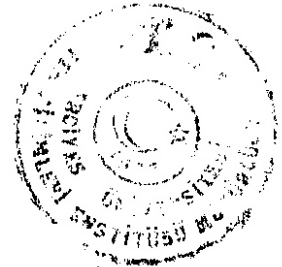
Üye : Prof. Dr. Mustafa KESKİN

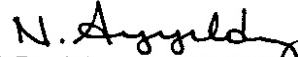


ONAY:

Bu tezin kabulü, Enstitü Yönetim Kurulunun 05/08/2008 tarih ve 2008/23-04 sayılı kararı ile onaylanmıştır.

05 / 08 / 2008




Prof. Dr. Nusret AYYILDIZ
Enstitü Müdürü

TEŞEKKÜR

Bana bu tez çalışma konusunu veren ve çalışmalarım süresince değerli fikir ve tecrübeleri ile bana büyük destek sağlayan saygıdeğer hocam Prof. Dr. Mustafa KESKİN'e içtenlikle teşekkür ederim.

Çalışmalarım sırasında bir çok konuda yardımlarını gördüğüm Erciyes Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Yrd. Doç. Osman CANKO'ya, çalışma arkadaşlarıma ve özellikle Mehmet Ertaş ve Bayram Deviren'e teşekkür ederim.

Tez çalışması süresince 105T114 kodlu proje ile TÜBİTAK'a ve FBA-06-01 kodlu proje kapsamında sağladıkları destekten dolayı Erciyes Üniversitesi Araştırma Fonuna teşekkür ederim.

Hayatım boyunca her zaman bana maddi ve manevi yönden destek olan aileme teşekkürlerimi sunarım.

ZAMANA BAĞLI SALINIMLI DIŞ MANYETİK ALAN ALTINDA KİNETİK İZOTROPİK SPİN-1 İSİNG BLUME-EMERY-GRIFFİTHS (BEG) SİSTEMLERİ

Ersin KANTAR
Erciyes Üniversitesi, Fen Bilimleri Enstitüsü
Yüksek Lisans Tezi, Temmuz 2008
Tez Danışmanı: Prof. Dr. Mustafa KESKİN

ÖZET

Zamana bağlı salınımlı dış manyetik alan altında bilineer ve bikuadratik en yakın komşu etkileşme Hamiltonyenli kinetik tek ve iki alt örgülü izotropik spin-1 Blume-Emery-Griffiths (BEG) sistemleri, ortalama alan yaklaşımı kullanılarak incelendi. Sistemin zamanla değişimini tanımlamak için Glauber- tipi stokastik dinamik kullanıldı. Sistemdeki çözümleri veya fazları bulmak için ortalama düzen parametrelerinin zamanla değişimi incelendi. Faz dönüşümlerinin doğasını karakterize etmek (sürekli ve süreksiz) ve dinamik faz geçiş (DFG) sıcaklıklarını elde etmek için dinamik düzen parametrelerinin davranışı indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak incelendi. Dinamik faz diyagramları iki farklı düzlemde, (T, h) ve (k, T) , sunuldu. Dinamik faz diyagramları, tek alt örgülü sistem için, düzensiz (d) ve ferromanyetik (f) temel fazlar yanısıra, $f + d$, $f + fq$ ve $fq + d$ karma fazlarını içerirken; iki alt örgülü sistem için, d ve f temel fazlar ile, $f + d$, $a + d$, $f + a$, $f + a + d$ ve $f + i$ karma fazlarını içerir. Sonuç olarak, sistemin davranışının bikuadratik etkileşme parametresine kuvvetli bir şekilde bağlı olduğu bulundu.

Anahtar Kelimeler: Tek ve iki alt örgülü izotropik spin-1 BEG modeli, Glauber-tipi stokastik dinamik, Dinamik faz geçişleri, Dinamik faz diyagramları.

**KINETIC ISOTROPIC SPIN-1 BLUME- EMERY GRIFFITHS (BEG) SYSTEMS
UNDER A TIME-DEPENDENT OSCILLATING EXTERNAL MAGNETIC
FIELD**

Ersin KANTAR

Erciyes University, Graduate School of Natural and Applied Sciences

M. Sc. Thesis, July 2008

Thesis Supervisor: Prof. Dr. Mustafa KESKİN

ABSTRACT

A study, within a mean-field approach, of the kinetic one and two sublattice isotropic spin-1 Blume-Emery-Griffiths (BEG) systems Hamiltonian with bilinear and biquadratic nearest-neighbor exchange interactions in the presence of a time-dependent oscillating external magnetic field is presented. The Glauber-type stochastic dynamic is used to describe the time evolution of the system. The time variations of average order parameters are investigated to find the phases or solutions in the system. The thermal behavior of dynamic order parameters are also studied to characterized the nature (continuous and discontinuous) of the phase transitions and obtain the dynamic phase transition (DPT) points. The dynamic phase diagrams are presented in two different planes, (T, h) and (k, T) . While dynamic phase diagrams contains the disordered (d) and ferromagnetic (f) fundamental phases, the $f + d$, $f + fq$ and $fq + d$ mixed phase regions for the kinetic one sublattice system; dynamic phase diagrams contains the d and f fundamental phases, the $f + d$, $a + d$, $f + a$, $f + a + d$ and $f + i$ mixed phase regions for the kinetic two sublattice system. As a result, it is found that the behavior of the system strongly depends on the biquadratic interaction parameter.

Keywords: One and two sublattice isotropic spin-1 BEG model, Glauber-type stochastic dynamic, Dynamic phase transitions, Dynamic phase diagrams.

İÇİNDEKİLER

KABUL VE ONAY.....	i
TEŞEKKÜR.....	ii
ÖZET.....	iii
ABSTRACT.....	iv
ŞEKİLLER LİSTESİ.....	vi
1. BÖLÜM	
GİRİŞ	1
2. BÖLÜM	
TEK ALT ÖRGÜLÜ KİNETİK İZOTROPİK SPİN-1 BLUME- EMERY-GRİFFİTHS (BEG) SİSTEMİ.....	7
2.1. Model ve Ortalama-Alan Dinamik Denklemleri.....	7
2.1.1. Modelin Tanıtımı.....	7
2.1.2. Ortalama-Alan Dinamik Denklemlerinin Elde Edilmesi.....	8
2.2. Dinamik Düzen Parametreleri ve Dinamik Faz Dönüşüm Noktaları.....	11
2.3. Dinamik Faz Diyagramları.....	21
2.3.1. (h-T) Düzleminde Dinamik Faz Diyagramları.....	22
2.3.2. (k-T) Düzleminde Dinamik Faz Diyagramları.....	25
3. BÖLÜM	
İKİ ALT ÖRGÜLÜ KİNETİK İZOTROPİK SPİN-1 BLUME- EMERY-GRİFFİTHS (BEG) SİSTEMİ.....	28
3.1. Model ve Ortalama-Alan Dinamik Denklemleri.....	28
3.1.1. Modelin Tanıtımı.....	28
3.1.2. Ortalama-Alan Dinamik Denklemlerinin Elde Edilmesi.....	29
3.2. Dinamik Düzen Parametreleri ve Dinamik Faz Dönüşüm Noktaları.....	33
3.3. Dinamik Faz Diyagramları.....	41
4. BÖLÜM	
SONUÇ VE TARTIŞMA.....	45
KAYNAKLAR.....	48
ÖZGEÇMİŞ.....	59

ŞEKİLLER LİSTESİ

- Şekil 2.1. Tek alt örgülü izotropik spin-1 BEG modeli için mıknatıslanmanın (m) ve kuadropol momentin (q) zamanla değişimi. a) Sistemde sadece düzensiz (d) faz mevcuttur ($k=0.1$, $h=1.0$, $T=2.0$). b) Sistemde sadece ferromanyetik (f) faz mevcuttur, ($k=0.1$, $h=0.2$, $T=0.375$). c) Sistemde hem ferrokuadropolar (fq) faz hem de düzensiz (d) faz mevcuttur, ($k=0.3$, $h=1.4$, $T=0.125$). 14
- Şekil 2.2. Tek alt örgülü izotropik spin-1 BEG modeli için mıknatıslanmanın (m) ve kuadropol momentin (q) zamanla değişimi. a) Sistemde hem ferromanyetik (f) faz hem de ferrokuadropolar (fq) faz mevcuttur, ($k=0.3$, $h=0.3$, $T=0.25$). b) Sistemde hem düzensiz (d) faz hem de, ferromanyetik (f) faz mevcuttur, ($k=0.10$, $h=0.750$, $T=0.175$). 15
- Şekil 2.3. Dinamik mıknatıslanmanın, M , (kalın çizgi) ve dinamik kuadropol momentin, Q , (ince çizgi) indirgenmiş sıcaklığa bağlı olarak davranışları, ($k=0.1$ ve $h=0.6$). Sistemde ikinci- derece faz geçişi meydana gelmektedir, $T_c=0.5125$. 17
- Şekil 2.4. Dinamik mıknatıslanmanın, M , (kalın çizgi) ve dinamik kuadropol momentin, Q , (ince çizgi) indirgenmiş sıcaklığa bağlı olarak davranışları, ($k=0.1$ ve $h=0.2$). a) Sistemde f fazından d fazına ikinci- derece faz geçişi meydana gelmektedir, ($T_c=0.6525$). b) Sistemde birbirini takip eden iki faz geçişi meydana gelmemektedir, birincisi fq fazından f fazına birinci- derece faz geçişi ($T_{fq}=0.1775$) ve ikincisi f fazından d fazına ikinci- derece faz geçişidir ($T_c=0.6525$). 18
- Şekil 2.5. Dinamik mıknatıslanmanın, M , (kalın çizgi) ve dinamik kuadropol momentin, Q , (ince çizgi) indirgenmiş sıcaklığa bağlı olarak davranışları, ($k=0.1$ ve $h=0.8$). a) Sistemde f fazından d fazına birinci- derece faz geçişi meydana gelmektedir, ($T_i=0.2125$). b) Sistemde herhangi bir faz geçişi olmamaktadır ve bu durum düzensiz (d) faza karşılık gelir. 19
- Şekil 2.6. Lyapunov üstellerinin indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak davranışları, ($k=0.1$ ve $h=0.2$). a) m için indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak Lyapunov üstellerin davranışı. b) q için indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak Lyapunov üstellerin davranışı. 21

Şekil 2.7. Tek alt örgülü izotropik Blume- Emery- Griffiths modelinin (T, h) düzleminde dinamik faz diyagramları. Sistemde düzensiz (d), ferromanyetik (f) ve üç karma faz bölgesi mevcuttur, bunlar f_q+d , $f+f_q$ ve $f+d$ karma fazlarıdır. Kesikli ve sürekli çizgiler sırasıyla birinci- derece ve ikinci- derece faz geçiş çizgilerini ve içi dolu daireler dinamik üçlükritik noktayı temsil ederler. TP dinamik üçlü nokta ve QP dinamik dörtlü noktadır. (a) $k = 0.1$, (b) $k = 0.15$, (c) $k = 0.2$, (d) $k = 0.3$, (e) $k = 0.4$, (f) $k = 1.0$.

24

Şekil 2.8. Tek alt örgülü izotropik Blume- Emery- Griffiths modelinin (T, k) düzleminde dinamik faz diyagramları. Sistemde düzensiz (d), ferromanyetik (f) ve üç karma faz bölgesi mevcuttur, bunlar f_q+d , $f+f_q$ ve $f+d$ karma fazlarıdır. Kesikli ve sürekli çizgiler sırasıyla birinci- derece ve ikinci- derece faz geçiş çizgilerini ve içi dolu daireler dinamik üçlükritik noktayı temsil ederler. B dinamik çift kritik son nokta, TP dinamik üçlü nokta ve QP dinamik dörtlü noktadır. (a) $h = 0.1$, (b) $h = 0.6$, (c) $h = 0.7$, (d) $h = 0.9$, (e) $h = 1.25$.

27

Şekil 3.1. İki alt örgülü izotropik spin-1 BEG modeli için alt örgü mıknatıslanmaların ve alt örgü kuadrupol momentlerin zamanla değişimi. a) Sistemde sadece düzensiz (d) faz mevcuttur, ($k=-0.1$, $h=1$, $T=0.625$). b) Sistemde sadece ferromanyetik (f) faz mevcuttur, ($k=-0.1$, $h=0.125$, $T=0.25$). c) Sistemde hem ferromanyetik (f) faz hem de düzensiz (d) faz mevcuttur, ($k=-0.1$, $h=0.75$, $T=0.125$). d) Sistemde hem antikuadrupolar (a) faz hem de düzensiz (d) faz mevcuttur, ($k=-0.3$, $h=1.25$, $T=0.25$).

36

Şekil 3.2. İki alt örgülü izotropik spin-1 BEG modeli için alt örgü mıknatıslanmaların ve alt örgü kuadrupol momentlerin zamanla değişimi. a) Sistemde hem ferromanyetik (f) faz hem de antikuadrupolar (a) faz mevcuttur, ($k=-0.3$, $h=0.5$, $T=0.375$). b) Sistemde ferromanyetik (f) faz, antikuadrupolar (a) faz hem de düzensiz (d) faz mevcuttur, ($k=-0.25$, $h=0.7$, $T=0.125$). c) Sistemde hem ferromanyetik (f) faz hem de ferrimanyetik (i) faz mevcuttur, ($k=-0.3$, $h=0.125$, $T=0.2$).

37

Şekil 3.3. Dinamik mıknatıslanmaların, M_A ve M_B , (kalın çizgi) ve dinamik kuadrupol momentlerin, Q_A ve Q_B , (ince çizgi) indirgenmiş sıcaklığa bağlı olarak davranışları. Sistemde ikinci- derece faz geçişi meydana gelmektedir, ($T_C=0.614$), ($k=-0.17$ ve $h=0.25$).

39

Şekil 3.4. Dinamik mıknatıslanmaların, M_A ve M_B , (kalın çizgi) ve dinamik kuadrupol momentlerin, Q_A ve Q_B , (ince çizgi) indirgenmiş sıcaklığa bağlı olarak davranışları, ($k=-0.25$ ve $h=0.5$). a) Şekil 3.5 ile aynı fakat $T_C=0.503$. b) Birbirini takip eden iki faz geçişi meydana gelmektedir. Birincisi i fazından a fazına ($T_t=0.205$), ikincisi a fazından d fazına ikinci- derece faz geçişi ($T_C=0.503$).

40

Şekil 3.5. İki alt örgülü izotropik spin-1 BEG modelinin (T , h) düzleminde dinamik faz diyagramları. Sistemde düzensiz (d), ferromanyetik (f) ve beş karma faz bölgesi mevcuttur, bunlar $f+d$, $a+d$, $f+a+d$, $f+i$ ve $f+a$ karma fazlarıdır. Kesikli ve sürekli çizgiler sırasıyla birinci- derece ve ikinci- derece faz geçiş çizgilerini ve içi dolu daireler dinamik üçlükritik noktayı, B çift kritik son nokta, Z dinamik sıfır sıcaklık kritik noktayı, E dinamik kritik sonlu noktayı, P dinamik beşli noktayı ve A dinamik çoklu kritik noktayı, göstermektedir. (a) $k = -0.10$, (b) $k = -0.14$, (c) $k = -0.17$, (d) $k = -0.25$, (e) $k = -0.30$, (f) $k = -0.33$ (g) $k = -0.50$.

44

1. BÖLÜM

GİRİŞ

İstatistik fizik alanındaki bazı problemler, farklı yöntemler kullanarak analitik olarak çözülebilmesine rağmen, günümüz araştırmaları, simülatif veya yaklaşık çözümler bulmada modern bilgisayarların gücünden yararlanır. Matematiksel kolaylık bu yöntem ve çözümlerde aranılan temel özelliktir. Kuvvetli bir şekilde etkileşen parçacıklardan oluşan sistemlerin istatistiksel olarak incelenmesi zor ve bu sistemlerde parçacıkların davranışını kesin olarak açıklayan basit bir matematiksel ifade bulmak oldukça önemlidir. Bu modellerden ilk ve en başarılısı tek boyutta ferromanyetik faz dönüşümünü açıklamak için Wilhelm Lenz tarafından önerilmiş ve öğrencisi Ernest Ising [1] tarafından çözülmüştür. Bu model genel olarak Ising modeli diye adlandırılır. Modelin iki boyutta kesin çözümü ise Onsager [2] tarafından yapılmıştır. Bu modelde parçacıkların spinleri $1/2$ olarak alınmıştır ve spin- $1/2$ Ising modeli olarak adlandırılmıştır. Ising modelleri içinde en basit ve en yaygın kullanılan model, spin- $1/2$ Ising modeli olup, Akışkan konsantrasyonu, gazların soğurulması, ikili sıvı veya gazların faz geçişleri, ikili alaşımlardaki düzenli-düzensiz faz geçişleri, vb. gibi sistemlerin incelenmesinde kullanılmıştır. Ancak termodinamik davranışları spin- $1/2$ Ising modeli ile tanımlanamayan, $\text{He}^3\text{-He}^4$ gibi ikili sıvı karışımında, seyreltik manyetik sistemlerde, katı ortohidrojen, üçlü sıvı karışımları, yarı-iletken alaşımlar, re-entrant olaylar, manyetik düzenlilik, düzenli-düzensiz faz geçişleri gibi, sistemleri incelemek için spin-1 Ising modeli ideal bir modeldir.

Spin-1 Ising modeli 1960'lı yıllarda tanımlanmış ve zamanımıza kadar kullanılan ve kullanılmaya da devam edilen en önemli modellerden birisidir. Bu model üç durumlu ve iki düzen parametrelili bir sistemdir. En basit spin-1 Ising modeli, bilineer (J)

ve kristal alan (D) etkileşme Hamiltonyenli spin-1 Ising modeli olup model genelde Blume-Capel (BC) modeli diye adlandırılır. Bu model ilk olarak Blume [6] ve Capel [7-8] tarafından birbirinden bağımsız olarak geliştirilmiştir. Diğer taraftan, en yakın komşu çifti etkileşmeli keyfi bilineer (J), bikuadratik (K) ve kristal alan (D) etkileşme parametrelili spin-1 Ising modeli, Blume-Emery-Griffiths (BEG) modeli [9] olarak adlandırılmaktadır. BEG modeli, istatistik fizik ve yoğun madde fiziğinde en fazla incelenmekte ve fiziksel kooperatif olayları açıklamada en çok kullanılmakta olan modellerdendir. BEG modeli ilk olarak $\text{He}^3\text{-He}^4$ karışımlarının termodinamik özelliklerini incelemek için kullanılmıştır. Daha sonra ise donma, yarı-iletken alaşımlarda düzen, elektronik iletkenlik modelleri, faz diyagramlarındaki re-entrant olaylar, martensitik geçişler vb. gibi pek çok fiziksel olayın incelenmesinde kullanılmıştır ve kullanılmaya devam edilmektedir. Yukarıda anlatılan olayların incelenmesi ortalama alan yaklaşımı [9- 12], renormalizasyon grup tekniği [13- 17], etkin alan teorisi [18], Monte-Carlo metodu [19- 21], kümesel değişim metodu [22- 30] kullanılarak yapılmıştır. Bu metotların yanı sıra BEG modeli, Monte-Carlo renormalizasyon tekniği [31], sabit çiftlenim yaklaşımı [32], modifiye Bethe-Pierls metodu [33], lineer zincir yaklaşımı [34] ve iki parçacık kümesel değişim metodu [35] ile de incelenmiştir. Ayrıca BEG modelinin gerçek çözümleri Bethe kafesi, bal peteği ve Kagome kafesi [36], üzerinde ayrıntılı olarak incelenmiştir.

BEG modelinin özel bir durumu ise J ve K etkileşme parametreleri ile tanımlanan spin-1 Ising modelidir ki bu modelde izotropik BEG modeli olarak adlandırılmaktadır. İzotropik BEG modeli, ilk olarak bazı bileşimlerde [37], deneysel olarak elde edilen manyetik faz geçişlerinin teorik olarak açıklanmalarında kullanılmıştır. [38]. Daha sonra ortalama-alan yaklaşımı [39], genellenmiş sabit çiftlenim [32], etkin alan teorisi [40], kümesel değişim metodu [41] ve sonlu küme [42] gibi dengeli istatistik fizikte iyi bilinen yaklaşık metodlarla incelenmiştir. Bunun yanı sıra modelin kesin çözümü Bethe kafesinde de yapılmıştır [43]. Böylece bu çalışmalarla, birçok fiziksel sistemlerin dengeli davranışları hakkında bilgiler elde edilmiş ve edilmeye devam edilmektedir.

İki alt örgülü spin-1 BEG modeli bikuadratik etkileşme parametresinin itici yani negatif olduğu $K < 0$ duruma karşılık gelir. Sistem A ve B gibi iç içe geçmiş iki alt örgüye sahiptir. Bu modelin özel bir hali de kristal alan etkileşme parametresi $D = 0$ alınarak tanımlanan iki alt örgülü izotropik spin-1 BEG modelidir. Bu model üzerine

özel bir çalışma yapılmamakla birlikte yapılan çalışmalar iki alt örgülü BEG modeli kapsamında yapılmıştır. Bu yüzden biz burada iki alt örgülü izotropik spin-1 BEG modelinide içeren çalışmalardan bahsedeceğiz. Model iki alt örgü göz önüne alınarak, Tanaka ve Kawabe [20] tarafından moleküler alan ve Monte-Carlo metodu ile incelenerek düzen parametrelerinin sıcaklığa göre değişimi ve faz diyagramları elde edilmiştir. Wang ve Wentworth [44] ile Wang ve ark. [21], iki alt örgülü modelin faz diyagramlarını elde etmek için Monte-Carlo metodunu kullanmışlar ve önceden yapılmış çalışmalardan farklı olarak faz diyagramlarında antiquadropolar faz bölgesini elde etmişlerdir. Netz [31] ise Monte-Carlo renormalizasyon grup tekniğini kullanarak yaptıkları incelemede sistemin çifte reentrant davranış sergilemesinin yanında dar bir bölgede ferrrimanyetik fazı elde etmişlerdir. Grigelionis ve Rosengren [29], Lapinskas ve Rosengren [28] ve Rosengren ve Lapinskas [27] ise, kümesel değişim metodunu kullanarak modeli incelemişler ve elde ettikleri sonuçların analitik ve Monte-Carlo metoduyla bulunan sonuçlarla uyumlu olduğunu göstermişlerdir. Akheyen ve Ananikian [45], modeli tekrarlama tekniklerini kullanarak Bethe örgüsü üzerinde incelemişlerdir. Elde ettikleri faz diyagramlarını diğer yaklaşım metotları ile elde edilen faz diyagramları ile karşılaştırmışlardır. Tucker ve ark. [30] modeli kümesel değişim metodunun çift yaklaşımını kullanarak Bethe örgüsü üzerinde incelemiş ve kapsamlı faz diyagramlarını ve bu faz diyagramları üzerinde ferrimanyetik ve antiquadropolar faz bölgelerini detaylı bir şekilde vermişlerdir. Rosengren ve Haggkvist spin-1 BEG modelini bal peteği örgüsünde çalışmışlardır [46]. Ekiz ve Keskin [24] spin-1 BEG modelini kümesel değişim metodunu kullanılarak incelediler. Keskin ve Erdinç [47] modeli yol ihtimaliyet metodu ile incelediler. Son yıllarda da Erdinç ve ark. antiferromanyetik BEG modelini en düşük kümesel değişim metodu ile incelediler [23].

