

**ÇANKIRI KARATEKİN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ**

YÜKSEK LİSANS TEZİ

**BETHE KAFESİ ÜZERİNDE KARMA SPIN-3/2 VE SPIN-5/2 BLUME-EMERY-
GRIFFITHS MODELİN FAZ DİYAGRAMLARININ ELDE EDİLMESİ**

Abdulrahman Ahmed Hussein QURBASHI

FİZİK ANABİLİM DALI

**ÇANKIRI
2023**

Her hakkı saklıdır

TEZ ONAYI

Abdulrahman Ahmed Hussein QURBASHI tarafından hazırlanan “**Bethe Kafesi Üzerinde Karma Spin-3/2 ve Spin-5/2 Blume-Emery-Griffiths Modelin Faz Diyagramlarının Elde Edilmesi**” adlı tez çalışması 15/11/2023 tarihinde aşağıdaki jüri tarafından oy birliği ile Çankırı Karatekin Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalında **Yüksek Lisans Tezi** olarak kabul edilmiştir.

Danışman : Prof. Dr. Ali YİĞİT

Jüri Üyeleri :

Başkan : Prof. Dr. Mehmet ERTAŞ
Fizik Anabilim Dalı
Erciyes Üniversitesi

Üye : Prof. Dr. İlyas İNCİ
Fizik Anabilim Dalı
Çankırı Karatekin Üniversitesi

Üye : Prof. Dr. Ali YİĞİT
Fizik Anabilim Dalı
Çankırı Karatekin Üniversitesi

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr. Hamit ALYAR

Enstitü Müdürü

ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ

Çankırı Karatekin Üniversitesi Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliğine göre hazırlamış olduğum “**Bethe Kafesi Üzerinde Karma Spin-3/2 ve Spin-5/2 Blume-Emery-Griffiths Modelin Faz Diyagramlarının Elde Edilmesi**” konulu tezin bana ait, özgün bir çalışma olduğunu; çalışmamın hazırlık, veri toplama, analiz ve bilgilerin sunumu olmak üzere tüm aşamalarında bilimsel etik ilke ve kurallara uygun davrandığımı, tezin içerdiği yenilik ve sonuçları başka bir yerden almadığımı, tezde kullandığım eserleri usulüne göre kaynak olarak gösterdiğimi, tezin Çankırı Karatekin Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü’nden başka bir bilim kuruluna akademik amaç ve unvan almak amacıyla vermediğimi ve bu çalışmanın Çankırı Karatekin Üniversitesi tarafından kullanılan “Bilimsel İntihal Tespit Programı”yla tarandığını, “intihal içermediğini” beyan ederim. Çalışmamla ilgili yaptığım bu beyana aykırı bir durumun saptanması halinde ortaya çıkacak tüm ahlaki ve hukuki sonuçlara razı olduğumu bildiririm. Çankırı Karatekin Üniversitesi Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliğinin ilgili maddeleri uyarınca gereğinin yapılmasını arz ederim (15/11/2023).

Abdulrahman Ahmed Hussein QURBASHI

ÖZET

Yüksek Lisans Tezi

BETHE KAFESI ÜZERİNDE KARMA SPIN-3/2 VE SPIN-5/2 BLUME-EMERY-GRIFFITHS MODELİN FAZ DİYAGRAMLARININ ELDE EDİLMESİ

Abdulrahman Ahmed Hussein QURBASHI

Çankırı Karatekin Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ali YİĞİT

Bu tez çalışması, karma spin-3/2 ve spin-5/2 Blume-Emery-Griffiths (BEG) modelinin Bethe Kafesi üzerindeki kritik davranışlarının kapsamlı bir incelemesidir. Model, Bethe Kafesi üzerinde teorik olarak tam özyineleme bağıntıları metodu kullanılarak incelendi. Modelin alt-örgü manyetizasyonlarının ve kuadrupol momentlerinin ifadeleri, tam özyineleme bağıntıları terimlerinde elde edildi. Bu denklemler nümerik bir metod olan iterasyon metodu kullanılarak uygun bir bilgisayar programlama dili vasıtasıyla çözüldü. Kristal alan etkileşme parametresinin yokluğunda ve varlığında bu düzen parametrelerinin termal değişimleri araştırıldı. Bu inceleme, sistemde meydana gelen faz geçişlerinin, birinci-mertebe, ikinci-mertebe veya daha yüksek mertebeden olup olmadıklarının ayrıntılı bir analizini içerir. Kristal alan parametresi yokluğunda karma spin-3/2 ve spin-5/2 izotropik BEG modelinin faz diyagramları koordinasyon sayısı $q=3$ ve 4 için (K, T) düzleminde ve kristal alan parametresi varlığında çeşitli negatif bikuadratik etkileşme parametresi için karma spin-3/2 ve spin-5/2 BEG modelinin faz diyagramları koordinasyon sayısı $q=3$ ve 4 için (D, T) düzleminde ayrıntılı biçimde elde edildi. Modelde ikinci-mertebe ve birinci-mertebe faz geçiş çizgileri bulundu. Birinci-mertebe faz geçiş çizgilerinin son bulduğu yalıtılmış kritik son noktalar tespit edildi. Her iki durum içinde telafi sıcaklık noktası tespit edilemedi.

2023, 65 sayfa

ANAHTAR KELİMELE: Blume Emery Griffiths model, Karma spin, Ising model, Kritik davranışlar

ABSTRACT

Master of Science Thesis

OBTAINING THE PHASE DIAGRAMS OF MIXED SPIN-3/2 AND SPIN-5/2 BLUME-EMERY-GRIFFITHS MODEL ON BETHE LATTICE

Abdulrahman Ahmed Hussein QURBASHI

Çankırı Karatekin University
Graduate School of Natural and Applied Sciences
Department of Physics

Advisor: Prof. Dr. Ali YİĞİT

This thesis is a comprehensive study of the critical behavior of the mixed spin-3/2 and spin-5/2 Blume-Emery-Griffiths (BEG) model on the Bethe Lattice. The model was theoretically investigated on the Bethe Lattice using the exact recursion relations method. The expressions of the sublattice magnetizations and quadrupole moments of the model were obtained in terms of the exact recursion relations. These equations were solved using the numerical iteration method in a suitable computer programming language. Thermal changes of these order parameters in the absence and presence of the crystal field interaction parameter were investigated. This study includes a detailed analysis of the phase transitions occurring in the system, whether they are first-order, second-order or higher-order. Phase diagrams of the mixed spin-3/2 and spin-5/2 isotropic BEG model in the absence of the crystal field parameter in the (K, T) plane for coordination numbers $q=3$ and 4, and phase diagrams of the mixed spin-3/2 and spin-5/2 BEG model for various negative biquadratic interaction parameters in the presence of the crystal field parameter in the (D, T) plane for coordination numbers $q=3$ and 4 are obtained in detail. Second-order and first-order phase transition lines were found in the model. Isolated critical end points where first-order phase transition lines end were detected. No compensation temperature point was detected in either case.

2023, 65 pages

Keywords: Blume Emery Griffiths model, Mixed spin, Ising model, Critical behaviors

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Tez danışmanım Prof. Dr. Ali YİĞİT’e sabrı, rehberliği ve anlayışı için teşekkür ederim.

Abdulrahman Ahmed Hussein QURBASHI

Çankırı, Kasım 2023



İÇİNDEKİLER

ÖZET.....	i
ABSTRACT	ii
ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR.....	iii
İÇİNDEKİLER	iv
SİMGELER DİZİNİ.....	v
KISALTMALAR DİZİNİ	vi
ŞEKİLLER DİZİNİ	vii
1. GİRİŞ.....	1
2. LİTERATÜR ÖZETİ.....	8
2.1 Karma-Spin Ising Modeli.....	8
2.2 Bethe Kafesi.....	21
3. MATERYAL VE METOT.....	25
4. BULGULAR VE TARTIŞMA.....	36
4.1 Düzen Parametrelerinin Termal Davranışları.....	36
4.1 Modelin Faz Diyagramları.....	46
5. SONUÇ VE ÖNERİLER.....	53
KAYNAKLAR.....	55
ÖZGEÇMİŞ.....	65

SİMGELER DİZİNİ

$Q_{3/2} ; Q_{5/2}$	Alt örgü kuadropol momentleri
$M_{3/2} ; M_{5/2}$	Alt örgü mıknatıslanmaları veya dipol momentleri veya manyetizasyonları
AF	Antiferromanyetik faz
K	Bikuadratik değiş tokuş etkileşim parametresi
J_{ij}	Bilineer değiş tokuş etkileşim parametresi
k_B	Boltzman sabiti
Z	Bölüşüm fonksiyonu
T_t	Birinci-mertebe faz geçiş sıcaklığı
$\langle i,j \rangle$	En yakın komşu spin çifti
q	En yakın komşu spin sayısı veya koordinasyon sayısı
F	Ferrimanyetik faz
H	Hamiltonyen
$g_n(S_0)$	Her bir dalın bölüşüm fonksiyonu
T_C	İkinci-mertebe faz geçiş sıcaklığı veya Curie sıcaklığı
D	Kristal alan parametresi
σ_0	Merkezi spin
P	Paramanyetik faz
β	Sıcaklığın tersi
σ	Spin-3/2
S	Spin-5/2
X_n, Y_n, Z_n	Tekrarlama bağıntıları
$A_n B_n, C_n, D_n,$	Tekrarlama bağıntıları
E_n	
T_{telafi}	Telafi Sıcaklığı
$P(S)$	Tüm spin konfigürasyonları üzerinden normalize olmamış olasılık dağılımı

KISALTMALAR DİZİNİ

BEG	Blume Emery Griffith
BC	Blume-Capel
MC	Monte Carlo
EAT	Etkin alan teorisi
KDY	Kümesel değişim yaklaşımı
OAY	Ortalama alan yaklaşımı
RG	Renormalizasyon grup
SAM	Seri açılım metodu
TMM	Transfer matris metodu
YİM	Yol ihtimaliyet metodu



ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 2.1	Koordinasyon sayısı $q=3$ için Bethe kafesi veya düzenli ağaç.....	23
Şekil 4.1	Karma spin-(3/2, 5/2) izotropik BEG modelin $q=3$ için alt örgü manyetizasyonlarının sıcaklıkla değişimi a) $K=1.0$, b) $K=-0.4$ ve c) $K=-0.8$	38
Şekil 4.2	Karma spin-(3/2, 5/2) izotropik BEG modelin $q=3$ için alt örgü manyetizasyonlarının sıcaklıkla değişimi a) $K=-0.19$ ve b) $K=-1.2$	39
Şekil 4.3	Karma spin-(3/2, 5/2) izotropik BEG modelin $q=3$ için alt örgü kuadrupol momentlerinin sıcaklıkla değişimi a) $K=1.0$, b) $K=-0.19$, c) $K=-0.4$, d) $K=-0.8$ ve e) $K=-1.2$	40
Şekil 4.4	Karma spin-(3/2, 5/2) izotropik BEG modelin $q=4$ ve $K=-0.4$ için a) alt örgü manyetizasyonlarının sıcaklıkla değişimi, b) alt örgü kuadrupol momentlerinin sıcaklıkla değişimi.....	41
Şekil 4.5	Karma spin-(3/2, 5/2) izotropik BEG modelin $q=4$ ve $K=-0.23$ için a) alt örgü manyetizasyonlarının sıcaklıkla değişimi, b) alt örgü kuadrupol momentlerinin sıcaklıkla değişimi.....	42
Şekil 4.6	Karma spin-(3/2, 5/2) BEG modelin $q=3$, $D=-0.2$ ve $K=-0.5$ için alt örgü manyetizasyonlarının sıcaklıkla değişimi.....	43
Şekil 4.7	Karma spin-(3/2, 5/2) BEG modelin $q=3$, $D=-0.2$ ve $K=-0.5$ için alt örgü kuadrupol momentlerinin sıcaklıkla değişimi.....	44
Şekil 4.8	Modelin $q=3$ ve $D=0.0$ için net manyetizasyon eğrilerinin sıcaklıkla değişimi a) $K=1.0$, b) $K=-0.19$, c) $K=-0.4$, d) $K=-0.8$ ve e) $K=1.2$	45
Şekil 4.9	Karma spin-(3/2, 5/2) izotropik BEG modelin ($D=0.0$) koordinasyon sayıları a) $q=3$, b) $q=4$ için faz diyagramları.....	47
Şekil 4.10	Karma spin-(3/2, 5/2) BEG modelin $q=3$ için a) $K=-0.25$, b) $K=-0.5$ ve c) $K=-0.75$ değerleri için faz diyagramları.....	49
Şekil 4.11	Karma spin-(3/2, 5/2) BEG modelin $q=4$ için a) $K=-0.25$, b) $K=-0.5$ ve c) $K=-0.75$ değerleri için faz diyagramları.....	51