Dengeli durumun aksine, spin-1 Ising sistemlerinin dengesiz yani dinamik davranışlarını anlamak amacıyla çok az araştırma yapılmıştır. Bunun sebebi ise dengesiz davranışın çok karmaşık bir yapıda olması ve dengesiz davranışı inceleyen metotların az sayıda olmasıdır. Zamana bağlı tek boyutlu izotropik BEG modelini incelemek için ilk çalışma Obokata [48] tarafından yapılmıştır. Obokata, Bethe metodunu kullandı ve daha sonra da onu zamana bağlı duruma genişleterek durulma zamanlarını elde etmiş ve statik indirgenmiş alınganlığın sıcaklığa bağlılığını incelemiştir. Tanaka ve Takahashi

[49] ise moleküler alan yaklaşımını kullanarak, modelin basit bir dinamiği üzerine çalıştılar ve düzen parametrelerinin durulma eğrilerini elde ettiler. Aynı zamanda, kritik sıcaklıkta; iki durulma zamanından sadece birinin sonsuza gideceğini gösterdiler. Tanaka ve Takahashi [49] spin sistemleri ile ısı haznesi arasındaki etkileşmenin ayrıntılarını gözönüne almadılar. Keskin ve arkadaşları [50, 51] modelin bir çok dengesiz davranışlarını, özellikle düzen parametrelerinin yarı kararlı, kararsız durumlarını yol ihtimaliyet metodu ile incelediler. Erdem ve Keskin [52, 53], modelin durulma olayları ve özellikle sistemdeki ses dalgalarının yayılmasını, tersinmez termodinamiğin Onsager teorisini kullanarak kapsamlıca incelediler. Ayrıca, Özer ve Erdem [54], yol ihtimaliyet metodunu kullanarak hücre zarlarındaki voltaj kapılı iyon kanallarının dinamiği üzerine çalıştılar.

Dengesiz sistemlerdeki ilginç problemlerden birisi de, dengesiz veya dinamik faz geçiş (DFG) sıcaklıklarının bulunması problemidir. DFG ilk olarak, Glauber-tipi stokastik dinamiği [55] kullanılarak, zamana bağlı salınımlı manyetik alan altında kinetik spin-1/2 Ising modelinin kararlı durumları, ortalama-alan yaklaşık metodu ile incelenmesi sonucu bulundu [56, 57]. Daha sonra, kinetik spin-1/2 Ising modelindeki, dinamik faz geçişleri, dinamik ortalama-alan yaklaşık metoduyla [58] ve dinamik Monte Carlo hesaplamaları ile incelenmiştir [59- 63]. Tutu ve Fujiwara [64], Landau tipi potansiyelleri olan sistemlerde DFG sıcaklıklarını elde edebilecek sistematik metod geliştirmişler ve dinamik faz diyagramları sunmuşlardır. Tek boyutlu kinetik spin-1/2 Ising modelinde ki DFG'ler Glauber metoduyla incelenmiştir [65]. Son zamanlarda ise daha karmaşık sistemlerde, yani spin-1 BC [66], spin-3/2 BC [67], spin-3/2 BEG [68], gibi yüksek spinli Ising sistemleri, Heisenberg spin sistemleri [69], CO basıncının periyodik değişimi ile CO oksidasyonu için Ziff-Gulari-Barshad modeli [70], XY modeli [71], gibi sistemlerde DFG sıcaklıkları elde edilmiş ve dinamik faz diyagramları sunulmuştur. DFG sıcaklıkları, deneysel olarak ilk defa, çok ince Co/Cu (001) ferromanyetik filmlerinde gözlenmiştir [72]. Buna ilaveten, yakın zamanda ferroik sistemde (ferromagnet, ferroelektrik ve ferroelastik) [73], YBaCuO filmlerde [74], C₁₀E₃/D₂O sisteminde [75], Fe/Au(001) sisteminde [76, 77], ince polikristal Ni₈₀Fe₂₀ filmlerde [78], photoinduced faz geçişi [79], Bi₂Sr₂CaCu₂O_y süperiletken bileşiğinde [80] ve PEN (polietilen naftalin) nanobileşiklerinde [81], DFG sıcaklıkları gözlenmiştir.

Bu tez de, zamana bağılı salınımlı dış manyetik alan altında Glauber- tipi stokastik dinamik ile tanımlanan tek ve iki alt örgülü kinetik izotropik spin-1 BEG sistemlerinin kararlı durumları ortalama alan yaklaşımı kullanılarak incelenecektir. Glauber-tipi stokastik dinamik kullanılarak sistemin ortalama alan dinamik denklemleri elde edilerek, bu denklemler Adams-Multon kestirme ve düzeltme ve Romberg integrasyon metotları ile nümerik olarak çözülecektir. Sistemlerde mevcut olan fazları bulmak için ortalama mıknatıslanmaların ve kuadrupol momentlerin zamana bağılı davranışları incelenecektir. Daha sonra, dinamik mıknatıslanmaların ve kuadrupol momentlerin, yani dinamik düzen parametrelerinin, indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak davranışları incelenerek dinamik faz geçiş sıcaklıkları tespit edilecektir ve dinamik faz geçiş sıcaklıklarının doğası (sürekli ve kesikli, yani birinci- ve ikinci-derece faz geçişleri) karakterize edilecektir. Ayrıca, tek alt örgülü kinetik izotropik spin-1 BEG sisteminde, çözümlerin kararlılıklarının ve dinamik faz geçişlerinin doğruluğunun kontrolü Lyapunov üstelleri ile verilecektir. Daha sonra, sistemin dinamik faz diyagramları indirgenmiş sıcaklık, indirgenmiş manyetik alan genliği (T , h) ve indirgenmiş bikuadratik etkileşme parametresi, indirgenmiş sıcaklık (k , T) düzlemlerinde sunulacaktır.

Bu giriş bilgilerinden sonra, Bölüm 2’de tek alt örgülü izotropik spin-1 BEG sisteminin kararlı çözümleri ortalama-alan yaklaşımı kullanılarak incelenecektir. Glauber-tipi stokastik dinamik kullanılarak sistemin ortalama alan dinamik denklemleri elde edilecektir. Elde edilen ortalama alan dinamik denklemleri Adams Multon kestirme ve düzeltme ve Romberg integrasyon metodları kullanılarak nümerik olarak çözülecektir. Ortalama mıknatıslanmanın ve kuadrupol momentin zamana bağılı davranışı incelenerek sistemde mevcut olan fazlar tespit edilecek, ve dinamik mıknatıslanmanın ve kuadrupolün, yani dinamik düzen parametrelerinin, sıcaklığa göre davranışları incelenerek dinamik faz geçiş sıcaklıkları elde edilecek ve dinamik faz geçiş sıcaklıklarının doğası (sürekli ve kesikli, yani birinci- ve ikinci-derece faz geçişleri) karakterize edilecektir. Liapunov üstelleri de hesaplanarak çözümlerin kararlılığı ve dinamik faz geçiş sıcaklıklarının doğru ve eksiksiz bulunduğu kontrol edilecektir. Daha sonra sistemin dinamik faz diyagramları, indirgenmiş sıcaklık ve indirgenmiş manyetik alan genliği (h) düzleminde, (T , h), indirgenmiş sıcaklık indirgenmiş ve bikuadratik etkileşme parametresi (k) düzleminde, (k , T), verilecektir.

Bölüm 3’de ise iki alt örgülü, itici bikuadratik etkileşme parametrelili ($K < 0$), kinetik izotropik spin-1 BEG sistemi incelenecektir. Glauber-tipi stokastik dinamik kullanılarak sistemin ortalama alan dinamik denklemleri elde edilecektir. Sistemde mevcut olan fazları elde etmek için ortalama mıknatıslanmaların ve kuadrupol momentlerin zamana bağlı davranışları Adams Multon kestirme ve düzeltme ve Romberg integrasyon metodları kullanılarak incelenecektir. Dinamik faz geçiş sıcaklıklarını elde etmek ve dinamik faz geçişlerinin doğasını karakterize etmek için dinamik düzen parametrelerinin indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak, incelenecek, daha sonra sistemin dinamik faz diyagramları yalnız (T, h) düzleminde verilecektir.

Son bölümde ise, yapılan çalışma özetlenerek elde edilen sonuçların tartışılması yapılacaktır.

2. BÖLÜM

TEK ALT ÖRGÜLÜ KİNETİK İZOTROPİK SPİN-1 BLUME-EMERY-GRİFFİTHS (BEG) SİSTEMİ

2.1. Model ve Ortalama- Alan Dinamik Denklemleri

2.1.1. Modelin Tanıtımı

Tek alt örgülü izotropik spin-1 Blume-Emery-Griffiths (BEG) Ising sistemi ,üç durumlu, $S_i = \pm 1, 0$, ve iki düzen parametrelili sistemdir. Bu düzen parametreleri

- i) Ortalama mıknatıslanma, $m = \langle S \rangle$ olarak tanımlanır.
- ii) Ortalama kuadropol moment, $q = \langle S^2 \rangle$ veya $q = 3 \langle S^2 \rangle - 2$ şeklinde tanımlanır.

Burada, ortalama mıknatıslanma ifadesi bir tarafa yönelimin diğer tarafa yönelmeden fazlalığını gösterir ve dipol moment diye de adlandırılır. Ortalama kuadropol moment ifadesi ise ortalama mıknatıslanmanın karesinin lineer bir fonksiyonudur.

Tek alt örgülü izotropik spin-1 BEG sisteminin Hamiltonyen ifadesi;

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} S_i S_j - K \sum_{\langle ij \rangle} S_i^2 S_j^2 - H \sum_i S_i, \quad (2.1)$$

burada $S_i = \pm 1, 0$ değerlerini alır. $\langle ij \rangle$ toplamın en yakın komşu çiftler üzerinden alınacağını gösterir. J ve K sırasıyla bilineer ve biquadatik etkileşme parametreleridir. H ise zamanla değişen salınımlı dış manyetik alandır ($H = H_0 \cos(wt)$).

2.1.2. Ortalama- Alan Dinamik Denklemlerinin Elde Edilmesi

Bu kesimde zamana bağılı salınımlı dış manyetik alan altında tek alt örgülü izotropik spin-1 BEG modeli için, sistemin davranışını tam olarak açıklayan ortalama- alan dinamik denklemleri elde edilecektir. Bunun için Glauber dinamiği kullanacağız ve master denkleminde yararlanacağız.

Sistem mutlak T sıcaklığında izotermal ısı banyosu ile temas etmektedir. Sistemin zamanla değişimi Glauber-tipi stokastik dinamik kullanılarak tanımlanır. Sistem Glauber-tipi stokastik dinamiğe göre birim zamanda $1/\tau$ oranında değişim gösterir. Sistemin t zamanında, $(S_1, S_2, \dots, S_N)$, spin konfigürasyonuna sahip olduğu andaki ihtimaliyet fonksiyonu ise, $P(S_1, S_2, \dots, S_N)$ ile gösterilir. İhtimaliyet fonksiyonun zamana bağıllığı, spinler arası etkileşmeyi de tam olarak açıklayan master denklemi ile verilir. Master denklemi;

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P(S_1, S_2, \dots, S_N; t) = & - \sum_i \left(\sum_{S_i' S_i} W_i(S_i \rightarrow S_i') P(S_1, S_2, \dots, S_i, \dots, S_N; t) \right. \\ & \left. + \sum_i \left(\sum_{S_i' S_i} W_i(S_i' \rightarrow S_i) P(S_1, S_2, \dots, S_i', \dots, S_N; t) \right) \right), \end{aligned} \quad (2.2)$$

şeklindedir. Burada $W_i(S_i \rightarrow S_i')$ herhangi bir i'inci spinin S_i durumundan S_i' durumuna geçiş veya olasılık yoğunluğudur. Yani sistem T mutlak sıcaklığında ısı banyosu ile temas halinde iken her spin S_i durumundan S_i' durumuna $W_i(S_i \rightarrow S_i')$ olasılığı ile değişir. Denge durumunda

$$\frac{d}{dt} P(S_1, S_2, \dots, S_N; t) = 0, \quad (2.3)$$

olur. Bu durumda (2.2) ile verilen master denkleme dikkat edilirse

$$W_i(S_i \rightarrow S_i') P(S_1, \dots, S_i, \dots, S_N) = W_i(S_i' \rightarrow S_i) P(S_1, \dots, S_i', \dots, S_N), \quad (2.4)$$

olduğu kolaylıkla görülebilir ve master denkleminde olasılık yoğunlukları oranı

$$\frac{W_i(S_i \rightarrow S_i')}{W_i(S_i' \rightarrow S_i)} = \frac{P(S_1, S_2, \dots, S_i', \dots, S_N)}{P(S_1, S_2, \dots, S_i, \dots, S_N)}, \quad (2.5)$$

şeklinde bulunur. Buradan

$$P(S_1, S_2, \dots, S_N) \propto \exp(-\beta H), \quad (2.6)$$

şeklindeki genel kanonik dağılım ifadesinden yararlanılırsa olasılık yoğunluğu,

$$W_i(S_i \rightarrow S'_i) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta \Delta E(S_i \rightarrow S'_i))}{\sum_{S'_i} \exp(-\beta \Delta E(S_i \rightarrow S'_i))}, \quad (2.7)$$

şeklinde verilir. Burada $\sum_{S'_i}$ toplamın $S'_i = \pm 1, 0$ değeri üzerinden alınacağını gösterir.

$\beta = 1/k_B T$, şeklindedir ve k_B Boltzmann sabitidir. ΔE ise herhangi bir S_i spininin S'_i durumuna geçtiği zamanda sistemin enerjisinde meydana gelen değişmeyi gösterir

Eşitlik (2.1) de verilen Hamiltonyen ifadesinden yararlanılarak

$$\Delta E(S_i \rightarrow S'_i) = -(S'_i - S_i)(J \sum_j S_j + H) - (S'^2_i - S^2_i)(3K \sum_j 3S^2_j - 2), \quad (2.8)$$

şeklinde yazılır. Buradan,

$$x = \sum_j S_j + H \text{ ve } y = 3 \left(K \sum_j 3S^2_j - 2 \right), \quad (2.9)$$

ile tanımlanırsa,

$$\Delta E(S_i \rightarrow S'_i) = -(S'_i - S_i)x - ((S'_i)^2 - (S_i)^2)y, \quad (2.10)$$

olur. Şimdi S_i durumundan S'_i durumuna mümkün olan tüm enerji değişimlerini hesaplayabiliriz. Bulunan bu enerji değişimi ifadeleri (2.7) denkleminde yerine yazılırsa her $S_i \rightarrow S'_i$ geçişi için olasılık yoğunlukları şu şekilde elde edilir.

$$W_i(1 \rightarrow 0) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta y)}{2 \cosh(\beta x) + \exp(-\beta y)}, \quad (2.11.a)$$

$$W_i(-1 \rightarrow 0) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta y)}{2 \cosh(\beta x) + \exp(-\beta y)}, \quad (2.11.b)$$

$$W_i(-1 \rightarrow 1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta x)}{2 \cosh(\beta x) + \exp(-\beta y)}, \quad (2.11.c)$$

$$W_i(0 \rightarrow 1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta x)}{2 \cosh(\beta x) + \exp(-\beta y)}, \quad (2.10.d)$$

$$W_i(1 \rightarrow -1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta x)}{2 \cosh(\beta x) + \exp(-\beta y)}, \quad (2.10.e)$$

$$W_i(0 \rightarrow -1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta x)}{2 \cosh(\beta x) + \exp(-\beta y)}, \quad (2.10.f)$$

$$W_i(0 \rightarrow 0) = 0, \quad (2.10.g)$$

$$W_i(1 \rightarrow 1) = 0, \quad (2.10.h)$$

$$W_i(-1 \rightarrow -1) = 0. \quad (2.10.i)$$

Olasılık yoğunluğu ifadelerine dikkat edilirse $W_i(S_i \rightarrow S'_i)$ 'nin S_i 'ye bağlı olmadığını kolayca görebiliriz ve $W_i(S_i \rightarrow S'_i) = W_i(S'_i)$ yazabiliriz. Bu durumda,

$$W_i(1 \rightarrow 0) = W_i(-1 \rightarrow 0) = W_i(0), \quad (2.11.a)$$

$$W_i(-1 \rightarrow 1) = W_i(0 \rightarrow 1) = W_i(1), \quad (2.11.b)$$

$$W_i(1 \rightarrow -1) = W_i(0 \rightarrow -1) = W_i(-1), \quad (2.11.c)$$

olduğu görülür. Buna göre (2.2) ile verilen master denklemi,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P(S_1, S_2, \dots, S_N; t) = & - \sum_i \left(\sum_{S_i \neq S'_i} W_i(S'_i) P(S_1, S_2, \dots, S_i, \dots, S_N; t) \right) \\ & + \sum_i \left(\sum_{S_i \neq S'_i} W_i(S_i) P(S_1, S_2, \dots, S'_i, \dots, S_N; t) \right), \end{aligned} \quad (2.12)$$

şekline dönüşür. Master denkleminde yararlanılarak sistemin genel diferansiyel denklemleri şu şekilde elde edilir.

$$\tau \frac{d}{dt} \langle S_k \rangle = - \langle S_k \rangle + \left\langle \frac{2 \sinh \beta (J \sum_j S_j + H)}{2 \cosh \beta (J \sum_j S_j + H) + \exp(-3\beta K \sum_j (3S_j^2 - 2))} \right\rangle, \quad (2.13)$$

$$\tau \frac{d}{dt} \langle 3S_k^2 - 2 \rangle = -\langle 3S_k^2 - 2 \rangle + 1 - \left\langle \frac{3 \exp(-3\beta K \sum_j (3S_j^2 - 2))}{2 \cosh \beta (J \sum_j S_j + H) + \exp(-3\beta K \sum_j (3S_j^2 - 2))} \right\rangle, \quad (2.14)$$

ortalama- alan yaklaşımı kullanılarak,

$$\tau \frac{d}{dt} \langle S \rangle = -\langle S \rangle + \frac{2 \sinh \beta (Jz \langle S \rangle + H_0 \cos(wt))}{2 \cosh \beta (Jz \langle S \rangle + H_0 \cos(wt)) + \exp(-3\beta Kz \langle 3S^2 - 2 \rangle)}, \quad (2.15)$$

$$\tau \frac{d}{dt} \langle 3S^2 - 2 \rangle = -\langle 3S^2 - 2 \rangle + 1 - \frac{3 \exp(-3\beta Kz \langle 3S^2 - 2 \rangle)}{2 \cosh \beta (Jz \langle S \rangle + H_0 \cos(wt)) + \exp(-3\beta Kz \langle 3S^2 - 2 \rangle)}, \quad (2.16)$$

olarak bulunur. Bulunan bu ortalama- alan dinamik denklemleri,

$$\Omega \frac{d}{d\xi} m = -m + \frac{2 \sinh[(1/T)(m + h \cos \xi)]}{2 \cosh[(1/T)(m + h \cos \xi)] + \exp(-3kq/T)}, \quad (2.17)$$

$$\Omega \frac{dq}{d\xi} = -q + 1 - \frac{3 \exp(-3kq/T)}{2 \cosh[(1/T)(m + h \cos \xi)] + \exp(-3kq/T)}, \quad (2.18)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $m = \langle S \rangle$, $q \equiv 3\langle S^2 \rangle - 2$, $\xi = wt$, $T = (\beta Jz)^{-1}$, $k = \frac{K}{J}$,

$h = \frac{H_0}{Jz}$ ve $\Omega = \tau w$ olarak tanımlanmıştır. T , h , k ve Ω boyutsuz parametrelerdir.

Sistemimizde $\Omega = 2\pi$ ve $z = 4$ değerindedir.

2.2. Dinamik Düzen Parametreleri ve Dinamik Faz Geçiş Noktaları

Bu kesimde, sistemde mevcut olan fazları bulmak için (2.17) ve (2.18) de verilen ortalama- alan dinamik denklemleri, Adams- Moulton kestirme ve düzeltme yöntemi kullanılarak nümerik olarak çözülerek dinamik düzen parametrelerinin zamana bağlı davranışı incelenecektir. Daha sonra, dinamik düzen parametrelerinin tanımı yapılacak ve bu tanım denklemleri Adams- Moulton kestirme ve düzeltme, ve Romberg integrasyon yöntemleri kullanılarak nümerik olarak çözümlenecek ve dinamik düzen parametrelerinin davranışları indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak incelenerek, dinamik faz geçiş noktaları tespit edilecek ve dinamik faz geçişlerinin doğası (sürekli ve kesikli, yani birinci- ve ikinci- derece faz geçişleri) karakterize edilecektir. Ayrıca

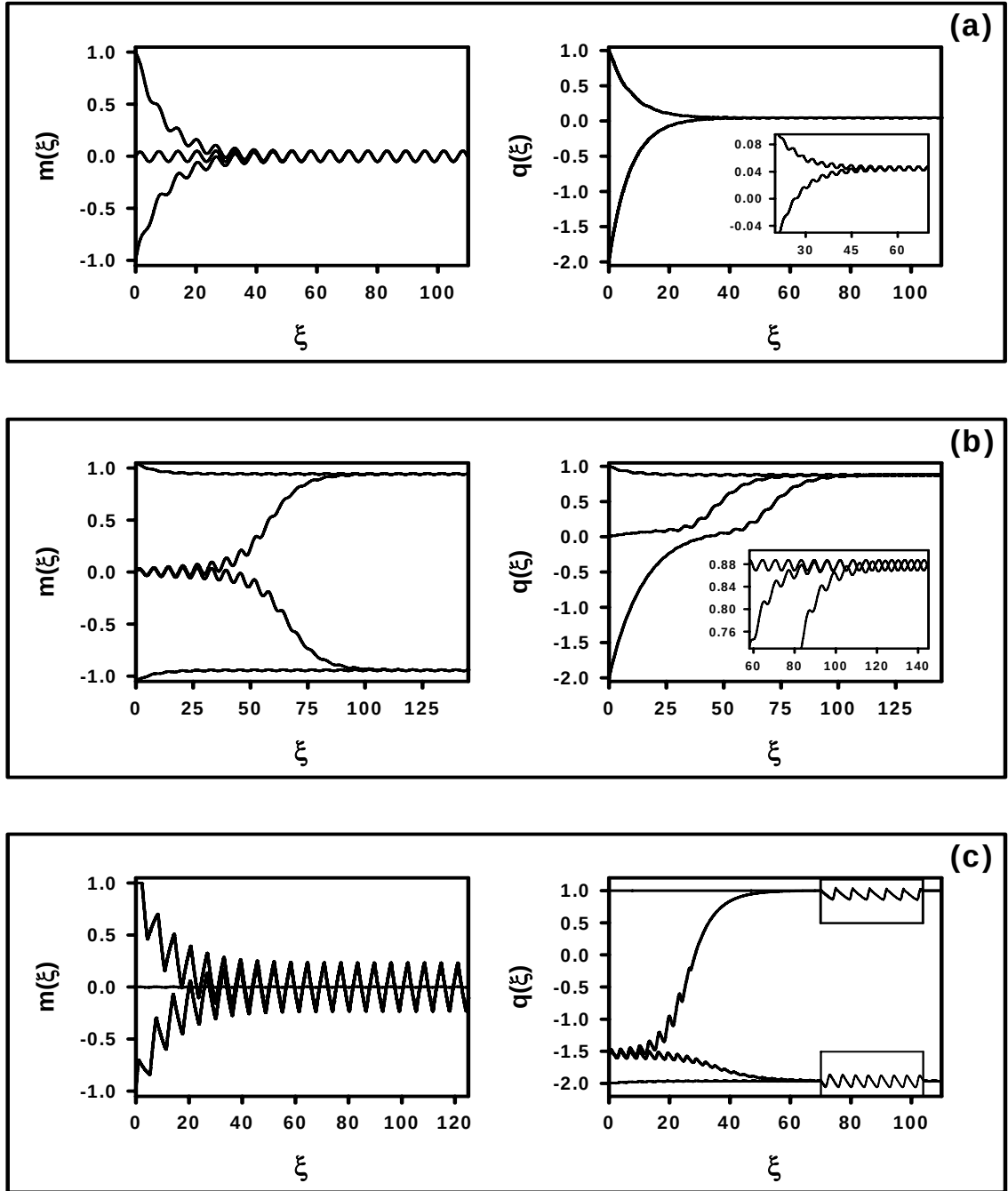
dinamik faz geçiş noktalarının doğruluğunu ve elde edilen çözümlerin kararlılığını göstermek amacıyla Lyapunov üstelleri de hesaplanacaktır. Son olarak, (2.17) ve (2.18) verilen ortalama- alan dinamik denklemlerin kararlı çözümlerinden yararlanarak, k parametresinin farklı değerleri için (T, h) düzleminde ve h parametresinin farklı değerleri için (k, T) düzleminde dinamik faz diyagramları sunulacaktır. Denklem (2.17) ve (2.18)'in kararlı çözümleri 2π periyodu için ξ 'nin periyodik bir fonksiyonu olacaktır. Bunun nedeni ise dinamik denklemlerde ki kosinüslü terimden kaynaklanmaktadır. Böylece, çözümler sahip oldukları ya da olmadıkları özelliklerine göre üç tip çözümden biri olabilir.

$$m(\xi + \pi) = -m(\xi) \quad (2.19)$$

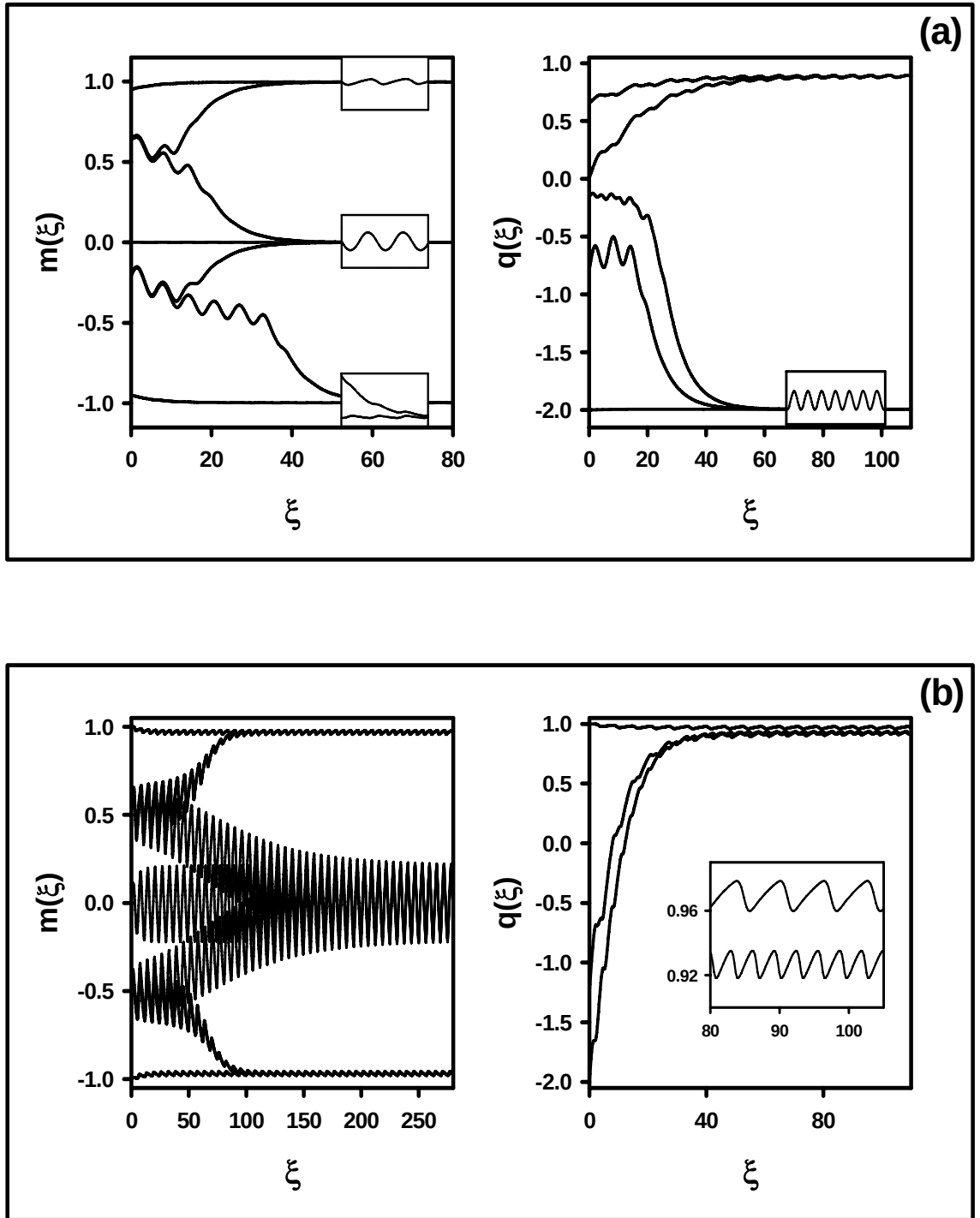
$$q(\xi + \pi) = -q(\xi) \quad (2.20)$$

Eğer özm (2.19) ve (2.20) ile verilen özelliğe sahipse simetrik çözüm olarak adlandırılır ve düzensiz veya paramanyetik faza karşılık gelir. Bu durumda, mıknatıslanma $m(\xi)$ sıfır değeri etrafında salınır ve manyetik alana uyum gösterir. Diğer taraftan, kuadrupol moment $q(\xi)$ sıfırdan farklı bir değer etrafında salınır ve sıcaklık sonsuza gittiğinde sıfır değeri etrafında salınır. İkinci özm ise, çözüm (2.19) ve (2.20) ile verilen özelliğe sahiptir ve simetrik olmayan çözümdür. Bu özm ferromanyetik faz olarak adlandırılır. Bu çözümde, mıknatıslanma ve kuadrupol moment sıfırdan farklı bir değer etrafında salınırlar ve dış manyetik alanı takip etmezler. Üçüncü tip çözümde ise, çözüm (2.19) uyar ve (2.20) ye uymaz. Bu özm ferrokuadrupol ya da basitçe kuadrupol (fq) faza karşılık gelir. Bu tip çözümde, $m(\xi)$ sıfır değeri civarında salınır ve dış manyetik alana uyum gösterir, ancak $q(\xi)$ dış manyetik alana uyum göstermez ve sıfır etrafında salınmaz ve -2 ya da +1 değeri civarında salınır. Eğer -2 etrafında salınırsa bu simetrik olmayan çözüm ferrokuadrupol ya da basitçe kuadrupol (fq) faza, +1 etrafında salınırsa bu çözüm düzensiz (d) faza karşılık gelir. Bu gerçekler açık bir şekilde (2.17) ve (2.18) ile verilen dinamik denklemlerin nümerik olarak çözülmesiyle görülür. (2.17) ve (2.18) numaralı denklemler, verilen parametreler ve başlangıç değerleri için Adams- Moulton kestirme ve düzeltme yöntemi kullanılarak çözüldü ve çözümler şekil 2.1 ve şekil 2.2 gösterildi. Bu şekillerde beş farklı çözüm görülmektedir. Sistemde d, f temel fazlarının yanı sıra bu fazların bir arada bulunduğu

üç tane karma faz mevcuttur. Bunlar f ve d fazlarının bir arada olduğu $f+d$ karma fazı, f ve f_q fazlarının bir arada olduğu $f+f_q$ karma fazı ve f_q ve d fazlarının bir arada olduğu f_q+d karma fazlarıdır. Şekil 2.1(a)'da yalnızca simetrik çözüm elde edilmiştir yani burada sadece düzensiz faz (d) mevcuttur, ama Şekil 2.1(b) de simetrik olmayan çözüm elde edilmiştir ve bu çözüm ferromanyetik (f) faza karşılık gelir. Bu çözümler başlangıç değerlerine bağlı değildir. Şekil 2.1(c) de $m(\xi)$ için simetrik olmayan çözüme ve $q(\xi)$ için simetrik çözüme sahibiz. Çünkü $m(\xi)$ sıfır değeri etrafında salınırken $q(\xi)$, -2 veya $+1$ değerleri etrafında salınır. Diğer taraftan Şekil 2.2(a) da $m(\xi)$ ve $q(\xi)$ için iki çözüme sahibiz. Birinci çözüm $m(\xi)$ sıfır değeri etrafında ve $q(\xi)$, -2 değerleri etrafında salınır bu nedenle burada f_q fazı mevcuttur ve ikinci çözümde $m(\xi)$, ± 1 değeri etrafında salınırken $q(\xi)$, $+1$ değerleri etrafında salınır bu nedenle burada f fazı mevcuttur. Bu durumda sistemde $f+f_q$ karma fazı meydana gelmiş olur ve çözümler başlangıç değerlerine bağlıdır. Şekil 2.2(b) Şekil 2.2(a) ya benzerdir burada f ve d fazları bir arada bulunur. Bu sebeple sistemde $f+d$ karma fazı veya çözümü mevcuttur ve çözümlerde başlangıç değerlerine bağlıdır.



Şekil 2.1. Tek alt örgülü izotropik spin-1 BEG modeli için mıknatıslanmanın (m) ve kuadrupol momentin (q) zamanla değişimi. **a)** Sistemde sadece düzensiz (d) faz mevcuttur ($k = 0.1$, $h = 1.0$, $T = 2.0$). **b)** Sistemde sadece ferromanyetik (f) faz mevcuttur, ($k = 0.1$, $h = 0.2$, $T = 0.375$). **c)** Sistemde hem ferrokuadrupolar (fq) faz hem de düzensiz (d) faz mevcuttur, ($k = 0.3$, $h = 1.4$, $T = 0.125$).



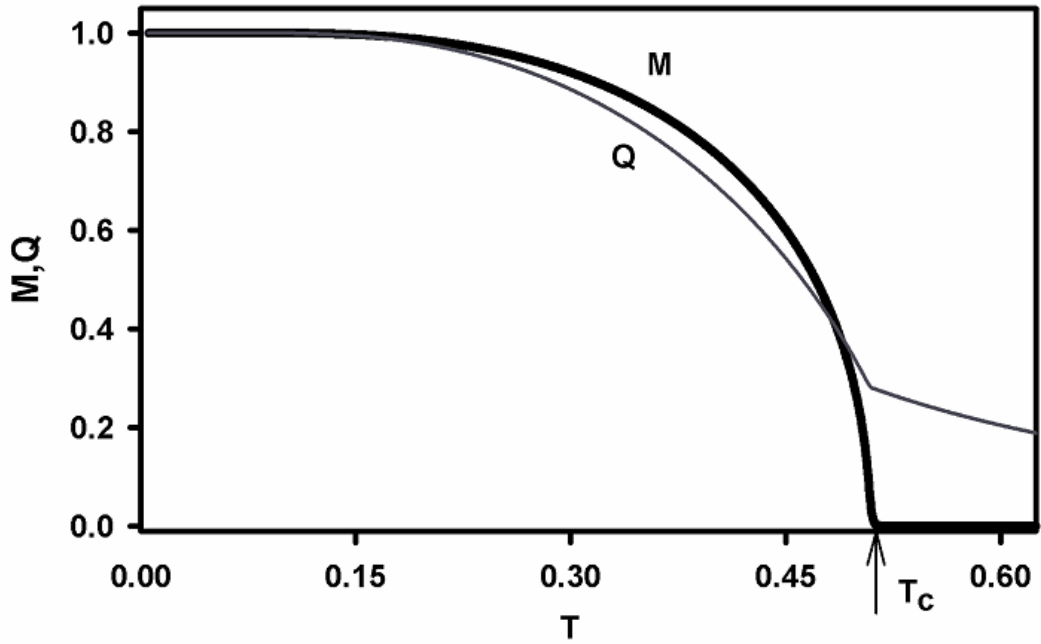
Şekil 2.2. Tek alt örgülü izotropik spin-1 BEG modeli için mıknatıslanmanın (m) ve kuadrupol momentin (q) zamanla değişimi. a) Sistemde hem ferromanyetik (f) faz hem de ferrokuadrupolar (fq) faz mevcuttur, ($k = 0.3$, $h = 0.3$, $T = 0.25$). b) Sitemde hem düzensiz (d) faz hem de ferromanyetik (f) faz mevcuttur, ($k = 0.10$, $h = 0.750$, $T = 0.175$).

Böylece, Şekil 2.1 ve Şekil 2.2 den görüldüğü gibi sistemde beş farklı faz bulunmaktadır. Bunlar, d, f, f+d, fq+d ve f+fq fazlarıdır. Bu beş fazın arasındaki dinamik faz sınırlarını belirleyebilmemiz için, dinamik faz geçiş sıcaklıklarını (DFG) hesaplamalıyız ve daha sonra bu noktalar kullanılarak sistemin dinamik faz diyagramları sunulabiliriz. Dinamik faz geçiş sıcaklıkları, bir peryot başına ortalama düzen parametrelerinin yada dinamik düzen parametrelerinin davranışının indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak incelenmesiyle elde edilecektir. Elde edilen DFG noktaları aynı zamanda Lyapunov üstelleri kullanılarak elde edilip bu noktaların doğruluğunun kontrolü yapılacaktır. Dinamik düzen parametreleri, yani dinamik miknatıslanma (M) ve dinamik kuadropol moment (Q), aşağıdaki şekilde tanımlanır.

$$M = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} m(\xi) d\xi, \quad (2.21)$$

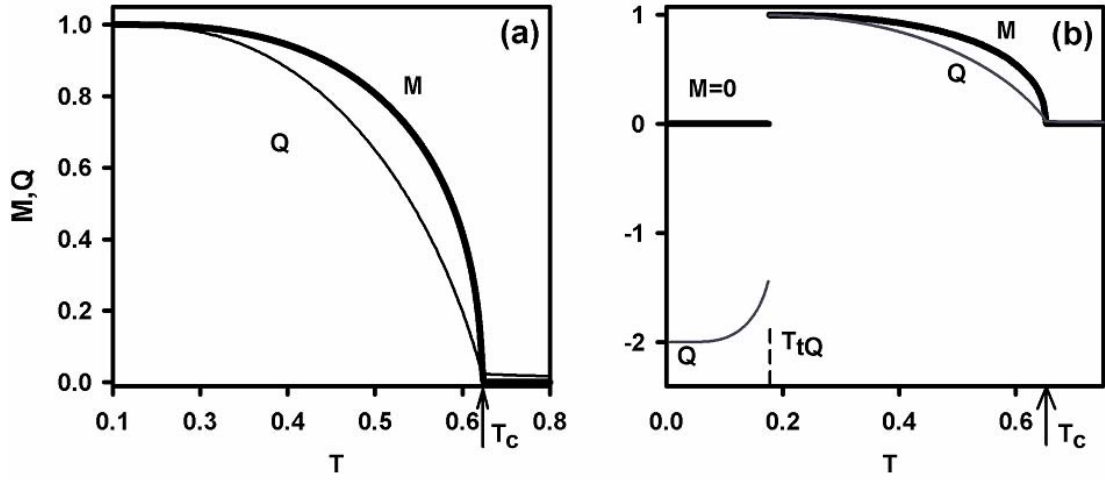
$$Q = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} q(\xi) d\xi, \quad (2.22)$$

M ve Q'nun davranışı, indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak, h ve k'nın farklı değerleri için dinamik denklemlerin Adams-Moulton kestirme ve düzeltme metodu ve Romberg integrasyon metodunun birleşimiyle incelendi ve sekiz faz arasındaki dinamik faz geçiş noktalarının nasıl hesaplandığı ve dinamik faz sınırların nasıl elde edildiği, örnek olarak, Şekil 2.3, Şekil 2.4 ve Şekil 2.5'de verildi. Bu şekillerde kalın ve ince çizgiler sırasıyla M ve Q'yu temsil etmektedir. T_C ve T_t , M ve Q için sırasıyla birinci- ve ikinci- derece faz geçiş sıcaklıklarıdır. T_{tQ} yalnızca Q için birinci- derece faz geçiş sıcaklığıdır. Şekil 2.3, $k = 0.1$ ve $h = 0.6$ değerleri için dinamik düzen parametrelerinin, M ve Q, indirgenmiş sıcaklığa bağlılığını göstermektedir. Dinamik düzen parametreleri, indirgenmiş sıcaklık artarken sürekli olarak azalarak T_C kritik sıcaklığında, sistem f fazından d fazına geçmekte ve sistemde ikinci- derece bir faz geçişi meydana gelmektedir.



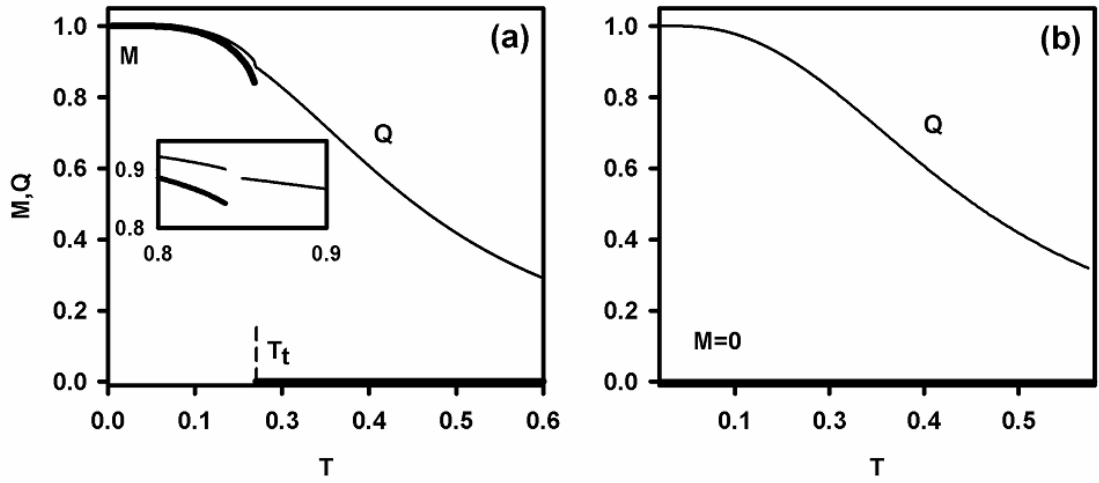
Şekil 2.3. Dinamik mıknatıslanmanın, M , (kalın çizgi) ve dinamik kuadropol momentin, Q , (ince çizgi) indirgenmiş sıcaklığa bağlı olarak davranışları, ($k = 0.1$ ve $h = 0.6$). Sistemde ikinci- derece faz geçişi meydana gelmektedir, $T_C = 0.5125$.

Şekil 2.4, $k = 0.10$ ve $h = 0.2$ için M ve Q ' nün davranışını indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak iki farklı başlangıç değeri için, başlangıç değerleri Şekil 2.4(a) için $M = 1.0$ ve $Q = 1.0$ ve Şekil 2.4(b) için $M = 0$ ve $Q = -2.0$, çizilmiştir. Şekil 2.4(a)'nın davranışı Şekil 2.3 e benzemekle birlikte tek fark $T_C = 0.6525$ dir. Şekil 2.4(b)' de iki faz geçişi meydana gelmektedir. Bunlardan birincisi kuadropolar (fq) fazdan ferromanyetik faza (f), T_t kritik sıcaklığında birinci dereceden faz geçişidir, ikincisi ise f fazından d fazına ikinci derece faz geçişidir.



Şekil 2.4. Dinamik mıknatıslanmanın, M , (kalın çizgi) ve dinamik kuadrupol momentin, Q , (ince çizgi) indirgenmiş sıcaklığa bağlı olarak davranışları, ($k = 0.1$ ve $h = 0.2$). a) Sistemde f fazından d fazına ikinci- derece faz geçişi meydana gelmektedir, ($T_C = 0.6525$). b) Sistemde birbirini takip eden iki faz geçişi meydana gelmemektedir, birincisi f_Q fazından f fazına birinci- derece faz geçişi ($T_{tQ} = 0.1775$) ve ikincisi f fazından d fazına ikinci- derece faz geçişidir ($T_C = 0.6525$).

Şekil 2.5, $k = 0.10$ ve $h = 0.8$ için M ve Q ' nun davranışını indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak iki farklı başlangıç değeri için, başlangıç değerleri Şekil 2.5(a) için $M = 1$ ve $Q = 1.0$ ve Şekil 2.5(b) için $M = 0$ ve $Q = -2.0$, çizilmiştir. Şekil 2.5(a)'da hem M hem de Q birinci- derece faz geçişi geçirmektedir, çünkü M ve Q indirgenmiş sıcaklık arttıkça azalmakta ve belirli bir sıcaklık değerinde süreksizlik meydana gelmektedir. Süreksizliğin meydana geldiği sıcaklık T_t sıcaklığıdır ve faz geçişi f fazından d fazına meydana gelmektedir. Şekil 2.5(b) göstermektedir ki M daima sıfıra eşit ve sıfır sıcaklıkta $Q = 1.0$ değerini almaktadır, fakat sistem hiç faz geçişi vermemektedir, böylece bu şekil d fazına karşılık gelmektedir. Şekil 2.5(a) ve Şekil 2.5(b)'ye birlikte bakıldığında sistemde f ve d fazlarının bir arada olduğu $f + d$ faz bölgesinin mevcut olduğu, $h = 0.8$ değeri için Şekil 2.7(a)'den kolaylıkla görülebilir.



Şekil 2.5. Dinamik mıknatıslanmanın, M , (kalın çizgi) ve dinamik kuadropol momentin, Q , (ince çizgi) indirgenmiş sıcaklığa bağlı olarak davranışları, ($k = 0.1$ ve $h = 0.8$). a) Sistemde f fazından d fazına birinci- derece faz geçişi meydana gelmektedir, ($T_t = 0.2125$). b) Sistemde herhangi bir faz geçişi olmamaktadır ve bu durum düzensiz (d) faza karşılık gelir.

Şimdi, çözümlerin kararlılığını ve bulunan dinamik faz geçiş noktalarının doğruluğunu Lyapunov üstellerinin hesaplanması ile kontrol edebiliriz. Eğer denklem (2.17) ve (2.18)

$$\Omega \frac{dm}{d\xi} = F_1(m, \xi), \quad (2.23)$$

$$\Omega \frac{dq}{d\xi} = F_2(q, \xi), \quad (2.24)$$

şeklinde yazılırsa Lyapunov üstelleri λ_m ve λ_q aşağıdaki gibi verilir.