1. GİRİŞ

Manyetizma, yoğun madde fiziğinin önemli mevzularındandır. Bilim adamları geçen yüzyıldan itibaren manyetizma hakkında yoğun araştırma yapmaya başladılar. Manyetizma olayı çoğunlukla etkileşimli manyetik momentlerin birleşimi olan manyetik sistemlerle açıklanmaktadır. Bu yapılar, katı bir malzemedeki atomların karmaşık konfigürasyonlarından manyetik kaldırma trenleri veya Manyetik Rezonans MR tarayıcıları gibi devasa cihazlara kadar herhangi bir şey olabilir (Kocakaplan and Keskin 2014). Bu sistemlerdeki manyetik momentlerin düzenlenmesi ve etkileşimi onların davranışlarını belirler. Manyetizma anlayışımızın gelişmesi için, manyetik pusulanın icadından beri birçok bilim insanı gayretli bir şekilde araştırmalarını ortaya koymaktadırlar. En ileri bilim ve teknolojinin yaklaşmasıyla manyetik sistemleri anlamak her zamankinden daha önemli hale gelmiştir. Veri depolama, tıbbi görüntüleme yöntemleri, ulaşım sistemleri ve hatta spintronik ve kuantum hesaplama gibi yeni ortaya çıkan alanlardaki teknolojiler büyük ölçüde bu alana dayanmaktadır. Manyetik sistemleri derinlemesine incelemek, hem temel fizik anlayışımızı derinleştirme hem de yenilikçi teknolojik gelişmelere öncülük etme vaadini taşır (Ai et al. 2012). Manyetizma, mıknatıslanmaya tepki veren bazı malzemelerin manyetik özelliklerini incelemekle ilgilenir, bu nedenle bazı malzemelere harici bir manyetik alan uygulandığında malzemenin tepkisi mikro düzeyde gözlenir. Manyetizmanın tam olarak anlaşılması, fizik dallarından biri olan kuantum fiziği dalının derinden takdir edilmesini gerektirir ve ilginçtir ki kuantum mekaniğinin mucitlerinden biri olan Niels Bohr manyetizma alanına katkıda bulunmuştur. Klasik fiziğin ferromanyetizmayı asla açıklayamayacağını gösterdi. Kuantum mekaniği bu teoriyi kanıtlamak için henüz mevcut değildi, bu nedenle demir gibi ferromanyetlerin varlığı, klasik fiziğin birçok fiziksel fenomeni ve hatta moleküler veya atomik fiziksel fenomenlerin çoğunu açıklayamayacağını açık ve ikna edici kanıttır. Manyetik teorinin ana bileşeni, elektronun spini ve bununla ilişkili manyetik momenttir. Ferromanyetizma, bu spinlerin bir grubu, tüm manyetik momentleri aynı yönü gösterecek şekilde iş birliği yaptığında ortaya çıkar ve bu da mikroskobik durumlara neden olur. Ferromanyetizma çalışmasında merkezi bir konu, spinler arasındaki etkileşimin bu evrensel uyuma nasıl yol açtığını anlamaktır (Giordano 1997).

Bütün maddeler manyetik alandan bir şekilde etkilenir. Doğada güçlü manyetik demir ve kobalttan, zayıf manyetik veya manyetik olmayan kauçuk ve suya kadar, dikkate değer bir çeşitlilikte manyetik özelliklere sahip malzemeler vardır. Bu manyetik malzemeler manyetik düzenlerine göre ferromanyetik, antirerromanyetik, ferrimanyetik, diamanyetik, antiferrimanyetik ve paramanyetik gibi sınıflandırılırlar. Ferromanyet ve ferrimanyet manyetik malzemeler indüktörlerde, transformatörlerde, motorlarda ve jeneratörlerde, antenlerde, ses ve video kasetlerinde, hoparlörlerde ve mikrofonlarda ve egzotik dev manyetoresistans cihazlarında kullanılırlar. Bu malzemeler teknolojik aletlerin geliştirilmesinde büyük potansiyel öneme sahiptirler. Doğada zayıf kalıcı mıknatıslar zengin Fe_3O_4 manyetit içeren mıknatıs taşları biçiminde oldukça boldur. Bu malzeme bilinen ilk manyetik malzemedir. Adını doğada bulunan demirden alan manyetit, kalıcı olarak manyetik olduğu keşfedilen ilk malzemedir. Bu nedenle bu malzemeler "ferromanyetik" olarak adlandırılır. Demir, nikel, kobalt ve alaşımlarını içeren maddeler ferromanyetik malzemelerdir ve bu malzemelere mıknatıslar şiddetli şekilde tesir eder. Bazı malzemeler dış manyetik alan kaldırıldığında bile kalıcı mıknatıslanmaya sahip olur. Ferromanyetik malzemeler pozitif bir duyarlılığa sahip olup manyetik momentleri dışarıdan uygulanan manyetik alanına paralel olarak yönelir böylece uygulanan dış manyetik alan ortadan kaldırıldığında bile manyetik özelliklerini korurlar. Kritik bir sıcaklık değerinin üstüne çıkıldığında ise ferromanyetik malzemeler paramanyetik özellik gösterirler. Bazı bileşikler kalıcı bir manyetik momente sahip olsa da, diğerleri değildir. Bazı malzemeler manyetik alanlar tarafından itilirken (diamanyetik), diğerleri manyetik alan tarafından çekilir (paramanyetik) ve yine bazıları çok çeşitli davranışlar sergiler. Alüminyum, gazlar ve plastikler gibi bazı malzemeler manyetizmadan çok az etkilenirken, bakır gibi diğerleri hem ferromanyetik hem de paramanyetik özellikler sergiler. Manyetik olmayan malzemeler, manyetize edilemeyen malzemelerdir. Manyetik malzemelerdeki manyetik dipollerin hizalanması manyetik alanın yoğunluğu tarafından kontrol edilir (Kazuya ve Yamamoto 2016).. Sıcaklık, basınç ve dış manyetik alan benzeri bazı koşullar malzemelerin manyetik durumuna tesir eder. Bir elementin manyetik özellikleri çevresel koşullara karşı çok hassastır (Hellman *et al.* 2017, Lara *et al.* 2022).