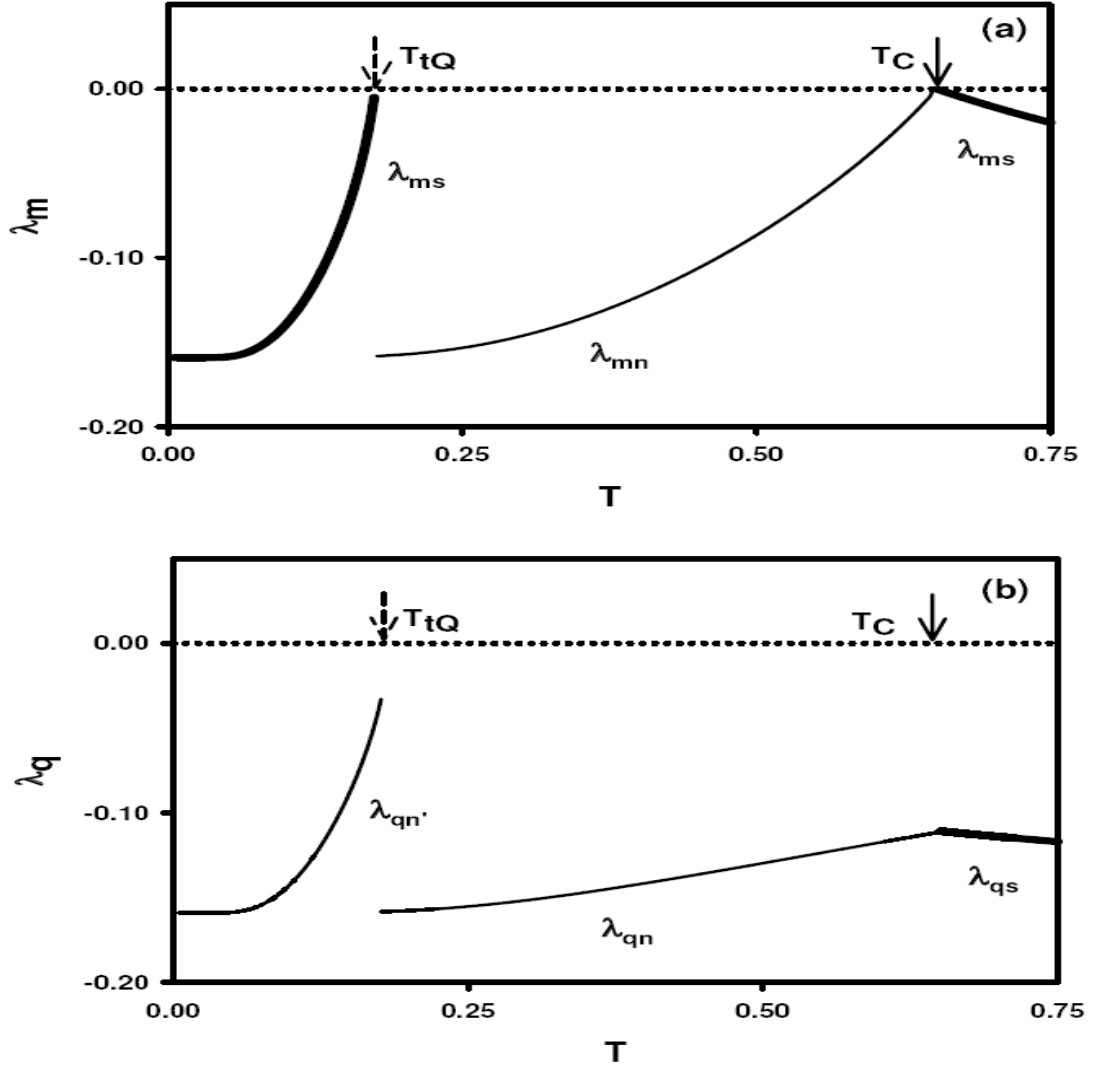
$$\Omega \lambda_m = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial F_1}{\partial m} d\xi, \quad (2.25)$$

$$\Omega \lambda_q = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\partial F_2}{\partial q} d\xi, \quad (2.26)$$

$\lambda_m < 0$ ve $\lambda_q < 0$ olduğunda çözümler kararlıdır. Biz M ve Q için iki Lyapunov üsteline sahibiz. Bunlar simetrik durumda λ_{ms} ve λ_{qs} simetrik olmayan durumda ise λ_{mn} ve λ_{qn} dir. Eğer sıcaklık geçiş sıcaklığına yaklaşıırken Lyapunov üstelleri λ_{mn} ve λ_{ms} sürekli olarak sıfıra gidiyorsa, $\lambda_{mn} = \lambda_{ms} = 0$ olduğu yerdeki sıcaklık ikinci- derece faz geçiş sıcaklığıdır (T_C). Bununla birlikte, eğer Lyapunov üstelleri λ_{qn} ve λ_{qs} sürekli olarak sıfıra giderken bir çeşit zirve (cusp) yaptıkları sıcaklık değeri ikinci- derece faz geçiş sıcaklığıdır (T_C). Q için Lyapunov üstellerinin T_C sıcaklığında sıfır olmamasının nedeni Q dinamik kuadrupol momentin, T_C sıcaklığında sıfır olmamasıdır. Diğer taraftan, eğer sıcaklık faz geçiş sıcaklığına yaklaşıırken Lyapunov üstellerinin süreksizlik gösteriyorsa, atlama yaptığı sıcaklık birinci- derece faz geçiş sıcaklığıdır. Bu davranışları açık bir şekilde görebilmek için, Lyapunov üstelleri indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak incelenmiş ve $k = 0.1$ ve $h = 0.2$ (bu değerler Şekil 2.4(b)'ye karşılık gelmektedir) Şekil 2.6'da gösterilmiştir. Şekil 2.6'da, kalın ve ince çizgiler sırasıyla simetrik (λ_s) ve nonsimetrik (λ_n) durumları göstermektedir. T_C , M ve Q için ikinci- derece faz geçiş sıcaklığıdır ve T_{tQ} sadece Q için birinci- derece faz geçiş sıcaklığıdır. Şekil 2.6(a), M için Lyapunov üstelinin davranışını göstermektedir ve burada iki faz geçişi meydana gelmektedir. $T_{tQ} = 0.1775$ sıcaklığında birinci- derece faz geçişi vardır, çünkü λ_{ms} den λ_{mn} 'e süreksiz bir atlama yapmıştır, sistemde $T_C = 0.6525$ sıcaklığında $\lambda_{mn} = \lambda_{ms} = 0$ olduğundan ikinci- derece faz geçişi vardır. Şekil 2.6(b), Q için Lyapunov üstelinin sıcaklıkla davranışını göstermektedir. $T_{tQ} = 0.1775$ sıcaklığında birinci- derece faz geçişi vardır, çünkü λ_{qn} den $\lambda_{qn'}$ 'e süreksiz bir atlama yapmıştır, (λ_{qn} , f fazına karşılık gelirken $\lambda_{qn'}$, fq fazına karşılık gelir). Daha sonra λ_{qn} ve $\lambda_{qn'}$ bir zirve yapar, bu yüzden $T_C = 0.6525$ sıcaklığında ikinci- derece faz geçişi meydana gelir. Şekil 2.6, Şekil 2.4(b) ile karşılaştırıldığında sonuçların birbirleriyle uyum gösterdiği görülebilir. Ayrıca, hesaplamalarda $\lambda_m < 0$ ve $\lambda_q < 0$ olarak bulunduğundan dolayı çözümlerin kararlılığı görülür.

Son olarak belirtmeliyiz ki, salınımlı manyetik alan dinamik faz geçişlerine neden olmaktadır, çünkü indirgenmiş statik manyetik alan genliği (h) için hesaplamalar

yapıldığında sistemin hiç faz geçişi vermediği görülmektedir. Bu gerçek, daha önce yapılan çalışmada gösterilmiştir. [66, Şekil 6].



Şekil 2.6. Lyapunov üstellerinin indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak davranışları, ($k = 0.1$ ve $h = 0.2$). a) M için indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak Lyapunov üstellerin davranışı. b) Q için indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak Lyapunov üstellerin davranışı.

2.3. Dinamik Faz Diyagramları

Önceki kesimde dinamik faz geçiş noktaları elde edildi ve doğruluğu da kontrol edildi. Şimdi sistemin, k 'nın çeşitli değerleri için (T, h) düzleminde ve h 'nin çeşitli değerleri için de (k, T) düzleminde dinamik faz diyagramlarını sunabiliriz. Bu faz diyagramlarında sürekli ve kesik çizgiler sırasıyla ikinci- derece ve birinci- derece faz

geçiş çizgilerini göstermektedir. Dinamik üçlükritik nokta içi dolu dairelerle gösterilmiştir. (T, h) düzleminde temel topolojisi farklı altı ve (k, T) düzleminde temel topolojisi farklı beş faz diyagramı bulunmuştur.

2.3.1. (h-T) Düzleminde Dinamik Faz Diyagramları

Bu kesimde, indirgenmiş bikuadratik etkileşim parametresinin (k) çeşitli değerleri için (T, h) düzleminde dinamik faz diyagramları sunulacak ve sistemin k parametresine bağlılığı incelenecektir. Dinamik üçlükritik nokta içi dolu dairelerle gösterilmiştir. TP dinamik üçlü nokta ve QP dinamik dörtlü noktadır.

i-) $0 < k \leq 0.111$ aralığında $k = 0.1$ için (T, h) düzleminde faz diyagramı Şekil 2.7(a) gösterilmiştir. Bu faz diyagramında, yüksek indirgenmiş sıcaklıkta (T) ve yüksek indirgenmiş manyetik alan genliğinde (h), düzensiz (d) faz mevcuttur, h ve T' nin düşük değerlerinde ise ferromanyetik (f) faz gözlenmektedir. Bu iki bölge arasındaki dinamik faz sınırı, $f \rightarrow d$, ikinci- derece faz geçiş çizgisidir. İndirgenmiş sıcaklığın düşük ve indirgenmiş manyetik alan genliğinin belirli değerlerinde f ve d fazının birlikte bulunduğu f + d karma fazı bulunmaktadır. f + d karma fazı, f ve d fazlarından birinci- derece faz geçiş çizgisiyle ayrılmıştır. Sistem aynı zamanda birinci ve -ikinci derece faz geçiş çizgilerini birleştiren yalnızca bir dinamik üçlükritik noktaya sahiptir. Ayrıca T ve h ın çok düşük değerlerinde sistemde f+f_q karma fazı veya bölgesi mevcuttur ve bu karma faz ile f fazı arasındaki dinamik faz sınırları birinci dereceden faz geçişidir. Bu faz diyagramı tek spin Ising [66, 83-85] (Kaynak 66 ve 84' de verilen çalışmalarda, f + f_q karma fazı yerine sırasıyla f + p ve f₂ + p karma fazları gelmektedir) ve karma spin [86, 89, 90] (Kaynak 86 ve 89' da verilen çalışmalarda f ve f_q fazlarının yerine sırasıyla i ve a fazları, Kaynak 90 ile verilen çalışmada f + f_q karma fazı yerine i + p karma fazı gelmektedir) Ising sistemlerinde de elde edilmiştir.

ii) $0.111 < k \leq 0.169$ aralığında $k = 0.15$ için (T, h) düzleminde faz diyagramı Şekil 2.7(b) de verilmiştir. Bu faz diyagramı Şekil 2.7(a) ya benzer fakat burada sıfır sıcaklığında f fazı kaybolur ve f+ f_q bölgesi büyümeye başlar. Ayrıca sistemde bir adet dinamik üçlükritik nokta ve dinamik üçlü nokta (TP) mevcuttur. Bu faz diyagramının benzeri spin-1 BEG [83] çalışmasında da elde edildi.

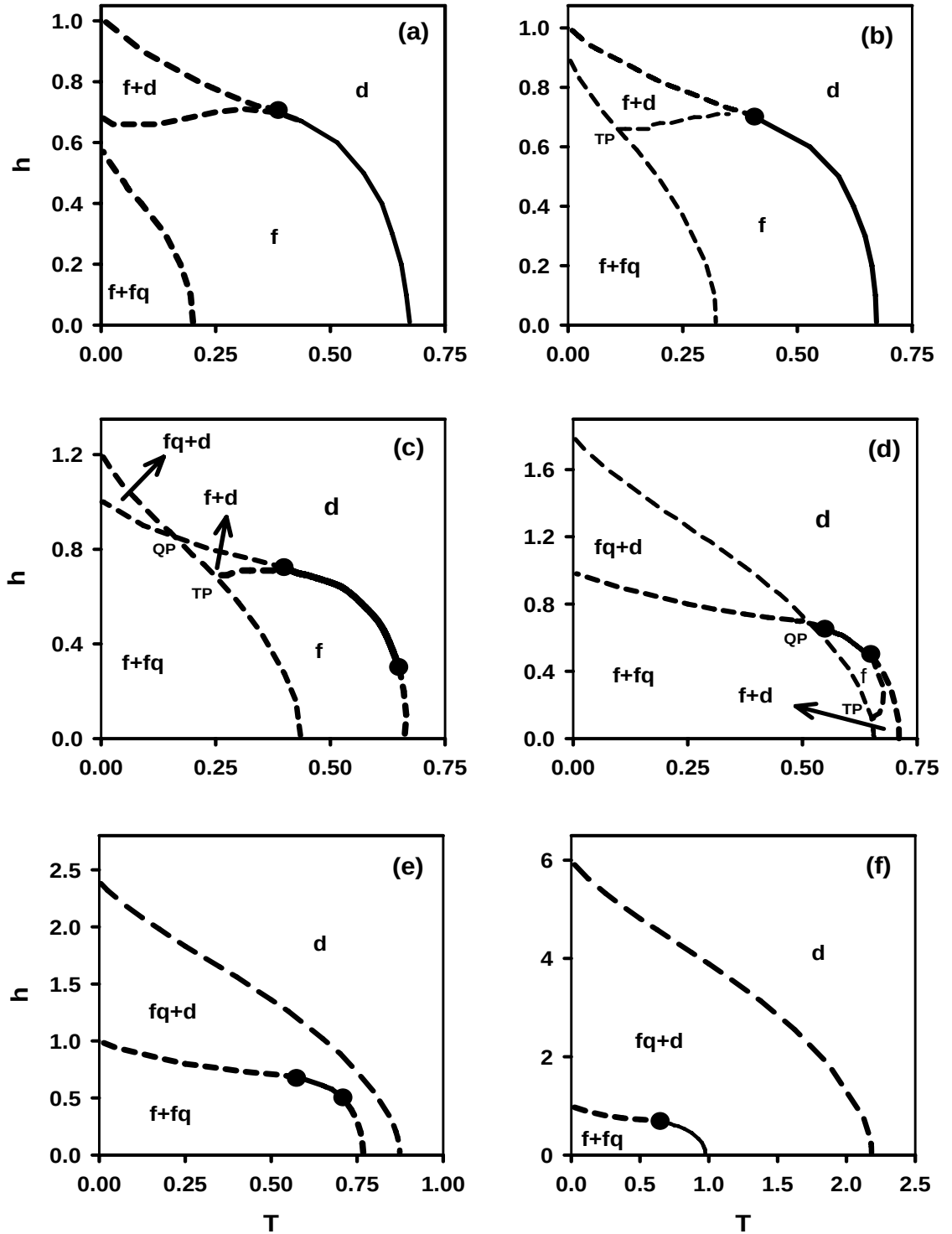
iii-) $0.169 < k \leq 0.293$ aralığında $k = 0.2$ için (T, h) düzleminde faz diyagramı Şekil 2.7(c) de sunulmuştur. Sistemde iki tane üçlükritik nokta mevcuttur; birisi Şekil 2.7(a) dakine benzerdir diğeri ise h ın düşük ve T' nin yüksek değerlerinde meydana gelir. Bu yüzden h ın düşük ve T nin yüksek değerlerinde f ve d fazları arasında birinci- derece faz geçişi bulunur. T' nin düşük değerlerinde ve h ın belli değerlerinde $f+d$ karma fazı meydana gelir. Ayrıca sistemde T' nin yüksek h ın düşük değerlerinde $f+d$ karma fazı meydana gelir. Dinamik faz sınırları f ve d fazını ayıran iki üçlükritik nokta haricinde birinci- derece faz geçişidir. Bu sınırdaki ikinci- derece faz geçişi vardır. Ayrıca sistemde bir tane dinamik dörtlü nokta (QP) ve dinamik üçlü nokta (TP) mevcuttur. Bu faz diyagramının benzeri spin-1 BEG [83] çalışmasında da elde edildi.

iv) $0.293 < k \leq 0.325$ aralığında faz diyagramı $k = 0.3$ için çizilmiştir. Şekil 2.7(d) de görüldüğü gibi bu faz diyagramı Şekil 2.7(c) ye benzer ama ondan farkı, f_q+d bölgesi büyümeye başlar ve h ın düşük ve T nin yüksek değerlerinde $f+d$ karma fazı meydana gelir.

v) $0.325 < k \leq 0.535$ aralığında faz diyagramı $k = 0.4$ için elde edilmiştir ve Şekil 2.7(e) de sunulmuştur. Sistemde $f+f_q$, f_q+d ve d fazı olmak üzere üç faz ve iki tanede üçlükritik nokta bulunmaktadır. Bu üçlükritik noktalar arasındaki ikinci- derece geçişin dışında bütün faz sınırları birinci- derece faz geçişidir.

vi) $k > 0.535$ değerlerinde $k = 1.0$ için faz diyagramı oluşturulmuştur. Şekil 2.7(f) de verilen bu faz diyagramı Şekil 2.7(e) deki diyagrama benzer fakat ondan farkı sistemde dinamik üçlükritik noktanın birisi kaybolmuştur. Bununla birlikte k nın değeri arttığında f_q+d bölgesi büyümeye başlar. Bu faz diyagramının benzeri, Kaynak 83 ve 85' de verilen çalışmalarda da elde edilmesine rağmen Kaynak 85 ile verilen çalışmada f fazı yerine f_2 fazı gelmektedir.

Bu kesimde elde edilen sonuçlar Int. J. Mod. Phys. C. dergisinde yayınlanmıştır [82].



Şekil 2.7. Tek alt örgülü izotropik Blume- Emery- Griffiths modelinin (T, h) düzleminde dinamik faz diyagramları. Sistemde düzensiz (d), ferromanyetik (f) ve üç karma faz bölgesi mevcuttur, bunlar $fq+d$, $f+fq$ ve $f+d$ karma fazlarıdır. Kesikli ve sürekli çizgiler sırasıyla birinci- derece ve ikinci- derece faz geçiş çizgilerini ve içi dolu daireler dinamik üçlükritik noktayı temsil ederler. TP dinamik üçlü nokta ve QP dinamik dördü nokta. (a) $k = 0.1$, (b) $k = 0.15$, (c) $k = 0.2$, (d) $k = 0.3$, (e) $k = 0.4$, (f) $k = 1.0$.

2.3.2. (k-T) Düzleminde Dinamik Faz Diyagramları

Bu kesimde dinamik faz diyagramları (k, T) düzleminde sunulmuş ve Şekil 2.8(a)-(e)'de gösterilmiştir. Sistemde beş farklı dinamik faz diyagramı elde edilmiştir. Bu diyagramlarda kesikli ve sürekli çizgiler sırasıyla birinci- ve ikinci- derece faz geçişini temsil etmektedir. Ayrıca, dinamik üçlükritik nokta içi dolu dairelerle gösterilmiştir. B dinamik çift kritik son nokta, TP dinamik üçlü nokta ve QP dinamik dörtlü noktadır.

i) $0 < k \leq 0.479$ aralığında faz diyagramı $h = 0.1$ için Şekil 2.8(a)'da gösterilmiştir. Faz diyagramı d, f temel fazlarının yanı sıra bu fazların bir arada bulunduğu üç adet $f+d$, $f+fq$, $fq+d$ karma fazlarını içermektedir. Bununla birlikte iki tane üçlükritik nokta ile bir adet dinamik dörtlü nokta (QP) ve bir adet dinamik üçlü nokta (TP) bulunmaktadır. Dinamik faz sınırları f ve d fazları arasında ve k'nın yüksek değerleri için $f+fq$ ve $fq+d$ fazları arasında ikinci- dereceden faz geçişidir, bunun dışındaki bütün dinamik faz geçişleri birinci- derecedendir.

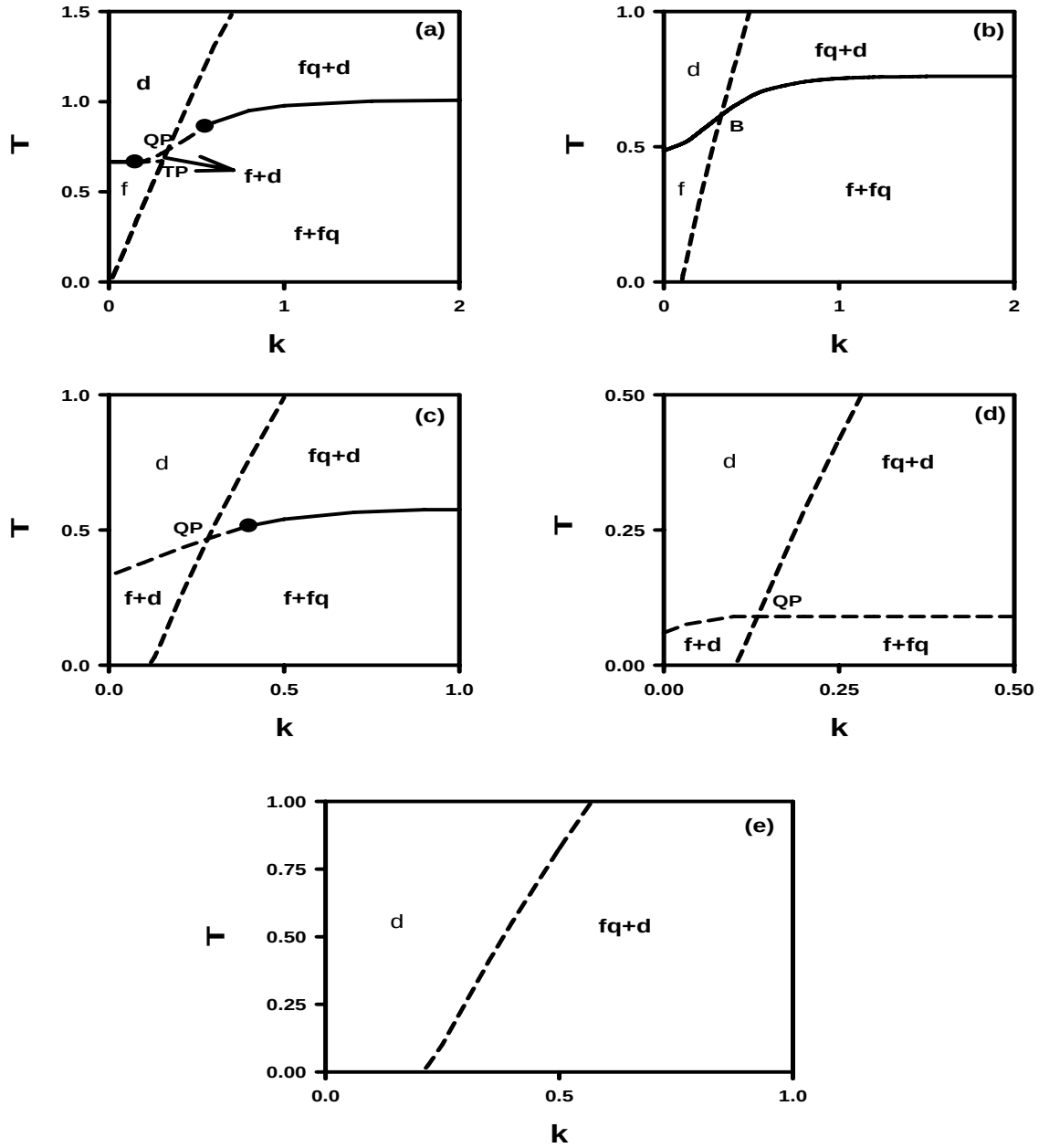
ii) Faz diyagramı $h = 0.6$ için Şekil 2.8(b)'de gösterilmiştir. f ve d temel fazlarının yanında $f+fq$ ve $fq+d$ karma fazları sistemde mevcuttur. Dinamik faz sınırları f ve d fazları ve $f+fq$ ve $fq+d$ fazları arasında ikinci- derecedendir, diğer taraftan f ve $f+fq$ ile d ve $fq+d$ fazları arasında birinci- derecedendir. Ayrıca sistemde bir adet dinamik çift kritik son nokta (B) bulunmaktadır. Bu faz diyagramının benzeri Kaynak 87 ve 92 ile verilen çalışmalarda da elde edilmiştir. Yalnız Kaynak 92 ile verilen çalışmada f fazı yerine $f_{3/2}$ fazı gelmektedir.

iii) Faz diyagramı $h = 0.7$ için Şekil 2.8(c)'de sunulmuştur. Faz diyagramında bir tane dinamik üçlükritik nokta ile bir adet dinamik dörtlü nokta (QP) bulunmaktadır. Dinamik faz sınırları $f+fq$ ve $fq+d$ fazları arasında k'nın yüksek değerlerinde ikinci- derece ve k'nın düşük değerlerinde birinci- dereceden faz geçiş çizgileridir. Diğer bütün faz geçiş sınırları birinci- derecedendir.

iv) Faz diyagramı $h = 0.9$ için Şekil 2.8(d)'de elde edilmiştir. Bu faz diyagramı Şekil 2.8(c)'ye benzemekle birlikte tek fark, dinamik faz sınırlarının hepsi birinci- derece faz geçiş çizgileridir. Sistemde dinamik üçlükritik nokta mevcut değildir, fakat

bir tane dinamik dörtlü nokta mevcuttur. Bu faz diyagramının benzeri Kaynak 87 ve 92 ile verilen çalışmalarda da elde edilmiştir. Yalnız Kaynak 92 ile verilen çalışmada f fazı yerine $f_{3/2}$ fazı gelmektedir.

v) Faz diyagramı $h = 0.9$ için Şekil 2.8(e)' de gösterilmiştir. Bu faz diyagramı Şekil 2.8(d)' ye benzer, fakat bu faz diyagramında $f+d$ ve $f+fq$ karma fazları kaybolmuştur, ve dolayısı ile QP' de meydana gelmektedir. Bu faz diyagramının benzeri Kaynak 87, 89 ve 92 ile verilen çalışmalarda da elde edilmiştir. Yalnız Kaynak 89 da verilen çalışmada f ve fq fazlarının yerine sırasıyla i ve a fazları, Kaynak 92 de verilen çalışmada f fazı yerine $f_{3/2}$ fazı gelmektedir.



Şekil 2.8. Tek alt örgülü izotropik Blume- Emery- Griffiths modelinin (k, T) düzleminde dinamik faz diyagramları. Sistemde düzensiz (d), ferromanyetik (f) ve üç karma faz bölgesi mevcuttur, bunlar $fq+d$, $f+fq$ ve $f+d$ karma fazlarıdır. Kesikli ve sürekli çizgiler sırasıyla birinci- derece ve ikinci- derece faz geçiş çizgilerini ve dolu daireler dinamik üçlükritik noktayı temsil ederler. B dinamik çift kritik son nokta, TP dinamik üçlü nokta ve QP dinamik dörtlü noktadır. (a) $h = 0.1$, (b) $h = 0.6$, (c) $h = 0.7$, (d) $h = 0.9$, (e) $h = 1.25$.

3. BÖLÜM

İKİ ALT ÖRGÜLÜ KİNETİK İZOTROPİK SPİN-1 BLUME-EMERY-GRİFFİTHS (BEG) SİSTEMİ

3.1. Model ve Ortalama- Alan Dinamik Denklemleri

3.1.1. Modelin Tanıtımı

İtici ($K < 0$) bikuadratik etkileşme parametrelili, kinetik izotropik spin-1 Blume-Emery-Griffiths (BEG) Ising modeli, A ve B gibi iki alt örgülü Ising model olup, A alt örgüsü $S_i^A = \pm 1, 0$ ve B alt örgüsü $S_j^B = \pm 1, 0$ spin değerlerine sahiptir. Sistem dört adet düzen parametresine sahiptir. Bu düzen parametreleri,

ortalama mıknatıslanmalar,

$$m_A \equiv \langle S_i^A \rangle, \quad m_B \equiv \langle S_j^B \rangle, \quad (3.1)$$

ortalama kuadropol momentler,

$$q_A \equiv 3 \langle (S_i^A)^2 \rangle - 2, \quad q_B \equiv 3 \langle (S_j^B)^2 \rangle - 2, \quad (3.2)$$

şeklinde tanımlanır.

İki alt örgülü izotropik BEG sisteminin Hamiltonyen ifadesi:

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} S_i^A S_j^B - K \sum_{\langle ij \rangle} Q_i^A Q_j^B - H \left(\sum_i S_i^A + \sum_j S_j^B \right), \quad (3.3)$$

burada $\langle ij \rangle$ toplamın en yakın komşu çiftler üzerinden alınacağını gösterir. J ve K sırasıyla bilineer ve bikuadratik etkileşme parametreleridir. H ise zamanla değişen salınımlı dış manyetik alandır ($H = H_0 \cos(wt)$).

3.1.2. Ortalama- alan Dinamik Dinamik Denklemlerinin Elde Edilmesi

Bu kesimde zamana bağlı salınımlı dış manyetik alan altında iki alt örgülü izotropik spin-1 BEG modeli için, sistemin davranışını tam olarak tanımlayan ortalama- alan dinamik denklemleri elde edilecektir. Bunun için Glauber modelini kullanacağız ve master denkleminde yararlanacağız.

Modelin iki alt örgülü durumu için Master eşitliği aşağıdaki gibi verilir. Bu eşitlik yazılırken B alt örgüsünde bulunan spinlerin bir an için sabit olduğu düşünülmüştür. Yani geçişler sadece A örgüsü üzerindeki spinler arasında meydana gelmektedir.

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P_A(S_1^A, S_2^A, S_3^A, \dots, S_N^A; t) = & - \sum_i \left(\sum_{S_i^A, S_i'^A} W_i^A(S_i^A \rightarrow S_i'^A) \right) P_A(S_1^A, S_2^A, S_3^A, \dots, S_N^A; t) \\ & + \sum_i \left(\sum_{S_i^A, S_i'^A} W_i^A(S_i'^A \rightarrow S_i^A) \right) P_A(S_1^A, S_2^A, S_3^A, \dots, S_N^A; t), \end{aligned} \quad (3.4)$$

burada, $W_i^A(S_i^A \rightarrow S_i'^A)$ i. spinin S_i^A durumundan $S_i'^A$ durumuna ve $W_i^A(S_i'^A \rightarrow S_i^A)$, $S_i'^A$ durumundan S_i^A duruma birim zamandaki geçiş olasılığıdır. $P_A(S_1^A, S_2^A, \dots, S_N^A; t)$, $S_1^A, S_2^A, \dots, S_N^A$ spin konfigürasyonunda ki ihtimaliyet fonksiyonu ve $P_A(S_1^A, S_2^A, \dots, S_N'^A; t)$, $S_1^A, S_2^A, \dots, S_N'^A$ spin konfigürasyonunda ki ihtimaliyet fonksiyonudur. Sistem mutlak T sıcaklığında ısı banyosu ile temas halinde olduğu için, her spin S_i^A durumundan $S_i'^A$ duruma birim zamanda geçiş olasılığıyla değişebilir. Denge durumunda,

$$\frac{d}{dt} P_A(S_1^A, S_2^A, \dots, S_N^A; t) = 0, \quad (3.5)$$

olduğundan denklem (3.4)' den olasılık yoğunlukları oranının

$$\frac{W_i^A(S_i^A \rightarrow S_i'^A)}{W_i^A(S_i'^A \rightarrow S_i^A)} = \frac{P(S_1^A, S_2^A, \dots, S_i'^A, \dots, S_N^A)}{P(S_1^A, S_2^A, \dots, S_i^A, \dots, S_N^A)}, \quad (3.6)$$

olduğu rahatlıkla görülebilir. Buradan

$$P(S_1, S_2, S_3, \dots, S_N) \propto \exp(-\beta H), \quad (3.7)$$

ile tanımlanan genel kanonik dağılım ifadesinden faydalınılırsa olasılık yoğunluğu

$$W_i^A(S_i^A \rightarrow S_i'^A) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta \Delta E(S_i^A \rightarrow S_i'^A))}{\sum_{S_i} \exp(-\beta \Delta E(S_i^A \rightarrow S_i'^A))}, \quad (3.8)$$

şeklinde verilir. Burada $\beta = 1/k_B T$, k_B Boltzmann faktörü, $\sum_{S_i'^A}$ toplamı ise $S_i'^A$, mümkün üç değeri, $S_i'^A = \pm 1, 0$, üzerinden alındığını göstermektedir. $\Delta E(S_i^A \rightarrow S_i'^A)$, herhangi bir spinin S_i^A durumundan $S_i'^A$ durumuna geçişi sırasında sistemin enerjisindeki meydana gelen değişimdir ve Hamiltonyen ifadesinden yararlanarak

$$\Delta E^A(S_i^A \rightarrow S_i'^A) = -(S_i'^A - S_i^A)(H + J \sum_j S_j^B) - ((S_i'^A)^2 - (S_i^A)^2) \left(3K \sum_j ((3S_j^B)^2 - 2) \right), \quad (3.9)$$

şeklinde yazılır.

$$x = H + J \sum_j S_j^B \text{ ve } y = 3K \sum_j (3(S_j^B)^2 - 2), \quad (3.10)$$

ile tanımlanırsa, (3.9) denklemi,

$$\Delta E^A(S_i^A \rightarrow S_i'^A) = -(S_i'^A - S_i^A)x - ((S_i'^A)^2 - (S_i^A)^2)y, \quad (3.11)$$

Şeklinde yazılır. Öncelikle S_i^A durumundan $S_i'^A$ durumuna mümkün olan tüm enerji değişimlerini hesaplayabiliriz. Bulunan bu enerji değişimi ifadeleri (3.8) denkleminde yerine yazılırsa, her $S_i^A \rightarrow S_i'^A$ geçişi için olasılık yoğunlukları şu şekilde elde edilir.

$$W_i^A(1 \rightarrow 0) = W_i^A(-1 \rightarrow 0) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta y)}{2 \cosh(\beta x) + \exp(-\beta y)}, \quad (3.12.a)$$

$$W_i^A(1 \rightarrow -1) = W_i^A(0 \rightarrow -1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(-\beta x)}{2 \cosh(\beta x) + \exp(-\beta y)}, \quad (3.12.b)$$

$$W_i^A(0 \rightarrow 1) = W_i^A(-1 \rightarrow 1) = \frac{1}{\tau} \frac{\exp(\beta x)}{2 \cosh(\beta x) + \exp(-\beta y)}, \quad (3.12.c)$$

$$W_i^A(0 \rightarrow 0) = 0, \quad (3.12.d)$$

$$W_i^A(1 \rightarrow 1) = 0, \quad (3.12.e)$$

$$W_i^A(-1 \rightarrow -1) = 0. \quad (3.12.f)$$

Olasılık yoğunluğu ifadelerine dikkat edilirse $W_i^A(S_i^A \rightarrow S_i'^A)$ 'nin S_i^A 'ya bağlı olmadığı kolayca görebiliriz ve $W_i^A(S_i^A \rightarrow S_i'^A) = W_i^A(S_i'^A)$ yazabiliriz. Bu durumda

$$W_i^A(1 \rightarrow 0) = W_i^A(-1 \rightarrow 0) = W_i^A(0), \quad (3.13.a)$$

$$W_i^A(-1 \rightarrow 1) = W_i^A(0 \rightarrow 1) = W_i^A(1), \quad (3.13.b)$$

$$W_i^A(1 \rightarrow -1) = W_i^A(0 \rightarrow -1) = W_i^A(-1), \quad (3.13.c)$$

olduğu görülür. Buna göre (3.4) ile verilen master denklemi

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} P^A(S_1^A, S_2^A, \dots, S_N^A; t) = & - \sum_i \left(\sum_{S_i^A \neq S_i'^A} W_i^A(S_i'^A) \right) P^A(S_1^A, S_2^A, \dots, S_i^A, \dots, S_N^A; t) \\ & + \sum_i \left(\sum_{S_i^A \neq S_i'^A} W_i^A(S_i^A) P^A(S_1^A, S_2^A, \dots, S_i'^A, \dots, S_N^A; t) \right), \end{aligned} \quad (3.14)$$

şekline dönüşür. Master denkleminde yararlanılarak sistemin genel diferansiyel denklemleri şu şekilde elde edilir.

$$\tau \frac{d}{dt} \langle S_k \rangle_A = - \langle S_k \rangle_A + \left\langle \frac{2 \sinh \beta \left(J \sum_j S_j^B + H \right)}{2 \cosh \beta \left(J \sum_j S_j^B + H \right) + \exp \left(-3(K \sum_j (3(S_j^B)^2 - 2)) \right)} \right\rangle, \quad (3.15)$$

$$\frac{d}{dt}\langle 3S_k^2-2 \rangle_A = -\langle 3S_k^2-2 \rangle_A + 1 - \left\langle \frac{3 \exp\left(-3(K \sum_j (3(S_j^B)^2-2))\right)}{2 \cosh\left(J \sum_j S_j^B + H\right) + \exp\left(-3(K \sum_j (3(S_j^B)^2-2))\right)} \right\rangle, \quad (3.16)$$

şeklinde veya ortalama- alan yaklaşımı kullanılarak

$$\tau \frac{d}{dt}\langle S_i \rangle_A = -\langle S_i \rangle_A + \frac{2 \sinh \beta (Jz \langle S_j^B \rangle + H_0 \cos(wt))}{2 \cosh \beta (Jz \langle S_j^B \rangle + H_0 \cos(wt)) + \exp\left(-3\beta (Kz \langle Q_j^B \rangle)\right)}, \quad (3.17)$$

$$\tau \frac{d}{dt}\langle Q_i \rangle_A = -\langle Q_i \rangle_A + 1 - \frac{3 \exp\left(-3\beta (Kz \langle Q_j^B \rangle)\right)}{2 \cosh \beta (Jz \langle S_j^B \rangle + H_0 \cos(wt)) + \exp\left(-3\beta (Kz \langle Q_j^B \rangle)\right)}, \quad (3.18)$$

olarak bulunur. Bulunan bu diferansiyel denklem

$$\Omega \frac{d}{d\xi} m_A = -m_A + \frac{2 \sinh[(1/T)(m_B + h \cos \xi)]}{2 \cosh[(1/T)(m_B + h \cos \xi)] + \exp[-3kq_B/T]}, \quad (3.19)$$

$$\Omega \frac{d}{d\xi} q_A = -q_A + 1 - \frac{3 \exp[-3kq_B/T]}{2 \cosh[(1/T)(m_B + h \cos \xi)] + \exp[-3kq_B/T]}, \quad (3.20)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $m_A \equiv \langle S_i \rangle_A$, $m_B \equiv \langle S_j \rangle_B$, $q_A \equiv \langle Q_i \rangle_A$, $q_B \equiv \langle Q_j \rangle_B$

$\xi = wt$, $T = (\beta zJ)^{-1}$, $k = \frac{K}{J}$, $h = H_0/zJ$, ve $\Omega = \tau w$.

Şimdi, A örgüsünde bulunan spinlerin bir an için sabit kaldıklarını ve B örgüsünde bulunan spinlerin değiştiğini varsayalım. Bundan önceki hesaplamalara benzer olarak B örgüsü için ortalama- alan dinamik denklemlerini elde ederiz.

$$\Omega \frac{d}{d\xi} m_B = -m_B + \frac{2 \sinh[(1/T)(m_A + h \cos \xi)]}{2 \cosh[(1/T)(m_A + h \cos \xi)] + \exp[-3kq_A/T]}, \quad (3.21)$$

$$\Omega \frac{dq_B}{d\xi} = -q_B + 1 - \frac{3 \exp[-3kq_A / T]}{2 \cosh[(1/T)(m_A + h \cos \xi)] + \exp[-3kq_A / T]}. \quad (3.22)$$

Son olarak bu noktayı da belirtelim ki, bu çeşit ortalama- alan dinamik çalışmasında spin değişimlerinin korelasyonları gibi sınırlamalar üzerine durulmamış, bu teorik çalışma dinamik faz diyagramlarını tanımlamak için yapılmıştır. Bu aynı zamanda dinamik çoklu kritik noktaların varlığını kestirmeyi de sağlamaktadır.

3.2. Dinamik Düzen Parametreleri ve Dinamik Faz Dönüşüm Noktaları

Bu kesimde, sistemde mevcut olan fazları bulmak için (3.19) -(3.22) de verilen ortalama- alan dinamik denklemleri, Adams- Moulton kestirme ve düzeltme yöntemi kullanılarak nümerik olarak çözümlenerek dinamik düzen parametrelerinin zamana bağlı davranışı incelenecektir. Daha sonra, (3.19-22) denklemleri Adams- Moulton kestirme ve düzeltme, ve Romberg integrasyon yöntemleri kullanılarak nümerik olarak çözümlenecek ve dinamik düzen parametrelerinin davranışları indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak incelenerek, dinamik faz geçiş noktaları tespit edilecek ve dinamik faz geçişlerinin doğası (sürekli ve kesikli, yani birinci ve ikinci derece faz geçişleri) karakterize edilecektir. Bu amaçlar için, öncelikle dinamik denklemlerin (Denklemler 3.19-22) kararlı çözümlerini, T , k ve h parametreleri değiştiği zaman hesaplayacağız. Denklem 3.19-22'nin kararlı çözümleri 2π periyodlu ξ ' nin bir fonksiyonu olacaktır ki bunlar,

$$m_A(\xi + 2\pi) = m_A(\xi) \text{ ve } m_B(\xi + 2\pi) = m_B(\xi), \quad (3.23)$$

$$q_A(\xi + 2\pi) = q_A(\xi) \text{ ve } q_B(\xi + 2\pi) = q_B(\xi). \quad (3.24)$$

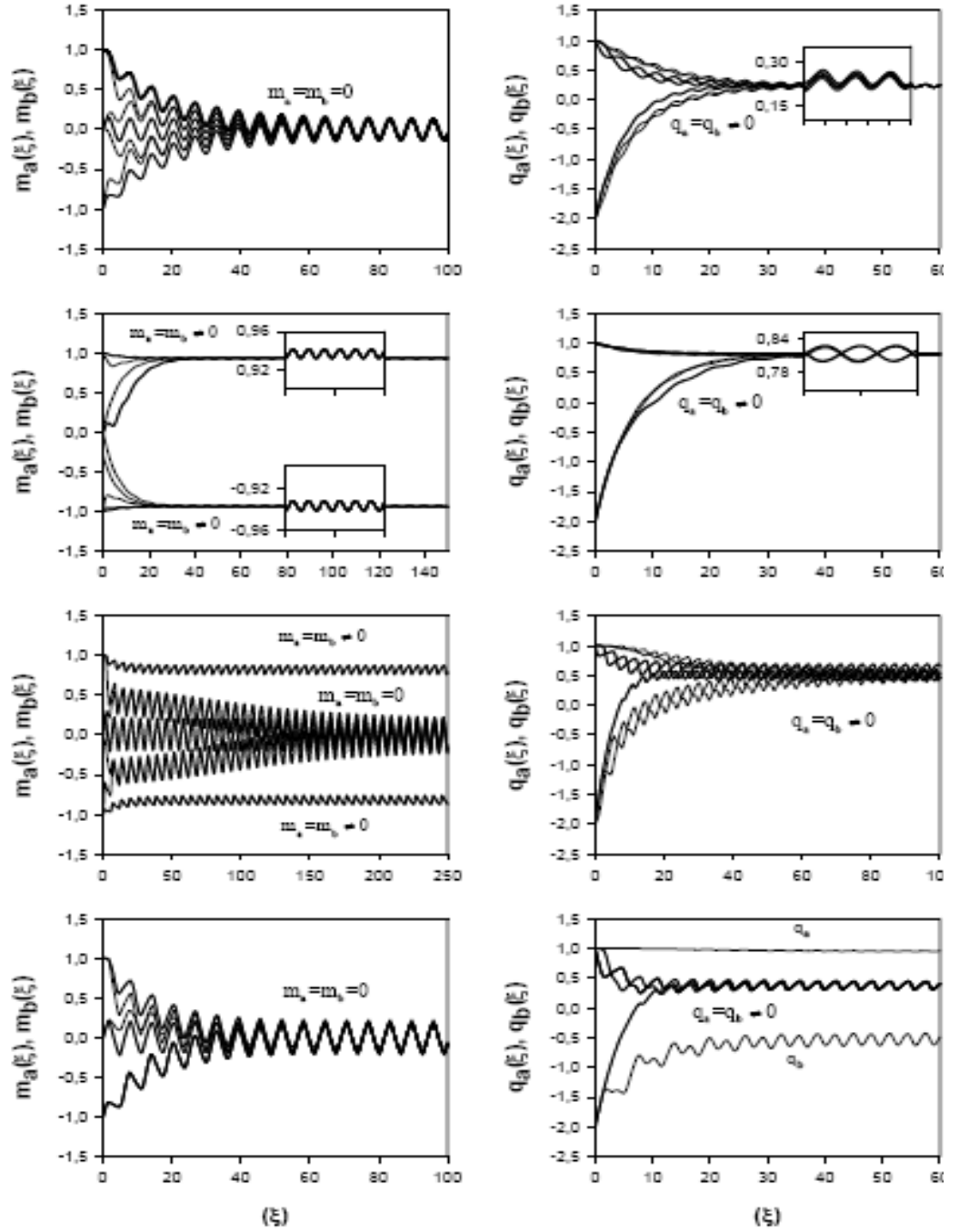
Böylece, çözümler sahip oldukları ya da olmadıkları özelliklerine göre dört tip çözüm- den biri olabilir.

$$m_A(\xi + \pi) = -m_A(\xi) \text{ ve } m_B(\xi + \pi) = -m_B(\xi) \quad (3.25)$$

$$q_A(\xi + \pi) = -q_A(\xi) \text{ ve } q_B(\xi + \pi) = -q_B(\xi) \quad (3.26)$$