Bir dizi araştırmanın ardından İki bilim adamı Curie ve Weiss, ferromanyetizma hakkında yeni bir anlayış geliştirdiler. Curie, sıcaklığın tesir ettiği manyetik maddeleri araştırdı, demir ve nikel gibi bazı malzemelerin belirli bir kritik sıcaklıkta birden manyetik özelliklerini kaybettiğini fark etti. Bu kritik sıcaklığa, bu bilim insanına ithafen Curie sıcaklığı (T_C) denmiştir. Manyetizma maksimum değerini mutlak sıfır sıcaklıkta alır ve artan sıcaklıkla değeri azalır ve sıfır değerine Curie sıcaklığında ulaşır. Sıcaklık Curie sıcaklığının üzerine çıktıkça, spinlerin yönleri rastgele farklı yönlerde olur ve bu madde manyetik düzensizlik halinde olur. Curie sıcaklığı altında spinler düzenli durumdadır ve belirli yönlere sahiptir. Spinler Curie sıcaklığının altında düzenli durumdadır ve belirli bir yönelime sahiptir. Buna göre madde manyetik olarak, Curie sıcaklığının altında düzenli ve Curie sıcaklığının üzerinde düzensizdir. Ehrenfest, faz geçişlerinin sınıflandırmasını tanıttıktan sonra, bahsi geçen Curie noktasında meydana gelen faz geçişini ikinci-derece faz geçişi olarak sınıflandırdı (Grazhdankina 1969). Weiss ise moleküler alanın, manyetik malzemedeki mikro mıknatısların tek başına yönlendirildiği ortalama mıknatıslanma ile orantılı olduğunu varsaydığı manyetizma teorisini öne sürdü. Ferromanyetizmanın modern teorisi Weiss tarafından ortaya konmuştur. Weiss manyetizasyonla orantılı büyük bir iç moleküler alan cinsinden ferromanyetizmayı açıklamıştır. Teori hem lokalize hem de lokalize olmayan elektronlara uygulanabilir.

Diğer taraftan ferromanyetizma ve antiferromanyetizma arasında ara manyetizma durumu olarak, ferrimanyetizma yıllardır bilim insanlarının ve araştırmacıların ilgisini çekmektedir (Buendía and Machado 1998). Néel tarafından antiferromanyetizma araştırmaları ortaya konulurken Ferrimanyetizma teorisi de geliştirilmiştir (SamuelSmart1955). Bir ferrimanyet iki eşit olmayan alt örgüye sahip bir antiferromanyet olarak kabul edilebilir. Bu durumda ferrimanyetizmanın merkezinde, kendisini oluşturan atomların veya iyonların manyetik momentlerinin antiparalel hizalanması yer alır. Ancak ferrimanyetizmayı antiferromanyetizmadan ayıran şey, bu anti paralel manyetik momentlerin farklı büyüklükte olmalarıdır. Antiferromanyetik malzemelerde, anti paralel manyetik momentlerin büyüklükleri eşit olduğundan net manyetik moment oluşmazken, buna karşılık ferrimanyetik malzemelerde anti paralel manyetik momentlerin eşit olmayan büyüklüklerinden dolayı net bir manyetik moment

sergilenir. Bu ince fark, ferrimanyetik malzemelere belirli özellikler kazandırarak onları özellikle elektronik ve veri depolama gibi çeşitli uygulamalar için uygun hale getirir. Ferrimanyetizma olgusu bir malzemenin atomik veya iyonik yapısından kaynaklanır. Ferrimanyetik malzemenin manyetik özellikleri, tipik olarak karışık metal oksitlerde gözlenen mevcut spesifik metal iyonlarından güçlü bir şekilde etkilenir. Her biri kendine özgü manyetik momente sahip olan bu iyonlar, belirli bir kristal yapı içerisinde dizilirler. Bununla birlikte, manyetik güçlerindeki içsel farklılıklar, manyetik etkinin tamamen iptal edilmesini önleyerek belirgin bir net manyetik momente yol açar. Bunun en iyi örneği, hem Fe^{2+} hem de Fe^{3+} iyonlarını içeren manyetittir (Fe_3O_4). Onların doğal hizalanması ferrimanyetizma ilkelerini örneklemektedir (Tatlıcı 2010). Ferrimanyetizmanın dikkate değer bir yönü de diğer manyetik durumlara geçişidir. Ferromanyetik muadilleri gibi, ferrimanyetik malzemeler de bir Curie sıcaklığına sahiptir. Curie sıcaklığının aşılması, aşırı güçlü termal enerji nedeniyle, iyonları veya atomları benzersiz bir şekilde aynı hizalarında tutan manyetik etkileşimleri bozar. Sonuç olarak, malzeme ferrimanyetik bir durumdan paramanyetik bir duruma geçer. Bu durumda, manyetik momentler arasındaki karşılıklı etkileşimler, manyetik momentlerin rastgele yönelimleri nedeniyle önemli ölçüde zayıflar. Yine de malzemenin Curie sıcaklığının altına soğutulması sonucu, ferrimanyetik düzeninin geri gelmesi, bu geçişin tersine çevrilebilir doğasını gösterir. Malzeme bilimi ilerledikçe ve teknolojik sınırlar genişlemeye devam ettikçe, ferrimanyetik malzemelerin özelliklerini anlamının ve kullanmanın önemi daha da önem kazanır. İçsel özellikleri onları gelişmiş yüksek frekanslı antenler, bellek depolama aygıtları ve manyetik sensörler gibi öncü uygulamalar için birincil aday haline getirir. Dahası, biyomedikal mühendisliğinin gelişen alanında, ferrimanyetik malzemeler, özellikle hedefe yönelik ilaç dağıtımı gibi alanlarda potansiyel göstermektedir. Ferrimanyetizmayı daha derinlemesine araştırdıkça, onun gelecekteki teknolojik atılımların habercisi olma rolü giderek daha belirgin hale gelmektedir (McHenry and Laughlin 2014).