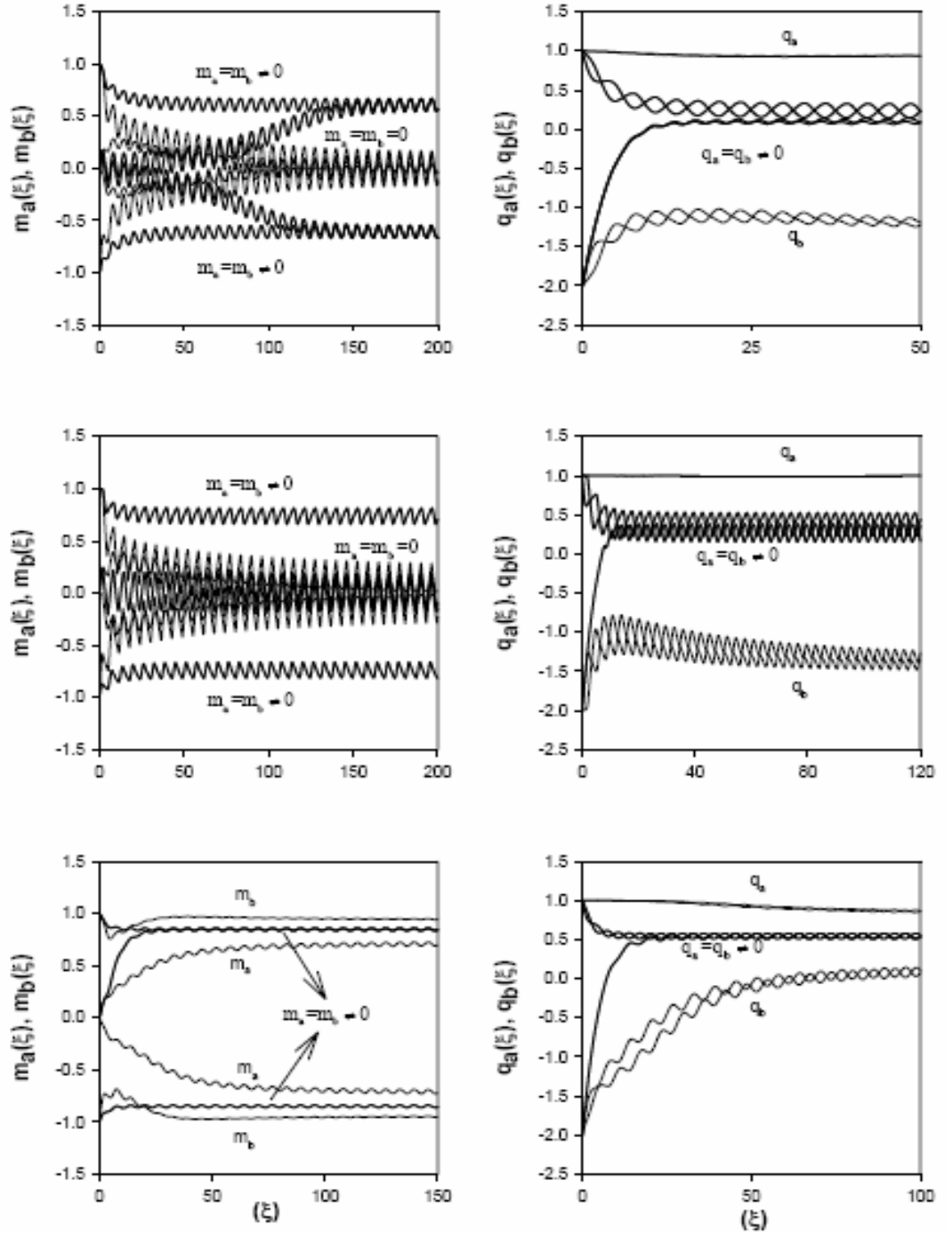
Denklem (3.25) ve (3.26) için birinci tip çözüm, simetrik çözüm olarak adlandırılır ve düzensiz duruma veya düzensiz faza karşılık gelir. Bu çözümde, alt örgü mıknatıslanmaları m_A ve m_B birbirine eşittir ($m_A = m_B$), m_A ve m_B sıfır değeri civarında salınır ve dış manyetik alana uyum gösterir. Diğer taraftan, kuadrupol düzen parametreleri de q_A ve q_B birbirine eşit ($q_A = q_B$) ve sıfırdan farklı bir değer etrafında salınır ve sıcaklık sonsuza gittiğinde $q = 3 \langle S_k^2 \rangle - 2$ tanımından sıfır değeri civarında salınır. İkinci tip çözümü denklem (3.25) ve (3.26)'e uymaz ve simetrik olmayan çözüm olarak adlandırılır ki bu çözüm ferromanyetik çözüme karşılık gelir. Bu çözümde, m_A ve m_B birbirine eşit ($m_A = m_B$), ve alt örgü kuadrupol momentler de birbirine eşittir ($q_A = q_B$) ve sıfırdan farklı bir değerde salınırlar. Bu durumda, mıknatıslanma ve kuadrupol düzen parametreleri dış manyetik alanı takip etmezler, sıfır değerinde salınmak yerine sıfırdan farklı bir değerde salınırlar, yani m_A ve $m_B \pm 1$ civarında salınırsa bu simetrik olmayan çözüm ferromanyetik faza karşılık gelir. Üçüncü tip çözüm denklem (3.25)'e uyar ve denklem (3.26)'e uymaz ve antikuadrupol ya da staggered çözüm diye adlandırılır. Bu çözümde, m_A ve m_B birbirine eşit ($m_A = m_B$) ve sıfır değeri etrafında salınırlar ve dış manyetik alana uyarlar. Diğer taraftan, q_A ve q_B birbirine eşit değildir ve dış manyetik alana uymayarak sıfırdan farklı bir değer etrafında salınırlar. Dördüncü tip çözüm ise (3.25) ve (3.26)'e uymaz ve yine simetrik olmayan çözüm olarak adlandırılır, bu çözüm ferrimanyetik (i) çözüme karşılık gelir. Bunun nedeni ise, m_A ve m_B birbirine eşit değildir ($m_A \neq m_B$) ve sıfırdan farklı bir değer civarında salınırlar. Diğer taraftan, kuadrupol düzen parametreleri q_A ve q_B birbirine eşit değildir ($q_A \neq q_B$) ve sıfırdan farklı bir değer civarında salınırlar. Bu durumda mıknatıslanma ve kuadrupol düzen parametreleri dış manyetik alana uymazlar. Bu gerçekler açık bir şekilde (3.25) ve (3.26) ile verilen dinamik denklemlerin nümerik olarak çözülmesiyle görülür. (3.25) ve (3.26) numaralı denklemler, verilen parametreler ve başlangıç değerleri için Adams-Moulton kestirme ve düzeltme yöntemi kullanılarak çözüldü ve çözümler Şekil 3.1 ve Şekil 3.2 de gösterildi. Bu şekillerde yedi farklı çözüm görülmektedir. Sistemde, d, f fazları ile birlikte beş tane bir arada var olan faz mevcuttur. Bir arada var olan çözümler, f ve d çözümlerin bir arada bulunduğu f + d karma fazı, a ve d çözümlerin bir arada bulunduğu a + d karma fazı, f ve a çözümlerin bir arada bulunduğu f + a karma fazı, f, a ve d çözümlerin bir arada bulunduğu f + a + d karma fazı, f ve i çözümlerin bir arada bu-

lunduğu $f + i$ fazlarıdır. Şekil 3.1(a)'da yalnızca simetrik çözüm elde edildi ve bundan dolayı sadece düzensiz (d) çözüm vardır. m_A ve m_B sıfır değeri etrafında salınmakta ve alt örgü kuadropol momentler de birbirine eşittir ($q_A = q_B$) ve sıfırdan farklı bir değerde salınırlar. Bu, d fazına karşılık gelmektedir. Şekil 3.1(b)'de yalnızca simetrik olmayan çözüm bulunmaktadır ve m_A ve m_B birbirine eşit ve ± 1 değer etrafında salınmakta ve q_A ve q_B sıfırdan farklı bir değer etrafında salınmaktadır. Bundan dolayı sadece ferromanyetik (f) çözüm vardır. Bu çözümler başlangıç değerlerine bağlı değildir. Şekil 3.1(c)'de m_A ve m_B başlangıç değerlerine göre ya birbirine eşit ve sıfırdan farklı bir değer etrafında salınmakta ya da birbirine eşit ve sıfır etrafında salınmaktadır. m_A ve m_B sıfır etrafında salınırken q_A ve q_B birbirlerinden eşit ve sıfırdan farklı bir değer etrafında salınmaktadır. Buradan sistemde $f + d$ karma fazı olduğu anlaşılmaktadır. Şekil 3.1(d)'de m_A ve m_B sıfır etrafında salınırken q_A ve q_B başlangıç değerlerine göre ya birbirine eşit ve sıfırdan farklı bir değer etrafında salınmakta ya da birbirinden farklı ve yine sıfırdan farklı değer etrafında salınmaktadır, yani sistemde $a + d$ karma fazı mevcuttur. Şekil 3.2(a)'da m_A ve m_B başlangıç değerlerine göre ya birbirine eşit ve sıfırdan farklı bir değer etrafında salınmakta ya da birbirine eşit ve sıfır etrafında salınmaktadır. m_A ve m_B sıfır etrafında salınırken q_A ve q_B birbirlerinden ve sıfırdan farklı bir değer etrafında salınmaktadır. Böylece sistemde $f + a$ karma fazı olduğu Şekil 3.2(a)'dan kolaylıkla görülmektedir. Şekil 3.2(b), Şekil 3.2(a)'ya benzer fakat burada $f + a + d$ fazları mevcuttur. Şekil 3.2(c)'de ise m_A ve m_B başlangıç değerlerine göre ya birbirine eşit ve sıfırdan farklı bir değer etrafında salınmakta ya da birbirinden farklı ve yine sıfırdan farklı değer etrafında salınmaktadır. Bunun anlamı ise sistemde $f + i$ karma fazı bulunmaktadır. Şekil 3.1(a) ve (b)'de ki çözümler başlangıç değerlerine bağlı değil iken, Şekil 3.1(c) ve (d) ile Şekil 3.2'de ki çözümler başlangıç değerlerine bağlıdır.



Şekil 3.1.

İki alt örgülü izotropik spin-1 BEG modeli için alt örgü mıknatıslanmalarının ve alt örgü kuadrupol momentlerin zamanla değişimi. **a)** Sistemde sadece düzensiz (d) faz mevcuttur, ($k = -0.1$, $h = 1$, $T = 0.625$). **b)** Sistemde sadece ferromanyetik (f) faz mevcuttur, ($k = -0.1$, $h = 0.125$, $T = 0.25$). **c)** Sistemde hem ferromanyetik (f) faz hem de düzensiz (d) faz mevcuttur, ($k = -0.1$, $h = 0.75$, $T = 0.125$). **d)** Sistemde hem antikuadrupolar (a) faz hem de düzensiz (d) faz mevcuttur, ($k = -0.3$, $h = 1.25$, $T = 0.25$).



Şekil 3.2.

İki alt örgülü izotropik spin-1 BEG modeli için alt örgü mıknatıslanmalarının ve alt örgü kuadrupol momentlerin zamanla değişimi. **a)** Sistemde hem ferromanyetik (f) faz hem de antikuadrupolar (a) faz mevcuttur, ($k = -0.3$, $h = 0.5$, $T = 0.375$). **b)** Sistemde ferromanyetik (f) faz, antikuadrupolar (a) faz hem de düzensiz (d) faz mevcuttur, ($k = -0.25$, $h = 0.7$, $T = 0.125$). **c)** Sistemde hem ferromanyetik (f) faz hem de ferrimanyetik (i) faz mevcuttur, ($k = -0.3$, $h = 0.125$, $T = 0.2$).

Yukarıdaki şekillere bakıldığında sistemde yedi farklı faz mevcut olduğu görülmektedir. Bu fazlar, sırasıyla d, f, f + d, a + d, f + a, f + a + d ve f + i, fazlarıdır. Bu yedi fazın arasındaki dinamik faz sınırlarını belirleyebilmemiz için, dinamik faz geçiş noktalarını hesaplamalı ve daha sonra bu noktalar kullanılarak sistemin dinamik faz diyagramları sunulabilir. Dinamik faz geçiş sıcaklıkları (DFG), bir periyot başına ortalama düzen parametrelerinin ya da dinamik düzen parametrelerinin davranışının indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak incelenmesiyle elde edilecektir.

Dinamik düzen parametreleri, dinamik alt örgü mıknatıslanmaları (M_A , M_B) ve dinamik alt örgü kuadrupol momentleri (Q_A , Q_B)

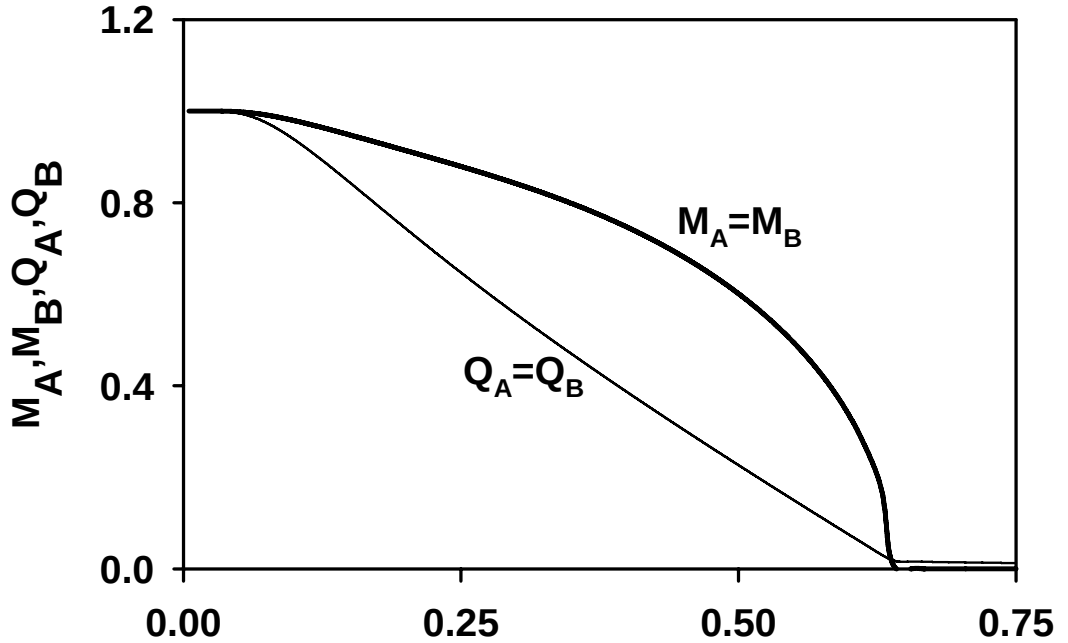
$$M_A = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} m_A(\xi) d\xi, \quad M_B = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} m_B(\xi) d\xi, \quad (3.27)$$

ve

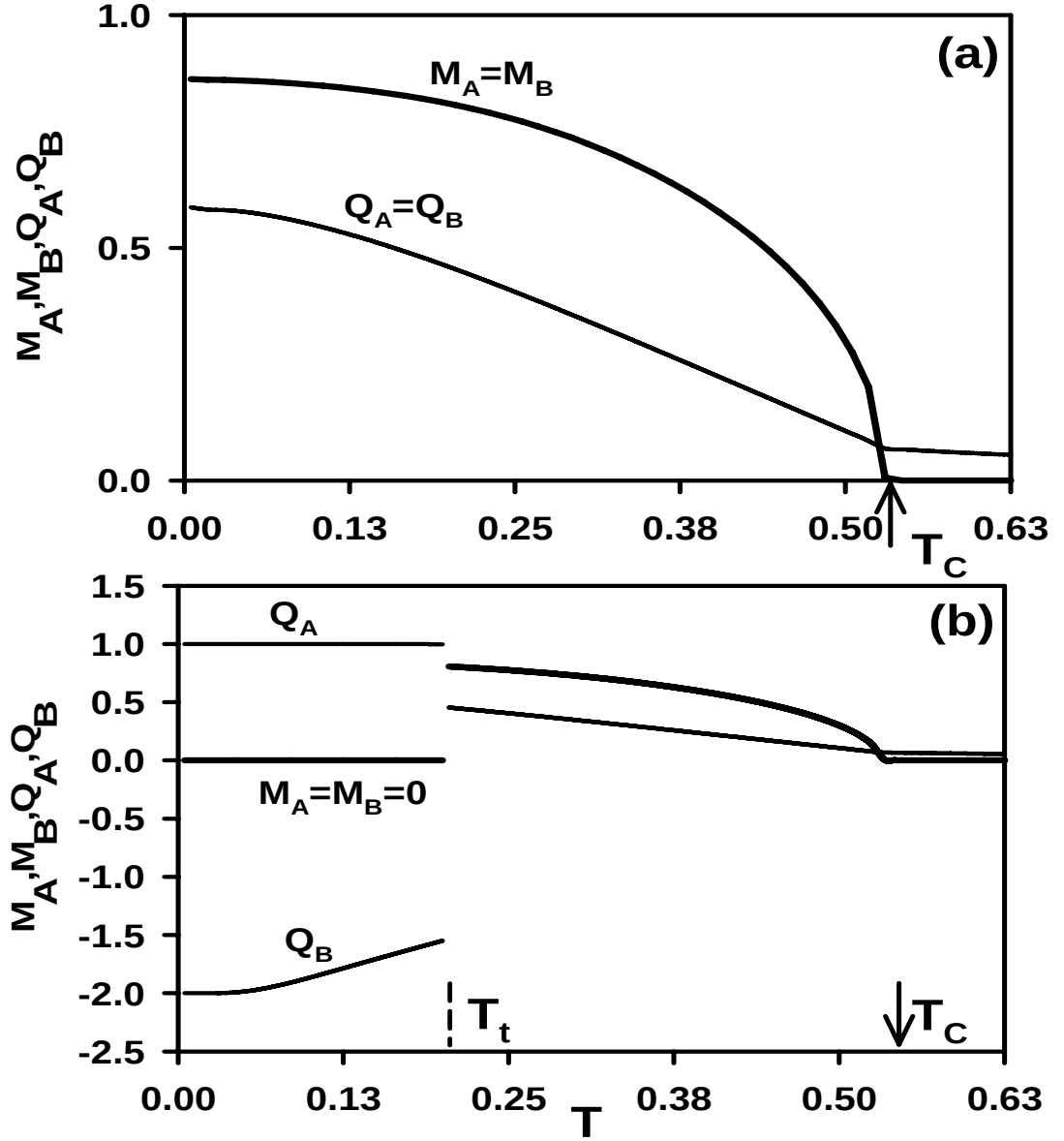
$$Q_A = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} q_A(\xi) d\xi, \quad Q_B = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} q_B(\xi) d\xi. \quad (3.28)$$

formülleri ile tanımlanır. M_A , M_B , Q_A ve Q_B 'nin davranışı, h ve k 'nın bir kaç değeri için indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak, Romberg integrasyon yöntemi ile Adams-Moulton kestirme ve düzeltme gibi nümerik metodların birleştirilmesiyle incelendi. Yedi faz arasındaki dinamik faz sınırlarının ve dinamik faz geçiş noktalarının nasıl hesaplandığını ve dinamik faz sınırların nasıl elde edildiği Şekil 3.3 ve Şekil 3.4'de gösterilmiştir. Bu şekillerde kalın çizgi M_A ve M_B 'yi, ince çizgi Q_A ve Q_B 'yi temsil etmektedir. T_t ve T_C , sırasıyla M_A ve M_B , Q_A ve Q_B için birinci- derece ve ikinci- derece faz geçiş (yada kritik) sıcaklıklarını, T_{CQ} ise yalnızca Q_A ve Q_B için ikinci- derece faz geçiş sıcaklığını göstermektedir. Şekil 3.3, $k = -0.17$ ve $h = 0.25$ için M_A , M_B , Q_A ve Q_B 'nin davranışlarını indirgenmiş sıcaklığın bir fonksiyonu olarak göstermektedir. Bu şekilde, sıfır sıcaklıkta $M_A = M_B = 1$ ve $Q_A = Q_B = 1$ değerindedir ve düzen parametreleri indirgenmiş sıcaklık artarken sürekli olarak sıfıra azalmaktadır, bundan dolayı $T_C = 0.614$ 'de ikinci- derece faz geçişi meydana gelmektedir. Diğer taraftan, Q_A ve Q_B birbirine eşit olarak T_C sıcaklığına kadar azalmakta ve T_C sıcaklığında keskin dönüş yaptıktan sonra indirgenmiş sıcaklık artarken sıfıra azalmakta ve son olarak sıcaklık sonsuza giderken sıfır olmaktadır. Bu durumda, dinamik faz geçişi f fazından d fazına

olmaktadır ve çözüm M_A , M_B , Q_A ve Q_B 'nin başlangıç değerlerine bağlı değildir. Şekil 3.4, iki farklı başlangıç değeri için, $k = -0.25$ ve $h = 0.5$ değerleri için M_A ve M_B , Q_A ve Q_B 'nin sıcaklıkla değişimlerini göstermektedir. Şekil 3.4(a) için başlangıç değerleri $M_A = M_B = 1$ ve $Q_A = Q_B = 1$ ve Şekil 3.4(b) için başlangıç değerleri $M_A = 1$, $M_B = 0$ and $Q_A = 1$, $Q_B = -2$ dir. Şekil 3.4(a), Şekil 3.3'e benzerdir. $M_A = M_B$ ve $Q_A = Q_B$, indirgenmiş sıcaklık artarken sıfıra doğru sürekli olarak azalmakta ve böylece $T_C = 0.503$ sıcaklığında ikinci- derece faz geçişi meydana gelmektedir. Şekil 3.4(b)'de, sistem peşpeşe iki faz geçişi geçirmektedir. Bu geçişlerin birincisi a fazından ($M_A = M_B = 0$ ve $Q_A \neq Q_B \neq 0$) f fazına birinci- derece faz geçişi ($T_t = 0.205$) meydana gelmektedir, ikincisi ise f fazından d fazına ($M_A = M_B = 0$ ve $Q_A = Q_B \neq 0$) $T_C = 0.503$ sıcaklığında ikinci- derece faz geçişi meydana gelmektedir. Şekil 3.4(a) ve 3.4(b)'den sistemde T_t sıcaklığına kadar f+a karma fazının, T_t ve T_C sıcaklıkları arasında f fazının, T_C sıcaklığından sonra d fazının olduğu kolaylıkla görülebilir ve bu gerçekler Şekil 3.5(d) faz diyagramında $h=0.5$ için açıkça görülebilir.



Şekil 3.3. Dinamik mıknatıslanmaların, M_A ve M_B , (kalın çizgi) ve dinamik kuadrupol momentlerin, Q_A ve Q_B , (ince çizgi) indirgenmiş sıcaklığa bağlı olarak davranışları. Sistemde ikinci- derece faz geçişi meydana gelmektedir, ($T_C = 0.614$), ($k = -0.17$ ve $h = 0.25$).



Şekil 3.4. Dinamik mıknatıslanmaların, M_A ve M_B , (kalın çizgi) ve dinamik kuadropol momentlerin, Q_A ve Q_B , (ince çizgi) indirgenmiş sıcaklığa bağlı olarak davranışları, ($k = -0.25$ ve $h = 0.5$). **a)** Şekil 3.3 ile aynı fakat $T_C = 0.503$. **b)** Birbirini takip eden iki faz geçişi meydana gelmektedir. Birincisi a fazından f fazına ($T_t = 0.205$), ikincisi f fazından d fazına ikinci- derece faz geçişi ($T_C = 0.503$).

3.3. Dinamik Faz Diyagramları

Dinamik faz geçiş noktalarını elde ettikten sonra sistemin dinamik faz diyagramlarını (T, h) düzleminde elde edebiliriz. İndirgenmiş bikuadratik etkileşme parametresinin itici olduğu yani $k < 0$ durumları için elde edilen yedi temel faz diyagramı Şekil 3.5(a)-(g)'de gösterilmiştir. Bu şekillerde sürekli ve kesik çizgiler sırasıyla ikinci- derece ve birinci- derece faz geçiş çizgilerini göstermektedir. Faz diyagramlarında, içi dolu küreler dinamik üçlükritik noktayı, B çift kritik son noktayı, Z dinamik sıfır-sıcaklık kritik noktayı, E dinamik kritik sonlu noktayı, P dinamik beşli noktayı ve A dinamik çoklu kritik noktayı, göstermektedir. Bu kesimde, indirgenmiş bikuadratik etkileşim parametresinin (k) çeşitli değerleri için (T, h) düzleminde faz diyagramları sunulacak ve sistemin k parametresine bağlılığı incelenecektir.

i-) $k = -0.1$ için (T, h) düzleminde faz diyagramı Şekil 3.5(a) gösterilmiştir. Bu faz diyagramında, yüksek indirgenmiş sıcaklıkta (T) ve yüksek indirgenmiş manyetik alan genliğinde (h), düzensiz (d) faz mevcuttur, h ve T ' nin düşük değerlerinde ise çözümler ferromanyetik (f) faz gözlenmektedir. Bu iki bölge arasındaki dinamik faz sınırı, f ve d , ikinci- derece faz geçiş çizgisidir. İndirgenmiş sıcaklığın düşük ve indirgenmiş manyetik alan genliğinin belirli değerlerinde f ve d fazının birlikte bulunduğu $f + d$ karma fazı bulunmaktadır. $f + d$ karma fazı, f fazı ve d fazından birinci- derece faz geçiş çizgisiyle ayrılmıştır. Sistem aynı zamanda her iki birinci- derece faz geçiş çizgisini birleştiren ve birinci- dereceden ikinci- dereceye faz geçişini gösteren yalnızca bir dinamik üçlükritik nokta sergilemektedir. Bu faz diyagramının benzeri, kinetik spin-1/2 [56], spin-1 [66, 91], spin-3/2 [67, 68] (bu çalışmalarda f fazı yerine $f_{3/2}$ fazı gelmektedir) ve spin-2 [84, 85] (bu çalışmalarda f fazı yerine f_2 fazı gelmektedir) Ising sistemlerinde elde edilmiştir. Ayrıca bu faz diyagramı karma spin $(1/2, 1)$ [90] ve $(1, 3/2)$ [89] Ising sistemlerinde de elde edilmiştir. Yalnız bu çalışmalarda f fazı yerine i fazı gelmektedir.

ii-) $k = -0.14$ için (T, h) düzleminde faz diyagramı Şekil 3.5(b)'de sunulmuştur. Sistemde bir adet üçlükritik nokta, bir adet çift kritik son nokta (B) ve bir adet dinamik sıfır-sıcaklık kritik nokta (Z) vardır. Bu faz diyagramında, iki temel faz f , d ve üç adette bir arada faz bölgesi $f+d$, $a+d$, $f+a+d$ bulunmaktadır. Bu fazlar arasındaki faz sınırları, f

ile $f + d$, $f + d$ ile $f + a + d$, $f + a + d$ ile d ve $f + d$ ile d fazları birbirinden birinci- derece, f ile d fazında ikinci -derece dinamik faz sınırıyla ayrılmıştır.

iii-) Şekil 3.5(c), $k = -0.17$ değerinde elde edilen dinamik faz diyagramlarını göstermektedir. Bu faz diyagramı Şekil 3.7(b)'ye benzemektedir, fakat T 'nin düşük değerlerinde ve h 'nin belirli değerlerinde $f + i$ karma fazı oluşmaktadır. $f + i$ karma fazı ile f fazı arasındaki dinamik faz sınırı ikinci- derece faz geçiş çizgisidir. Bu yüzden sistemde Şekil 3.5(b) den farklı olarak üç tane dinamik sıfır-sıcaklık kritik nokta (Z) mevcuttur.

iv-) $k = -0.25$ için (T , h) düzleminde faz diyagramı şekil 3.5(d) de verilmiştir. Sistemde f ve d fazları ile birlikte dört tane bir arada var olan faz, $f + i$, $f + a$, $f + a + d$ ve $a + d$ karma fazı bulunmaktadır. f ile d fazı, $a + d$ ile d fazı, $f + i$ ile f fazı ve $f + a$ ile $a + d$ fazı arasındaki dinamik faz sınırları ikinci- derece faz geçiş çizgileri olup, diğer tüm fazlar arasındaki sınırlar birinci- derece faz geçiş çizgileridir. Sistemde bir dinamik üçlükritik nokta, birlikte iki tane dinamik sıfır-sıcaklık kritik nokta (Z), bir tane dinamik kritik sonlu nokta (E) ve bir tane de dinamik multikritik nokta (A) vardır.

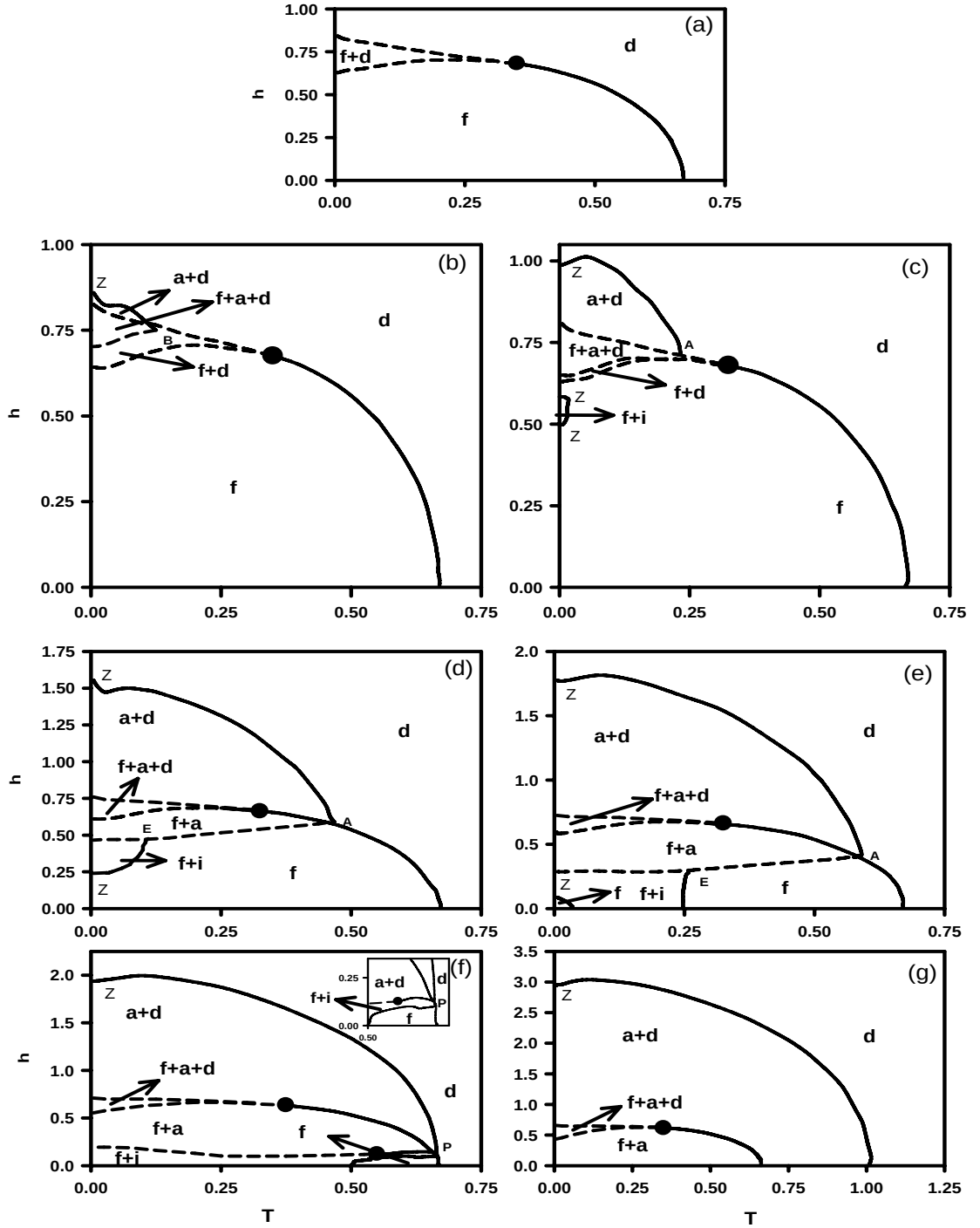
v-) Şekil 3.5(e)'de görülen faz diyagramı $k = -0.30$ değeri için elde edilmiştir. Elde edilen bu şekil, Şekil 3.5(d)'ye benzerdir fakat bir kaç farklılık vardır. (1) T 'nin düşük değerlerinde meydana gelen $i + d$ karma fazı büyümüştür. (2) T ve h 'nin küçük değerlerinde f fazı oluşmuştur. Oluşan bu f fazı ile $f + i$ karma fazı arasında dinamik faz sınırı ikinci- derece faz geçiş çizgisidir.

vi-) $k = -0.33$ değeri için elde edilen faz diyagramı Şekil 3.5(f)'de sunulmuştur. Bu faz diyagramı Şekil 3.5(e)'ye benzer fakat Şekil 3.5(e)'den farklı olarak indirgenmiş sıcaklığın ve indirgenmiş manyetik alan genliğinin küçük değerlerinde oluşan f fazı kaybolmuştur ve sistemde bulunan diğer f faz bölgesi küçülmüştür. Diğer taraftan, $f + i$ ve $f + a$ karma fazları arasında faz sınırları T nin yüksek değerlerinde ikinci- derece ve t nin düşük değerlerinde birinci- derece faz geçişi oluşmakta ve böylece sistemde dinamik üçlükritik nokta meydana gelmektedir. Bunun yanı sıra sistemde bir tane dinamik sıfır-sıcaklık kritik nokta (Z) ve bir tane dinamik beşli nokta (P) mevcuttur.

vii-) Şekil 3.5(g)'de sunulan faz diyagramı $k = -0.50$ değeri için elde edilmiştir. Şekil 3.5(g), Şekil 3.5(f)'ye benzemekle beraber bir kaç değişiklik vardır. $f + i$ karma

fazı ve f fazı kaybolmuştur. Bu faz diyagramında $f+a$ ile $a+d$ ve $a+d$ karma fazları ile d fazı arasındaki dinamik faz sınırları ikinci- derece faz geçiş çizgileri olup, diğer tüm faz sınırları ise birinci- derece faz geçiş çizgileridir.

Şekil 3.5.(b)-(g)' deki dinamik faz diyagramları spin-1 BEG [91] çalışmasında da elde edilmiştir.



Şekil 3.5. İki alt örgülü izotropik spin-1 BEG modelinin (T, h) düzleminde dinamik faz diyagramları. Sistemde düzensiz (d), ferromanyetik (f) ve beş karma faz bölgesi mevcuttur, bunlar $f+d$, $a+d$, $f+a+d$, $f+i$ ve $f+a$ karma fazlarıdır. Kesikli ve sürekli çizgiler sırasıyla birinci- derece ve ikinci- derece faz geçiş çizgilerini ve içi dolu daireler dinamik üçlükritik noktayı, B çift kritik son nokta, Z dinamik sıfır sıcaklık kritik noktayı, E dinamik kritik sonlu noktayı, P dinamik beşli noktayı ve A dinamik çoklu kritik noktayı, göstermektedir. (a) $k = -0.10$, (b) $k = -0.14$, (c) $k = -0.17$, (d) $k = -0.25$, (e) $k = -0.30$, (f) $k = -0.33$ (g) $k = -0.50$.

4. BÖLÜM

SONUÇ VE TARTIŞMA

Bu tez çalışmasında, zamana bağlı salınımlı dış manyetik alanın varlığında keyfi bilineer (J) ve bikuadratik (K) etkileşme Hamiltonyenli kinetik spin-1 Ising modelinin, izotropik spin-1 BEG modeli diye de adlandırılır, kararlı çözümleri tek ve iki alt örgülü durumları için ortalama-alan yaklaşımı ile incelendi. Ortalama-alan dinamik denklemleri elde etmek için Glauber-tipi stokastik dinamik kullanıldı.

Tek alt örgülü kinetik izotropik spin-1 BEG sistemde varolan fazları elde etmek için, ilk olarak Adams-Moulton kestirme düzeltme yöntemi kullanılmasıyla ortalama mıknatıslanmanın ve ortalama kuadropol momentin zamana bağlı olarak davranışları incelendi. Sistemde, düzensiz (d) ve ferromanyetik (f) olmak üzere iki temel faz ile bu fazların bir arada bulunduğu üç adet karma faz, bunlar f ve d fazlarının bir arada olduğu $f+d$ karma fazı, f ve f_q fazlarının bir arada olduğu $f+f_q$ karma fazı ve d fazlarının bir arada olduğu f_q+d karma fazı, bulundu. Daha sonra, indirgenmiş bikuadratik etkileşme parametresinin ($k=K/J$) farklı değerleri için dinamik mıknatıslanmanın ve kuadropolün, yani dinamik düzen parametrelerinin, sıcaklığa göre davranışları Adams- Moulton kestirme düzeltme yöntemi ve Romberg integrasyon yöntemi kullanılarak incelendi ve sonuçta; dinamik faz geçiş sıcaklıkları tespit edildi ve dinamik faz geçişlerinin doğası (sürekli ve kesikli, yani birinci- ve ikinci- derece faz geçişleri) karakterize edildi. Lyapunov üstelleri de hesaplanarak çözümlerin kararlılığı ve dinamik faz geçiş noktalarının doğru ve eksiksiz bulunduğu kontrol edildi. Dinamik faz geçiş noktalarından kullanılarak sistemin dinamik faz diyagramları, indirgenmiş bikuadratik etkileşme parametresinin (k) farklı değerleri için (T, h) düzleminde ve indirgenmiş dış manyetik alan genliğinin (h) farklı değerleri için (k, T) düzleminde elde edildi. (T, h) düzleminde altı ve (k, T) düzleminde beş adet temel

dinamik faz diyagramı elde edildi. Sistemde d ve f temel fazları ile bu fazların bir arada olduğu $f+d$, $f+fq$ ve $fq+d$ karma fazları da elde edildi. Ayrıca, (T, h) düzlemindeki dinamik faz diyagramları, dinamik üçlükritik nokta, dinamik üçlü nokta (TP) ve dinamik dörtlü nokta (QP)'yi ve (k, T) düzlemindeki dinamik faz diyagramları, dinamik üçlükritik nokta, dinamik dörtlü nokta (QP) ve dinamik çift kritik son nokta (B)'yi de içerdiği görüldü.

Tek alt örgülü çalışmada (T, h) ve (k, T) düzlemlerinde elde edilen dinamik faz diyagramlarının bir kısmı daha önce yapılan çalışmalarda elde edilmesine karşın bir kısmı şu ana kadar yapılan çalışmalarda elde edilmemiştir. (T, h) düzleminde elde edilen dinamik faz diyagramlarından, Şekil 2.7.(a)'daki faz diyagramı tek spin Ising sistemlerinde [66, 83-85] (Kaynak 66 ve 84' de verilen çalışmalarda, $f + fq$ karma fazı yerine sırasıyla $f + p$ ve $f_2 + p$ karma fazları gelmektedir) ve karma spin [86, 89, 90] (Kaynak 86 ve 89' da verilen çalışmalarda f ve fq fazlarının yerine sırasıyla i ve a fazları, Kaynak 90 ile verilen çalışmada $f + fq$ karma fazı yerine $i + p$ karma fazı gelmektedir) elde edilmiştir. Şekil 2.7.(b), 2.7.(c) [83] ve Şekil 2.7.(f) 'deki [83, 85] (Kaynak 85 ile verilen çalışmada f fazı yerine f_2 fazı gelmektedir) faz diyagramlarının benzerleri daha önce yapılan çalışmalarda elde edilmesine rağmen 2.7.(d) ve 2.7.(e)' deki diğer iki dinamik faz diyagramı ilk kez bu sistemde elde edilmiştir. (k, T) düzleminde elde edilen dinamik faz diyagramlarından sadece Şekil 2.8.(a) ve 2.8.(c) önceki çalışmalarda elde edilmemiştir. Şekil 2.8.(b), 2.8.(d)'de [87, 92] (Kaynak 92 ile verilen çalışmada f fazı yerine $f_{3/2}$ fazı gelmektedir) ve Şekil 2.8.(e)'de [87, 89, 92] (Kaynak 89 da verilen çalışmada f ve fq fazlarının yerine sırasıyla i ve a fazları, Kaynak 92 de verilen çalışmada f fazı yerine $f_{3/2}$ fazı gelmektedir) elde edilen faz diyagramları daha önce yapılan çalışmalarda elde edilmiştir.

İki alt örgülü, itici ($K < 0$) bikuadratik etkileşme parametreli, kinetik izotropik spin-1 BEG sisteminde mevcut olan fazları elde etmek için, ilk olarak ortalama mıknatıslanmaların ve ortalama kuadrupol momentlerin zamana bağlı olarak davranışları, Adams- Moulton kestirme düzeltme yöntemi kullanılmasıyla incelendi ve sistemde düzensiz (d) ve ferromanyetik (f) olmak üzere iki temel faz ve bu fazların birarada bulunduğu beş adet karma faz, bunlar $f + d$, $a + d$, $f + a$, $f + a + d$ ve $f + i$ karma fazlarıdır. Daha sonra, indirgenmiş bikuadratik etkileşme parametresinin (k) farklı değerleri için dinamik

mıknatıslanma ve kuadropol düzen parametrelerinin, sıcaklığın bir fonksiyonu olarak davranışları Adams- Moulton kestirme düzeltme yöntemi ve Romberg integrasyon yöntemi kullanılarak incelenerek dinamik faz geçiş sıcaklıkları tespit edildi ve dinamik faz geçişlerinin doğası (sürekli ve kesikli) karakterize edildi. Dinamik faz geçiş sıcaklıkları kullanılarak sistemin dinamik faz diyagramları, indirgenmiş bikuadratik etkileşme parametresinin (k) farklı değerleri için (T , h) düzleminde elde edildi. (T , h) düzleminde yedi farklı temel dinamik faz diyagramı elde edildi. Sistemde d ve f temel fazları ile bu fazların bir arada olduğu $f + d$, $a + d$, $f + a$, $f + a + d$ ve $f + i$ karma fazlarında elde edildi. Ayrıca dinamik faz diyagramlarında, dinamik üçlükritik nokta, dinamik double kritik sonlu nokta (Z), dinamik kritik sonlu nokta (E), dinamik beşli nokta (P) ve dinamik çoklu kritik nokta (A) elde edildi. Hem tek alt örgülü hemde iki alt örgülü kinetik izotropik spin-1 BEG sistemlerinin dinamik faz diyagramları incelendiğinde, sistemlerin davranışının kuvvetli bir şekilde indirgenmiş bikuadratik etkileşme parametresine (k) bağlı olduğu görülmektedir.

Diğer taraftan iki alt örgülü çalışmada (T , h) düzlemlerinde elde edilen dinamik faz diyagramlarından Şekil 3.5.(a)'daki faz diyagramı daha önce kinetik spin-1/2 [56], spin-1 [66, 91], spin-3/2 [67, 68] (bu çalışmalarda f fazı yerine $f_{3/2}$ fazı gelmektedir) ve spin-2 [84, 85] (bu çalışmalarda f fazı yerine f_2 fazı gelmektedir) Ising sistemlerinde elde edilmiştir. Ayrıca bu faz diyagramı karma spin ($1/2$, 1) [90] ve (1 , $3/2$) [89] Ising sistemlerinde de elde edilmiştir. Yalnız bu çalışmalarda f fazı yerine i fazı gelmektedir. Elde edilen diğer bütün dinamik faz diyagramları bu çalışma dışında sadece spin-1 BEG [91] çalışmasında elde edilmiştir.

Son olarak, belirtmek gerekir ki, ortalama- alan yaklaşımının eksikliğinden dolayı bazı birinci-dereceden faz geçiş sıcaklıkları ve özel noktalar yapay birinci-dereceden faz geçiş sıcaklıkları ve yapay özel noktalar olabilir. Bu yüzden sistem Dinamik Monte Carlo (DMC) simülasyonları ile daha kesin olarak incelenebilir. Biz bu çalışmanın, DMC hesaplamaları veya renormalizasyon grup (RG) teknikleri gibi daha kesin sonuç veren metotlarla yapılan çalışmalara bir temel oluşturacağı düşüncesindeyiz.

KAYNAKLAR

1. Ising, E., Beitrag zur Theorie des Ferromagnetismus, Z. Physik, 31, 253-258, 1925.
2. Onsager, L., Crystal statistics. I.A. Two-Dimensional Model with an order-disorder transition, Phys. Rev., 65, 117-149, 1944.
3. Krinsky, S., Mukamel, D., Spin-3/2 Ising Model for Tricritical Points in Ternary Fluid Mixtures, Phys. Rev. B, 11, 399-410, 1975; Krinsky, S., Mukamel, Global Phase Diagram for a Spin-3/2 Ising Model of Ternary Fluid Mixtures, Phys. Rev. B, 12, 211-215, 1975.
4. Sivardi re, J., Theory of Phase Transitions in Rare-Earth Vanadates, J. Phys. Rev. B 6, 4284-4293, 1972.
5. Gehring, G. A., Gehring K. A., Co-Operative Jahn-Teller Effects, Gehring Rep. Prog. Phys., 38, 1-89, 1975.
6. Blume, M., Theory of the first-order magnetic phase change in UO_2 , Phys. Rev., 141: 517-524, 1966.
7. Capel, H.W., On the possibility of first-order phase transitions in Ising systems of triplet ions with zero-field splitting, Physica, 32: 966-988, 1966.
8. Capel, H.W., On the possibility of first-order phase transitions in Ising systems of triplet ions with zero-field splitting, Physica, 37: 423-441, 1967.
9. Blume, M., Emery, V. J. R. B. Griffiths, Ising model for the λ transition and phase separation in $\text{He}^3\text{-He}^4$ mixtures, Phys. Rev. A, 4, 1071-1077, 1971.
10. Lajzerowicz, J., Sivardi re, J., Spin-1 lattice-gas model, I. Condensation and solidification of a simple fluid, Phys. Rev. A, 11, 2090-2100, 1975.
11. Hoston, W., Berker, A.N., Multicritical phase diagrams of the Blume-Emery-Griffiths model with repulsive biquadratic coupling, Phys. Rev. Lett., 67, 1027-1030, 1991.
12. Saito, Y., Spin-1 ferromagnetic Ising model: Bulk phase diagram for a binary alloy, J. Chem Phys., 74, 713, 1981; Borelli, M.E.S., Carneiro, C.E.I., Global mean-field phase diagram of the spin-1 Ising ferromagnet in a random crystal field, Physica A, 230, 249-258, 1996.
13. Careneiro, C.E.I., Henriques, S., Salinas, R., Renormalization group calculations for a spin-1 Ising model with bilinear and biquadratic Exchange interactions, J. Phys. A, 20, 189-197, 1987; Falicov, A., Berker, A.N., Tricritical and critical-endpoint phenomena under random bonds, Phys. Rev. Lett., 76, 4380-4383, 1996;

- Krinsky, S., Durman, D., Exact renormalization group exhibiting tricritical fixed point for a spin-one Ising model in one dimension, *Phys. Rev. B*, 11, 2602-2611, 1975; Benyoussef, A., Boccara, N., El Bouziani, M., Real-space renormalization-group investigation of the three dimensional semi-infinite Blume-Emery-Griffiths model, *Phys. Rev. B*, 34, 7775-7783, 1986; Lopatnikova, A., Berker, A.N., Renormalization-group study of superfluidity and phase separation of helium mixtures immersed in a disordered porous medium, *Phys. Rev. B*, 56, 11865-11871, 1997.
14. Hoston, W., Berker, A.N., Dimensionality effects on the multicritical phase diagrams of the Blume-Emery-Griffiths model with repulsive biquadratic coupling: Mean-Field and renormalization group studies, *J. Appl. Phys.*, 70, 6101, 1991.
 15. Netz, R. R., Berker, A.N., Renormalization-group theory of an internal critical-end-point structure: The Blume-Emery-Griffiths model with biquadratic repulsion, *Phys. Rev. B*, 47, 15019-15022, 1993.
 16. Branco, N.S., Blume-Emery-Griffiths model on the square lattice with repulsive biquadratic coupling, *Physica A*, 232, 477-486, 1996.
 17. Bakchich, A., El Bouziani, M., Phase diagram of the three-dimensional semi-infinite Blume-Emery-Griffiths model, *Phys. Rev. B*, 56, 11155-11160, 1997.
 18. Tucker, J.W., The tri-critical point in the Blume-Emery-Griffiths model, *J. Phys.: Condens. Matter*, 1, 485-489, 1989; Tucker, J.W., The spin-one Ising model on a honeycomb lattice, *J. Appl. Phys.*, 69, 6164, 1991; Kaneyoshi, T., A new disordered phase and its physical contents of the Blume-Emery-Griffiths model, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 56, 4199-4202, 1987; Fittipaldi, I.P., Siqueira, A.F., New effective-field theory for the Blume-Emery-Griffiths model, *J. Magn. Magn. Mater.*, 54, 694-696, 1986; Fittipaldi, I.P., Kaneyoshi, T., Re-entrant behaviour of the anisotropic BEG model in the effective field approximation, *J. Phys.: Condens. Matter*, 1, 6513-6522, 1989; Tucker, J.W., Improved effective field treatment of the BEG model, *J. Magn. Magn. Mater.*, 80, 203-210, 1989; Tucker, J.W., Effective field theory of a quenched dilute spin-1 Ising model, *J. Magn. Magn. Mater.*, 104, 191-192, 1992.
 19. Lee, H.H., Landau, D.P., Phase transitions in an Ising model for monolayers of coadsorbed atoms, *Phys. Rev B*, 20, 2893-2900, 1979; Falicov, A., Berker, A.N.,

- Correlated Random-Chemical-Potential Model for the phase transitions of helium mixtures in porous media, *Phys. Rev. Lett.*, 74, 426-429, 1995; Tanaka, M., Kawabe, T., Spin-one Ising model with nearest-neighbour and next-nearest-neighbour interactions, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 52, 3325-3333, 1983.
20. Tanaka, M., Kawabe, T., Spin-one Ising model including biquadratic interaction with positive coupling constant, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 54, 2194-2203, 1985.
 21. Wang, Y.L., Lee, F., Kimel, J.D., Phase diagrams of the spin-1 Ising Blume-Emery-Griffiths model: Monte Carlo simulations, *Phys. Rev. B*, 36, 8945-8947, 1987.
 22. Keskin, M., Ekiz, C., Yalçın, O., Stable, metastable and unstable solutions of the Blume-Emery-Griffiths model, *Physica A*, 267, 392-405, 1999.
 23. Erdinç, A., Canko, O., Keskin, M., Multicritical behavior of the antiferromagnetic Blume-Emery-Griffiths model with the repulsive biquadratic coupling in an external magnetic field, *J. Magn. Magn. Mater.*, 301, 6-12, 2006.
 24. Ekiz, C., Keskin, M., Multicritical phase diagrams of the Blume-Emery-Griffiths model with repulsive biquadratic coupling including metastable phases, *Phys. Rev. B*, 66, 054105-1-054105-11, 2002.
 25. Buzano, C., Evangelista, L.R., Pelizzola, A., Phase transitions in a spin-1 Ising model with plaquette interaction on the square lattice, *Phys. Rev. B*, 53, 15063-15070, 1996.
 26. Buzano, C., Maritan, A., Pelizzola, A., A cluster variation approach to the random-anisotropy Blume-Emery-Griffiths model *J. Phys. Condens. Mater.*, 6, 327-338, 1994; Buzano, C., Pelizzola, A., Multicritical points and reentrant phenomenon in the BEG model. *Physica A*, 189, 333-347, 1992.
 27. Rosengren, A., Lapinskas, S., Phase diagram of the Blume-Emery-Griffiths model on the honeycomb lattice calculated by the cluster-variation method, *Phys. Rev. B*, 47, 2643-2647, 1993.
 28. Lapinskas, S., Rosengren, A., Blume-Emery-Griffiths model on three-dimensional lattices: Consequences for the antiferromagnetic Potts model, *Phys. Rev. B*, 49, 15190-15196, 1994.
 29. Grigelionis, G., Rosengren, A., Study of the Blume-Emery-Griffiths model on the triangular lattice by the cluster-variation-method, *Physica A*, 208, 287-299, 1994.