Yoğun madde ve istatistiksel fizikte, etkileşimli parçacıklara sahip istatistiksel sistemlerin gözlemlenmesi üzerine araştırmacılar pek çok matematik problemiyle karşı karşıyadır. Bu problemler araştırmacıları bu sistemler için matematiksel olarak kolay yöntemler keşfetmeye ve incelemeye yönlendirmiştir. Şu anda, bu problemlerin

çözümlerine ulaşmak için ve bu sistemlerin net bir resminin sunulabildiği modern bilgisayarlar kullanılmaktadır. Bu matematiksel çözümlerin yeterli ve kabul edilebilir olacak kadar kolay olması gerekir. Başka bir deyişle, etkileşen parçacıkların kendi aralarındaki hareketlerini belirten kolay bir matematiksel ifade bulmak oldukça gereklidir. Bu alandaki en başarılı model Wilhelm Lenz aracılığıyla faz geçişlerini bir boyutta izah etmek için geliştirildi (Ising 1925) ve öğrencisi Ernst Ising bu modelin nihai çözümlerini buldu. Bu modele ona ithafen Ising modeli adı verildi. Modeş manyetik malzemelerin fiziksel niteliklerini (faz geçişleri, faz diyagramları vb.) araştırmak için kullanılır. Ising modelinde bilinen ve kullanılan modellerden en basiti, spin-1/2 Ising modelidir, gazların soğurulması, sıvıların veya gazların faz geçişleri, sıvıların yoğunlaşması vb. sistemlerin analizinde uygulanılmıştır. Ising tek boyutta sistemin çözümünü yapmıştır fakat herhangi bir faz geçişi bulamamıştır. Daha sonra ise modelin iki veya daha yüksek boyutta ki kafesler üzerinde sıcaklığın bir fonksiyonu olarak faz geçişi verdiği Peierls (1936) tarafından kanıtlandı. Modelin tam çözümü ise, bir dış manyetik alan yokluğunda cebirsel yaklaşım ve transfer matris metodu (TMM) kullanılarak, Onsager (1944) ve Yang (1952) tarafından bulundu. Elde edilen sonuçların seri açılım metodu (SAM) (Yeomans 1992) ve Monte Carlo (MC) simülasyon metodu (Newman and Barkema 1999) ile elde edilen sonuçlar ile uyumlu olduğu görüldü.

Modelin verilen Hamiltonyeni' nin içerdiği sistem parametrelerine göre modelin adı değişmektedir. Eğer modelin Hamiltonyeni bilinear (J) değiş-tokuş etkileşim parametresi ve bikuadratik (K) değiş-tokuş etkileşim parametresi ile birlikte kristal alan veya tek iyon anizotropi etkileşim (D) parametresi içerirse, model Blume-Emery-Griffiths (BEG) modeli olarak adlandırılır. Diğer taraftan modelin Hamiltonyeni bunlardan yalnızca J ve D terimlerini ihtiva ederse, modelin adı Blume-Capel (BC) modeli olarak bilinir. BC modeli ilk olarak Blume (1966) tarafından ve Capel (1966) tarafından Blume' dan bağımsız olarak tanımlanmıştır. Blume, Emery ve Griffiths, λ çizgisi boyunca ve kritik karışım noktası yakınında $\text{He}^3\text{-He}^4$ karışımının termodinamik davranışını simüle etmek için, spin-1 Ising modelini kullandılar (Blume *et al.* 1971). BEG modeli ortaya konulmasından sonra birçok kooperatif fenomenin kritik davranışlarını incelemek için çalışıldı.

Son yıllarda ise araştırmacılar moleküler sistem tabanlı manyetik malzemelerin analizine ve deneysel olarak kolay 2D veya 3D modların oluşturulmasına odaklanmaktadır (Akın 2023). Bu çalışmalardaki artış, moleküler düzeyde manyetik malzemeleri kavrayışımızda temel bir değişime işaret etmektedir. Bu ilgi çekici malzemelerin önemli bir kısmı bimetalik molekülere dayanan ferromanyetik ve ferrimanyetik malzemeleri kapsamaktadır. Bu moleküllerin benzersiz özelliği, öngörülebilir bir manyetik davranışa yol açan iki alternatif manyetik atomun varlığından kaynaklanmaktadır. Ayrıca moleküler tabanlı manyetik malzemeler, şaşırtıcı bir şekilde telafi sıcaklığı sergilemektedir. Moleküler mıknatısların yanı sıra termomanyetik kayıt ve cihazlar alanındaki potansiyel teknolojik uygulamalarla ilgili olan moleküler bazlı manyetik malzemeleri teorik olarak da araştırmak için en uygun prototip sistemlerden biri karma spinli Ising modelleridir. Karma-spin sistemleri, tek spin sistemlerine göre daha az dönüşümsel simetriye sahiptir ve tek spin sistemlerine göre daha zengin manyetik özellik sunarlar. Araştırmacıların karma spin sistemlerinin inceliklerini daha derinlemesine incelemesi, telafi sıcaklığı ve diğer manyetik özelliklerinin ortaya konması ile gelecekte teknolojik uygulamalarının gelişmesinde şüphesiz kritik bir rol oynayacaktır. Moleküler temelli manyetik malzemelerin davranışını daha iyi anlamak için karma spinli modeller kullanılır. Söz konusu malzemelerde, manyetik kutup inversiyon, ters manyetik histerezis döngüsü (Drissi *et al.* 2018) olan tipik manyetik davranışlarda ortaya çıkmaktadır. Bu sistemlerin en dikkat çekici özelliklerinden birisi telafi sıcaklığının bulunmasıdır (Dakhama 1998). Telafi sıcaklığında, manyetik momentler hala mevcut olsa bile sistemin net mıknatıslanması sıfıra düşer. Bu fenomen, zıt yönlerdeki manyetik momentlerin mükemmel dengesi nedeniyle meydana gelir. Spesifik olarak, bu sıcaklıkta, bir yöndeki manyetik momentlerin sayısı, zıt yöndeki sayı ile tam olarak dengelenir ve bu da net mıknatıslanmanın sıfır olmasına neden olur (Davydova *et al.* 2019). Telafi sıcaklığının keşfi, önemli teknik çıkarımları ve diğer pratik uygulamaları beraberinde getirmiştir. Manyetik malzemelerin incelenmesinde büyük umut vaat eder. Örneğin, ters manyetik malzemelerle, mıknatıslanmayı belirli sıcaklıklarda kontrol etme yeteneği, yüksek hızlı mıknatıslanma elde etme potansiyeli sunar. Mıknatıslanmadaki bu tür hızlı değişiklikler, daha hızlı ve daha verimli veri depolama cihazlarının, manyetik sensörlerin ve diğer mıknatıs tabanlı teknolojilerin geliştirilmesi için çok önemlidir. Ayrıca, telafi

sıcaklığının anlaşılması ve kontrol edilmesi, çeşitli teknolojik uygulamalar için ideal olan, özel manyetik özelliklere sahip malzemelerin oluşturulmasını kolaylaştırabilir. Malzemenin sıcaklık koşullarına olan tepkisi, dayanıklılık, güvenilirlik ve performans açısından kritik bir rol oynamasından dolayı teknolojik uygulamalarda önemli bir özelliktir. Özellikle ürün tasarımında ve malzeme seçiminde telafi sıcaklığına dikkat edilir (Mansuripur 1987).

Bu tez çalışmasında, yukarıda basedilen moleküler bazlı manyetik malzemelerin teorik olarak araştırılması için bir teorik model olarak kullanılan karışık spin-3/2 ve spin-5/2 BEG modelin Bethe kafesi üzerinde incelenmesi önerilecektir. Basit ve son derece simetrik bir yapı olan ve adını fizikçi Hans Bethe' den (Bethe 1935) alan Bethe kafesi faz geçişlerinin matematiksel modellemesi için mükemmeldir. Periyodik sınır koşullarına sahip düzenli kafes modellerinin aksine Bethe kafesi düzenli kafeslerdeki döngülerden kaçınabilen ağaç benzeri bir yapıya sahiptir, bu nedenle hesaplamaları basitleştirir. Ayrıca bu tez çalışması karma spin-3/2 ile spin-5/2 BEG modelin kritik özelliklerini araştıran ilk çalışmadır. Dolayısıyla bu sistemin kritik özelliklerinin ortaya konulması bakımından önem arz etmektedir.

Amacımız ise, söz konusu modelin faz diyagramlarını, koordinasyon sayısı $q=3$ ve 4 ile verilen Bethe kafesi üzerinde, kristal alan yokluğunda (K, T) düzleminde ve kristal alan varlığında çeşitli negatif bikuadratik etkileşme parametresi değerlerinde (D, T) düzleminde elde etmektir. Özellikle, karma spinlerin varlığının, sistemin faz geçişlerini, kritik noktaları nasıl değiştirdiğini araştırmak, bilinear etkileşim parametresi, bikuadratik etkileşim parametresi ve tek-iyon anizotropisi veya kristal alan parametresi dahil olmak üzere, sistemin faz diyagramları üzerindeki bu parametrelerin etkilerini araştırmak, elde edilen faz diyagramlarında en yakın komşu spinlerin sayısının değişmesinin kritik davranışlara olan etkilerini araştırmak olarak belirtebiliriz.

2. LİTERATÜR ÖZETİ

Teknolojik uygulamalar için büyük bir potansiyele sahip olan ferrimanyetik malzemeler araştırmacıların yoğun ilgisini çekmektedir. Karma spinli Ising modeller akademik çalışmaların yanısıra, ferrimanyetik malzemeleri araştırmak için de iyi bir teorik modeldir. Ayrıca karma spinli Ising modeller aynı zamanda manyeto-optik kayıt cihazları için yararlı materyaller olabilecek moleküler bazlı ferrimanyetlerin incelenmesi için basit modeller de sağlamaktadır. Bu malzemeler, belirli şartlar altında toplam manyetizasyonun, kritik sıcaklığın altında yok olduğu bir telafi sıcaklığına sahip olabilir. Bu ferrimanyetik malzemelerin gösterdiği bir davranış biçimidir. $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{1.25}\text{Cr}_{1.205}\text{O}_4$ bileşiği bu davranışı sergilemektedir (Zhang and Zhao 2017). Bu tipteki malzemelerin özelliklerini teorik olarak benzetebilmek için farklı değerlerdeki spinlerin alınmasıyla oluşturulabilen karma spinli Ising modellerin, karma spin-yarım sayılı ve spin-tam sayılı (Örneğin karma spin-1/2 ve spin-1), karma spin-yarım sayılı ve spin-yarım sayılı (Örneğin karma spin-1/2 ve spin-3/2), karma spin-tam sayılı ve spin-tam sayılı (Örneğin karma spin-1 ve spin-2) şeklinde versiyonları oluşturulabilir.

2.1 Karma-Spin Ising Modelleri

Karma spinli Ising modelleri arasında en çok araştırılan ve en basit versiyon olan karma-spin-1/2 ve spin-1 Ising modelidir. Schofield and Bowers (1980), Niemeijer and van Leeuwen tarafından geliştirilen gerçek uzay renormalizasyon grup (RG) tekniğini kullanarak, basit kuadratik kafes için karma spin-1 ve spin-1/2 Ising modelini kapsamlıca araştırdı. Onların çalışmadaki motivasyonları, alışılmış öteleme simetrisinden daha az olan Ising modellerindeki kritik olayları araştırmaktı. Söz konusu bu modeller ferrimanyetizma çalışmaları ile ilgiliydi. Onlar, ferrimanyetizma ile başa çıkmak konusunda RG teorisinin uygunluğunu göstermek için büyük emek harcadılar. Sonuç olarak elde ettikleri kritik üstel değerlerin, evrensellik hipotezinin önerdiği değerlerle iyi bir uyum içinde olduğunu buldular. Serbest fermiyon yaklaşımı karma spin-1/2 ve spin-S modeline Tang (1988) tarafından uygulandı ve kritik etkileşim K için elde ettikleri sonuçların Yousif ve Bowers' ın yüksek sıcaklık serisi metodu ile elde ettikleri sonuçlarıyla oldukça tatmin edici bir uyum içinde olduğunu gösterdi. Yüzey ve