30. Tucker, J.W., Balcerzak, T., Gzik, M., Sukiennicki, A., Phase diagram of a spin-1 Ising magnetic bilayer by cluster-variational theory: Exact results for a BEG model on a Bethe lattice with five-fold coordination, *J. Magn. Magn. Mater.*, 187, 381-392, 1998.
31. Netz, R. R., New phases and multiple re-entrance of the Blume-Emery-Griffiths model with repulsive biquadratic coupling: Monte-Carlo renormalization group theory, *Europhys. Lett.*, 17, 373-377, 1992.
32. Takahashi, K., Tanaka, M., Spin-one Ising model with bilinear and biquadratic interactions, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 46, 1428-1433, 1979.
33. Goveas, N., Mukhopadhyay, G., Study of Blume-Emery-Griffiths model by a modified Bethe-Pierls method, *Physica Scripta*, 56, 661-666, 1997.
34. Koza, Z., Jasiukiewicz, C., Pekalski, A., Transfer matrix methods in the Blume-Emery-Griffiths model, *Physica A*, 164, 191-206, 1990; Buzano, C., Rios, P. D. L., Re-entrant behaviour in a highly anisotropic system, *Physica A*, 203, 640-654, 1994; Albayrak, E., Keskin, M., Phase diagram of the Blume-Emery-Griffiths model on the simple cubic lattice calculated linear chain approximation, *J. Magn. Magn. Mater.*, 203, 201-212, 2000.
35. Baran, O. R., Levitskii, R. R., Re-entrant transitions in the Blume-Emery-Griffiths model on a cubic lattice: The two-particle cluster approximation, *Phys. Rev. B*, 65, 172407-1-172407-4, 2002.
36. Chakraborty, K.G., Morita, T., Curie temperature of a spin-one bethe lattice, *Phys. Lett. A*, 105, 429-430, 1984; Horiguchi, T., A spin-one Ising model on a honeycomb lattice, *Phys. Lett. A*, 113, 425-428, 1986; Wu, F.Y., On Horiguchi's solution of the Blume-Emery-Griffiths model, *Phys. Lett. A*, 116, 245-246, 1986; Shankar, R., Solvable case of a spin-1 model in a magnetic field, *Phys. Lett. A*, 117, 365-366, 1986; Barry, J. H., Muttalib, K.A., $S=1$ kagomé Ising model with triquadratic interactions, single-ion anisotropy and magnetic field: exact phase diagrams, *Physica A*, 311, 507-526, 2002; Chakraborty, K. G., Tucker, J. W., A spin-one Ising model with single-ion anisotropy and biquadratic exchange on a bethe lattice, *J. Magn. Magn. Mater.*, 54, 1349-1350, 1986; Ananikan, N.S., Avakian, A. R., Sh. Izmailian, N., Phase diagrams and tricritical effects in the beg model, *Physica A*, 172, 391-404, 1991; Hu, C.K., Sh. Izmailian, N., Oganessian, K.B., Exact phase diagrams for an Ising model on a two-layer Bethe lattice,

- Phy. Rev. E, 59, 6489-6496, 1999; Sh. Izmailian, N., Chin. K. Hu, Exact spin-spin correlation functions of Bethe lattice Ising and BEG models in external fields Physica A, 254, 198-206, 1998.
37. Harris, E. A., Owen, J., Biquadratic Exchange Between Mn^{2+} Ions in MgO, Phys. Rev. Lett. 11, 9-10, 1963; D. S. Rodbell, I. S. Jacobs, J. Owen, E., A. Harris, Biquadratic Exchange and the Behavior of Some Antiferromagnetic Substances, *ibid.*, 11, 10-12, 1963.
 38. Allan, G. A. T., Betts, D. D., Spin One Exchange Interaction Model of Ferromagnetism, Proc. Phys. Phys. Soc., 91, 341-352, 1967; Brown, H. A., Heisenberg Ferromagnet with Biquadratic Exchange, Phys. Rev. B, 4, 115-121, 1971; Chen, H. H., Levy, P. M., High-Temperature Series Expansions for a Spin-1 Model of Ferromagnetism, Phys. Rev. B, 7, 4267-4284, 1973.
 39. Tanaka, M., Mannari, I., Phase Transitions of a Solvable Spin-One System with Bilinear and Biquadratic Interactions, J. Phys. Soc. Jpn., 41, 741-746, 1976.
 40. Chakraborty, K. G., Effective-Field Model for a Spin-1 Ising System with Dipolar and Quadrupolar Interactions, Phys. Rev. B, 29, 1454-1457, 1984; Siqueria, A. F., Fittipaldi, I. P., Critical Temperatures for a Spin-1 Ising Model with Dipolar and Quadrupolar Interactions, Phys. Rev. B, 31, 6092-6095, 1985; Chakraborty, K. G., The Reentrant Behaviour of the Spin-1 Ising Model in the Effective-Field Approximation, J. Phys. Condens. Matter 21, 2911-2915, 1988; Tucker, J. W., The Effective-Field Theory of the Isotropic Blume-Emery-Griffiths Model. J. Phys. C:Sol. State Phys., 21, 6215-6218, 1988.
 41. Keskin, M., Özgan, Ş., Stable, Metastable and Unstable Solution of a Spin-1 System Based on Free Energy Surfaces, Phys. Lett. A, 145, 340-342, 1990; Keskin, M., Arslan, H., Stable, Metastable and Unstable Solutions of a Spin-1 Ising System in the Presence of Magnetic Fields Due to the Dipole and Quadrupole Moments, J. Magn. Magn. Mater., 146, L247- L250, 1995.
 42. Laaboudi, B., Kerouad, M., The Isotropic Blume-Emery-Griffiths Model with Four Spin Interactions, J. Magn. Magn. Mater. 164, 128-132, 1996.
 43. Chakraborty, K. G., Morita, T., A Spin-One Ising Model on the Bethe Lattice, Physica A, 129, 415-422, 1985.
 44. Wang, Y.L., Wentworth, C., Phase diagrams of three-dimensional Blume-Emery-Griffiths model, J. Appl. Phys., 61, 4411, 1987

45. Akheyan, A.Z., Ananikian, N.S., Global Bethe lattice consideration of the spin-1 Ising model, *J. Phys. A*, 29, 721-731, 1996.
46. Rosengren, A., Haggkvist, R., Rigorous solution of a two-dimensional Blume-Emery-Griffiths model, *Phys. Rev. Lett.*, 63, 660 - 663 1989.
47. Keskin, M., Erdinç, A., Multicritical phase diagrams of the Blume-Emery-Griffiths model with repulsive biquadratic coupling including metastable phases: the pair approximation and the path probability method with pair distribution, *J. Magn. Magn. Mater.*, 283, 392-408, 2004.
48. Obokata, T., Time-Dependent One-Dimensional Ising Model with Spin $S=1$, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 26, 895-900, 1969.
49. Tanaka, M., Takahashi, K., Kinetic Ising Model with the Bilinear and Biquadratic Interactions, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 43, 1832-1838, 1977.
50. Keskin, M., Meijer, P. H. E., A Model for Quenching Via Hidden Variables; Non-Equilibrium Behaviour of a System with Two Long Range Order Parameters, *Physica A*, 122, 1-12, 1983; Keskin, M., A Model for Quenching Via Hidden Variables; Non-Equilibrium Behaviour of a System with Two Long Range Order Parameters. II. Influence of a Magnetic Field, *ibid.*, 135, 226-236, 1986; Keskin, M., Ari, M., Meijer, P. H. E., Stable, Metastable and Unstable Solutions of a Spin-1 Ising System Obtained by the Molecular-Field Approximation and the Path Probability Method, *ibid.*, 157, 1000-1017, 1989; Keskin, M., Stable, Metastable and Unstable Solutions of Spin-1 Ising System in the Presence of an External Magnetic Field, *Physica Scripta*, 47, 328-332, 1993; Keskin, M., Erdem, R., Dynamic Behavior of a Spin-1 Ising Model. I. Relaxation of Order Parameters and the 'Flatness' Property of Metastable States, *J. Stat. Phys.*, 89, 1035-1046, 1997.
- 51 Keskin, M., Meijer, P. H. E., Dynamics of a Spin-1 Model with the Pair Correlation, *J. Chem. Phys.*, 85, 7324-7333, 1986.
52. Erdem, R., Keskin, M., Theory of Relaxation Phenomena in a Spin-1 Ising System near the Second-Order Phase Transition Point, *Phys. Stat. Sol. (b)*, 225, 145-155, 2001; Erdem, R., Keskin, M., Dynamics of a Spin-1 Ising System in the Neighbourhood of the Equilibrium States, *Phys. Rev. E*, 64, 026102-1-026102-9, 2001; Erdem, R., Keskin, M., Effect of the off-diagonal Onsager Rate Coefficient on the Relaxation Times in a Spin-1 Ising System, *Phys. Lett., A* 297, 427-431, 2002.

53. Erdem, R., Keskin, M., Sound Attenuation in a Spin-1 Ising System near the Critical Temperature, *Phys. Lett. A*, 291, 159-164, 2001; Keskin, M., Erdem, R., Critical Behaviors of the Sound Attenuation in a Spin-1 Ising Model, *J. Chem. Phys.*, 118, 5947, 2003; Erdem, R., Keskin, M., Sound Dispersion in a Spin-1 Ising System near the Second-Order Phase Transition Point, *Phys. Lett. A*, 310, 74-79, 2003; Erdem, R., Keskin, M., On the Temperature Dependence of the Sound Attenuation Maximum as a Function of Frequency and Magnetic Field in a Spin-1 Ising Model near the Critical Region, *Phys. Lett. A*, 326, 27-31, 2004.
54. Özer, M., Erdem, R., Dynamics of Voltage-gated Ion Channels in Cell Membranes by the Path Probability Method, *Physica A*, 331, 51-60, 2004.
55. Glauber, R. J., Time-Dependent Statistics of the Ising Model, *J. Math. Phys.*, 4, 294-307, 1963.
56. Tomé, T., Oliveira, M.J., Dynamic phase transition in the kinetic Ising model under a time-dependent oscillating field, *Phys. Rev. A*, 41, 4251-4254, 1990.
57. Mendes, J. F. F., Lage, E. J. S., Dynamics of the Infinite Ranged Potts Model, *J. Stat. Phys.*, 64, 653-672, 1991.
58. Acharyya, M., Nonequilibrium Phase Transition in the Kinetic Ising Model: Critical Slowing down and the Specific-Heat Singularity, *Phys. Rev. E*, 56, 2407-2411, 1997; 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.
59. Sides, S. W., Rikvold, P. A., Novotny, M. A., Kinetic Ising Model in an Oscillating Field: Finite-Size Scaling at the Dynamic Phase Transition, *Phys. Rev. Lett.*, 81, 834-837, 1998; Sides, S. W., Rikvold, P. A., Novotny, M. A., Kinetic Ising Model in an Oscillating Field: Avrami Theory for the Hysteretic Response and Finite-Size Scaling for the Dynamic Phase Transition, *Phys. Rev. E*, 59, 2710-2729, 1999; Korniss, G., White, C. J., Rikvold, P. A., Novotny, M. A., Dynamic Phase Transition, Universality, and Finite-Size Scaling in the Two-Dimensional Kinetic Ising Model in an Oscillating Field, *Phys. Rev. E*, 63, 016120-1-016120-15, 2001; Korniss, G., Rikvold, P. A., Novotny, M. A. Absence of First-Order Transition and Tricritical Point in the

- Dynamic Phase Diagram of a Spatially Extended Bistable System in an Oscillating Field, *Phys. Rev. E*, 66, 056127-1-056127-12, 2002.
60. Chakrabarti, B. K., Acharyya, M., Dynamic Transitions and Hysteresis, *Rev. Mod. Phys.*, 71, 847-859, 1999.
 61. Godoy, M., Figueiredo, W., Kinetic Phase Transition in the Mixed-Spin Ising Model, *Braz. J. Phys.*, 34, 422-424, 2004.
 62. Krawiecki, A., Dynamical Phase Transition in the Ising Model on a Scale-Free Network, *Int. J. Mod. Phys. B*, 19, 4769-4776, 2005.
 63. Zimmer, M. F., Ising Model in an Oscillating Magnetic Field: Mean-Field Theory, *Phys. Rev. E*, 47, 3950-3955, 1993; Acharyya, M., Chakrabarti, B. K., Response of Ising Systems to Oscillating and Pulsed Fields: Hysteresis, ac, and Pulse Susceptibility, *Phys. Rev. B*, 52, 6550-6568, 1995; Acharyya, M., Nonequilibrium Phase Transition in the Kinetic Ising Model: Is the Transition Point the Maximum Lossy Point?, *Phys. Rev. E*, 58, 179-186, 1998; 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.
 64. Tutu, H., Fujiwara, N., Landau Theory of Dynamic Phase Transitions and Systematic Perturbation Expansion Method for Getting Phase Diagrams, *J. Phys. Soc. Jpn.*, 73, 2680-2696, 2004.
 65. Khorrami, M., Aghamohammadi, A., Dynamical Phase Transition of a One-Dimensional Kinetic Ising Model with Boundaries, *Phys. Rev. E*, 65, 056129-1-056129-5, 2002.
 66. Keskin, M., Canko, O., Temizer, Ü., Dynamic Phase Transition in the Kinetic Spin-1 Blume-Capel Model under a Time-Dependent Oscillating External Field, *Phys. Rev. E*, 72, 036125-1-036125-10, 2005.
 67. Keskin, M., Canko, O., Deviren, B., Dynamic Phase Transition in the Kinetic Spin-3/2 Blume-Capel Model under a Time-Dependent Oscillating External, *Phys. Rev. E*, 74, 011110-1-011110-10, 2006.
 68. Canko, O., Deviren, B., Keskin, M., Dynamic Phase Transition in the Kinetic Spin-3/2 Blume-Emery-Griffiths Model in an Oscillating Field, *J. Phys. Condens. Matter*, 18, 6635-6653, 2006.

69. Jang, H., Grimson, M. J., Hysteresis and the Dynamic Phase Transition in Thin Ferromagnetic Films, *Phys. Rev. E*, 63, 066119-1-066119-10, 2001; Jang, H., Grimson, M. J., Hall, C. K., Dynamic Phase Transitions in Thin Ferromagnetic Films, *Phys. Rev. B*, 67, 094411-1-094411-11, 2003; Jang, H., Grimson, M. J., Hall, C. K., Exchange Anisotropy and the Dynamic Phase Transition in Thin Ferromagnetic Heisenberg Films, *Phys. Rev. E*, 68, 046115-1-046115-5, 2003.
70. Machado, E., Buendia, G. M., Rikvold, P. A., Ziff, R. M., Response of a Catalytic Reaction to Periodic Variation of the CO Pressure: Increased CO₂ Production and Dynamic Phase Transition, *Phys. Rev. E*, 71, 016120-1-016120-7, 2005.
71. Yasui, T., Tutu, H., Yamamoto, M., Fujisaka, H., Dynamic Phase Transitions in the Anisotropic XY Spin System in an Oscillating Magnetic Field, *Phys. Rev. E*, 66, 036123-1-036123-18, 2002; Erratum: Dynamic Phase Transitions in the Anisotropic XY Spin System in an Oscillating Magnetic Field *Phys. Rev. E*, 67, 019901-1, 2003.
72. Jiang, Q., Yang, H. N., Wang, G. C., Scaling and Dynamics of Low-Frequency Hysteresis Loops in Ultrathin Co Films on a Cu(001) Surface, *Phys. Rev. B*, 52, 14911-14916, 1995; Jiang, Q., Yang, H. N., Wang, G. C., Field Dependent Resonance Frequency of Hysteresis Loops in a Few Monolayer Thick Co/Cu(001) Films, *J. Appl. Phys.*, 79, 5122-5124, 1996.
73. Kleemann, W., Braun, T., Dec, J., Petravic, O., Dynamic Phase Transitions in Ferroic Systems with Pinned Domain Walls, *Phase Trans.*, 78, 811, 2005.
74. Samoilenko, Z. A., Okunev, V. D., Pushenko, E. I., Isaev V. A., Gierlowski, P., Kolwas, K., Lewandowski, S. J., Dynamic Phase Transitions in Amorphous YBaCuO Films Under Ar Laser Irradiation, *Inorganic. Mater.*, 39, 836-842, 2003.
75. Oliviero, C., Coppola, L., Gianferri, R., Nicotera, I., Olsson, U., Dynamic Phase Diagram and Onion Formation in the System C₁₀E₃/D₂O, *Colloids Surf. A: Physicochem. Eng. Aspects*, 228, 85-90, 2003.
76. He, Y.-L., Wang, G.-C., Observation of dynamic scaling of magnetic hysteresis in ultrathin ferromagnetic Fe/Au(001) films, *Phys. Rev. Lett.*, 70, 2336 – 2339, 1993.
77. He, Y.-L., Liew, Y.-F., Wang, G.-C., Growth and magnetic dynamic scaling of ultrathin ferromagnetic films: Fe/Au(001), *J. Appl. Phys.*, 75, 5580, 1994.

78. Choi, B. C., Lee, W. Y., Samad, A. C., Bland, J. A., Dynamics of Magnetization Reversal in Thin Polycrystalline Ni₈₀Fe₂₀ Films, *Phys. Rev. B*, 60, 11906–11909, 1999.
79. Yamauchi, T., Nakamura, A., Moritomo, Y., Hozumi, T., Hashimoto, K., Ohkoshi, S., Spectroscopic Investigation of The Dynamical Behavior of The Photoinduced Phase Transition of Na_{0.6}Co_{1.3}[Fe(CN)₆]·4H₂O, *Phys. Rev. B*, 72, 214425-214431, 2005.
80. Maeda, A., Togawa, Y., Kitano, H., An Experimental Approach to Understand Dynamical Phase Diagram of Driven Vortices of High- T_c Superconductors, *Physica C*, 369, 177-181, 2002.
81. Kanuga, K., Cakmak, M., Dynamic Phase Diagram Derived From Large Deformation Non-Linear Mechano-Optical Behavior Of Polyethylene Naphthalate Nanocomposites, *Polymer*, 48, 7176-7192, 2007.
82. Keskin, M., Canko, O., Kantar, E., Dynamic Dipole and Quadrupole Phase Transitions in the Kinetic Spin-1 Model, *Int. J. Mod. Phys. C*, 17, 1239-1255, 2006.
83. Keskin, M., Canko, O., Temizer, Ü., Dynamic phase transition in the kinetic Blume-Emery-Griffiths model in an oscillating external field, *International Journal of Modern Physics C*, 17, 1717-1737, 2006.
84. Keskin, M., Canko, O., Ertaş, M., Kinetics of the spin-2 Blume-Capel model under a time-dependent oscillating external field, *Journal of Experimental and Theoretical Physics (JETP)*, 105, 1190-1197, 2007.
85. Ertaş, M., Canko, O., Keskin, M., Dynamic phase transition in the kinetic spin-2 Blume-Emery-Griffiths model in an oscillating field, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 320, 1765-1774, 2008.
86. Buendía, G.- M., Machado, E., Kinetics of a mixed Ising ferrimagnetic system, *Phys. Rev. E*, 58, 1260, 1998.
87. Keskin M., Temizer Ü., Canko O., Kantar E., Dynamic phase transition in the kinetic Blume-Emery-Griffiths model: Phase diagrams in the temperature and interaction parameters planes, *Phase Transitions*, 80, 855-866, 2007.
89. Keskin, M., Kantar, E., Canko, O., Kinetics of a mixed spin-1 and spin-3/2 Ising system under a time-dependent oscillating magnetic field, *Phys. Rev. E*, 77, 051130 2008.

90. Keskin M., Cankö O., Polat Y., Dynamic phase transitions in the kinetic mixed spin-1/2 and spin-1 Ising ferrimagnetic system under time-dependent magnetic field, *Baskıda*.
91. Temizer Ü., Kantar, E., Keskin, M., Cankö, O., Multicritical dynamical phase diagrams of the kinetic Blume-Emery-Griffiths model with repulsive biquadratic coupling in an oscillating field, *J. Magn. Magn. Mater.* 320, 1787–1801, 2008.
92. Keskin, M., Deviren, B., Cankö, O., Kırak M., Dynamic phase transition in the kinetic spin-3/2 Blume-Emery-Griffiths model: Phase diagram in the temperature and interaction parameters planes, *Acta Physica Polonica B*, 38, 2445-2457, 2007.

ÖZGEÇMİŞ

Adı ve Soyadı: Ersin KANTAR

Baba Adı: İsmail

Anne Adı: Hatice

Doğum: Kayseri

Doğum Tarihi: 15.09.1981

İlk, orta ve lise öğrenimini Kayseri’de tamamladı. 2000 yılında Erciyes Üniversitesi Fen-Edebiyat Fakültesi Fizik bölümüne girdi. 2005 yılında lisans eğitimini tamamlayıp aynı yıl Erciyes Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü’nde Yüksek lisans öğrenimine başladı. Phys. Rev. E, Int. Mod. Phys. C, J. Magn. Magn. Mater., Phase Trans. dergilerinde yayınlanan birer adet olmak üzere dört makalesi vardır. Ayrıca, Onüçüncü İstatistik Fizik Günleri, 6th International Conference of the Balkan Physical Union’da birer tane ve Türk Fizik Derneği 24. Uluslararası Fizik Kongresi’nde iki tane bildiri sundu.

İletişim Bilgileri:

Adres: Uğurevler Mah. 283. Sok. No: 15/ 3

Kocasinan / KAYSERİ

Ev Tel. : 0352 240 70 14

Cep Tel. : 0536 317 58 93

E-Posta: ersin_kantar@yahoo.com