bulk değişim etkileşimine sahip üç boyutlu karma spin-1/2 ve spin-1 Ising model Benayad ve Dakhama (1997) tarafından ortalama alan yaklaşım (OAY) metodu ve sonlu küme yaklaşım metodu kullanılarak incelendi. Onlar, yüzey mıknatıslanmasının bir takım karakteristik özelliklerini ve telafi sıcaklık noktalarını tespit ettiler. Buendía ve Novotny (1997), iç içe geçmiş iki alt örgülü kare kafes üzerinde alt örgü spinleri spin-1 ve spin-1/2 olan klasik bir ferrimanyetik modelini nümerik transfer matris metodu (TMM) ve Monte Carlo (MC) metodu kullanılarak incelediler. Bu model, çeşitli deney grupları tarafından sentezlenmekte olan bi-metalik moleküler ferrimanyetlerin anlaşılmasıyla ilgiliydi. Onlar model için kesin taban durum hesaplamalarını, sonlu sıcaklık faz diyagramlarını ve telafi sıcaklıklarını elde ettiler. Yalnızca en yakın komşu spin etkileşimleri dahil edildiğinde, elde ettikleri pertürbatif olmayan sonuçları sonlu sıcaklıkta hiçbir telafi noktası veya üçlü kritik nokta göstermez ve bu da OAY metodu ile elde edilen daha önceki sonuçlarla çelişmektedir. Tucker (1999) tarafından tek -iyon anizotropili karma spin-1/2 ve spin-1 ferrimanyet, çift yaklaşımlı kümesel değişim yaklaşımı (KDY) metodu kullanılarak incelendi ve üçlü kritik noktanın ve Curie sıcaklığının genel ifadeleri elde edildi. Karma spin-1/2 ve spin-1 BC model Albayrak ve Keskin (2002) tarafından Bethe kafesi üzerinde tam tekrarlılama bağıntıları metodu kullanılarak incelendi. Manyetizasyon, quadrupol moment, Curie sıcaklığı ve serbest enerji için kesin ifadeler ve $z=3, 4, 5$ ve 6 koordinasyon sayılı Bethe kafesi için faz diyagramları elde edildi. Ayrıca üçlü kritik noktanın varlığını farklı q değerleri için araştırdılar. Harici bir dış manyetik alanın yokluğunda ve varlığında kristal alan etkileşimi içeren karma spin-1/2 ve spin-1 Ising ferromanyetik sisteminin manyetik özellikleri, KDY kullanılarak Ekiz ve Keskin tarafından (2003) incelendi ve modelin düzen parametrelerinin termal değişimleri ile yarı kararlı ve kararsız dalları da detaylıca araştırıldı. $q=3, 4, 5$ ve 6 için Bethe kafesi için en yakın komşu ve kristal alan etkileşimli karma spin-1/2 ve spin-1 Ising ferrimanyetik sisteminin manyetik özellikleri Ekiz ve Erdem (2006) tarafından tam özyineleme bağıntıları çerçevesinde ele alınmıştır. Telafi sıcaklığının varlığı ve kristal alan etkileşimi ile koordinasyon sayısına bağlılığı kapsamlıca araştırılmıştır. Bu çalışmada koordainasyon sayısı $q \geq 4$ durumunda telafi sıcaklık noktalarının, kristal alan etkileşiminin sınırlı bir bölgesinde ortaya çıktığı tespit edildi. Rastgele kristal alanın karma spin-1/2 ve spin-1 BC modelinin faz diyagramları üzerindeki etkileri, $z=6$ koordinasyon sayılı Bethe kafesi üzerinde özyineleme ilişkileri

açısından Albayrak (2013) tarafından araştırıldı. Zamana bağlı bir manyetik alan altında kare bir kafes üzerinde karma spin-(1/2, 1) Ising modelinin denge dışı faz geçiş özellikleri, Glauber dinamiğine dayanan korelasyonlu etkin alan teorisi (EAT) metodu vasıtasıyla Ertaş ve Keskin (2015) tarafından incelendi. Çalışmada modelin faz diyagramlarını (T-h) düzleminde elde edildi ve bu dinamik faz diyagramlarının dinamik üçlü kritik ve reentrant davranışları sergiledikleri bulundu. Abdalla vd. (2019) tarafından, alt örgülerinde karma spin-1 (alt örgü A) ve spin-1/2 (alt örgü B) olan ve her bir alt kafesin dikdörtgen bir yapıya sahip olduğu 2 boyutlu merkezi bir dikdörtgen kafes şeklinde ele alınan sistemin manyetik özellikleri MC simülasyon metodu kullanılarak araştırıldı. Bu kafes yapısındaki beş mümkün etkileşme ele alındı. Elde ettikleri sonuçlarda herhangi bir değişim etkileşiminin değerinin değişiminin artmasıyla kritik sıcaklığın arttığı görülür. Al Qahoom vd. (2023a) tarafından MC simülasyon metodu kullanarak, karma spinlere (1, 1/2) sahip ferrimanyetik Ising çok tabakalı bir sistemin faz diyagramları ve manyetik özellikleri araştırıldı. Taban durum faz diyagramları ilk olarak T=0K için oluşturuldu ve sistemin belirli fiziksel parametrelerinin (değiş tokuş etkileşimleri, tabaka sayısı ve kristal alan) etkilerini incelemek için sistem mıknatıslamalarının termal davranışını, ilgili faz diyagramlarını ve multi-loop olgusunun gözlemlendiği histerezis davranışını da araştırdılar.

Tezin konsunda geçen karma spin-3/2 ve spin-5/2 Ising modeli, versiyon olarak karma spin-yarım sayılı ve spin-yarım sayılı versiyona dahildir. Karma spin-yarım sayılı ve spin-yarım sayılı versiyonlarla yapılan çalışmalardan en basit olanı karma spin-1/2 ve spin-3/2 Ising modelidir. Şimdi bu çalışmalara göz atalım. Amorf V(TCNE)_x. y(solvent) bileşiği organometalik 1/2-3/2 ferrimanyetik yapıya sahip görünen bileşikleridir ve 400 K yüksek sıcaklığa kadar ferrimanyetik düzenini koruyan bileşiklerdir (Morin *et al.* 1993). Bobak ve Jurcisin (1996) koordinasyon sayısı z=3 ve 4 için sadece J parametresi varlığında iki boyutlu karma spin-1/2 ve spin-3/2 ferrimanyetik modelin manyetik özelliklerine (faz geçiş sıcaklığı, telafi sıcaklığı ve mıknatıslanma) seyreltme niceliğinin nasıl etki ettiğini EAT metodu kullanarak incelediler. Çalışmada telafi sıcaklığını kafes yapısına bağlı olduğu bulundu. Öyleki, toplam mıknatıslanmanın ortadan kalktığı telafi sıcaklığı yalnızca z=4 olan sistem için bulundu. Aynı model D parametresi varlığında D<0 için balpeteği kafesi üzerinde korelasyonlu EAT metodu kullanılarak Bobak ve

Jurcisin (1997) tarafından incelendi. Çalışmada, toplam mıknatıslanma eğrilerinde iki adet telafi sıcaklık noktası bulundu. Fakat seyreltmenin olmadığı veya $D=0$ 'a karşılık gelen sistemin $T \neq 0$ K noktasında hiçbir zaman herhangi bir telafi noktası sergilemediği bulundu. Modelin iç içe geçmiş iki alt örgülü kare kafes üzerinde faz diyagramları ve telafi sıcaklıkları Buendia ve Cardona (1999) tarafından MC algoritması kullanılarak ortaya kondu. Modelin, oda sıcaklığında kendiliğinden manyetik momentler sergileyen yeni sınıf organometalik ferrimanyetik malzemelerin manyetik davranışını anlamak için uygun olabileceğini düşündüler. Onlar ortaya koydukları modelin taban durum enerjilerini ve kritik ve telafi sıcaklıklarını gösteren sonlu sıcaklık faz diyagramlarını elde ettiler. Çalışmada telafi sıcaklıklarının Hamiltonyen'deki etkileşimlere son derece bağlı olduğunu ve bunların var olabileceği nispeten dar bir parametre kombinasyonunun bulunduğu öne sürüldü. Aynı modeli, Wei vd. (2001) enine kristal alanlı durum için, korelasyonlu EAT metodu çerçevesinde incelediler. Mıknatıslanmaların faz diyagramları ve termal davranışları bal peteği ($z=3$) kafesi için sayısal olarak incelenmiştir. Sonuçlar sistemin üçlü kritik noktasının olmadığını göstermektedir. Modelin manyetik alan H varlığında ferromanyetik ve ferrimanyetik durumunun manyetik alınganlık, manyetizasyonlarının termal davranışları ve faz diyagramları gibi manyetik özellikleri kare kafes üzerinde detaylı olarak korelasyonlu EAT metodu kullanılarak Wei vd. (2004) tarafından incelendi. Uygulanan boyuna manyetik alandan dolayı bu manyetik niceliklerde ilginç davranışlar tespit edildi. Örneğin boyuna manyetik alan ne kadar yüksek olursa, manyetik alınganlık o kadar küçük olur ve bu da mıknatıslanmanın daha zayıf olduğu gerçeğini yansıtır. Uygulanan bir boyuna alanın yokluğunda, alt örgü mıknatıslanmaları sıfıra düşerken, uygulanan boylamsal alanın varlığında ise alt örgü mıknatıslanmaları küçük sabit değerlere düşer. Bethe kafesi üzerinde Ekiz (2005) tarafından tam özyineleme bağıntıları meotdu kullanılarak, boyuna manyetik alanla karma spin-(1/2, 3/2) modelin ferromanetik ($J>0$) ve ferrimanyetik ($J<0$) durumunun manyetik özellikleri araştırıldı. Elde edilen sonuçlar ile EAT metodu ile yapılan sonuçlar arasında iyi bir uyum olduğu görüldü. Çalışmada, modelin ferrimanyetik durumunda herhangi bir telafi sıcaklığı olmadığı ve telafi sıcaklığının varlığının koordinasyon sayısına ve boyuna manyetik alana bağlı olmadığı bildirildi. Modelin faz diyagramlarının Bethe çözümü, Albayrak ve Alçı (2005) tarafından elde edildi. Çalışmada, her bir alt örgünün manyetizasyon eğrilerinin termal davranışları ve

net manyetizasyon eğrilerinin net davranışları detaylıca ortaya kondu. Düzenli fazlar ile düzensiz fazların birbirlerinden sadece ikinc-derece faz geçiş çizgileri ile ayrıldıkları tespit edildi ve herhangi bir telafi sıcaklığı tespit edilmedi. Bal peteği örgüsü üzerinde karıma spin-1/2 ve spin-3/2 Ising modelinin manyetik özellikleri tam bir yıldız-üçgen haritalama dönüşümü çerçevesinde Jašćur ve Strečka (2005) tarafından incelendi. Çalışmada, spin-3/2 atomlarının manyetik davranışını temel olarak etkileyen tek eksenli ve çift eksenli kristal alan potansiyellerinin etkisine özellikle dikkat edilmiştir. Çalışmada, makroskobik olarak tünelleme etkisi, manyetik olarak düzenli fazların kritik sıcaklığını azaltır ve spin-3/2 alt örgüsünün mıknatıslanmasını önemli ölçüde bastırdığı ve bu kuantum azalmasının, görünüşe göre çift eksenli kristal alan potansiyelinden kaynaklanan yerel kuantum dalgalanmalarından dolayı ortaya çıktığı bildirildi. Ferromanyetik modeli Zhang vd. (2006) tarafından iki katlı Cayley ağacı üzerinde tam öz yineleme bağıntıları metodu ile incelendi. Manyetizasyonların termal davranışları farklı q değerli Cayley ağacı üzerinde elde edildi. Modelin faz diyagramlarında (D/J , $k_B T/J$) düzleminde elde edildi. Çalışmada hehan bir üçlü kritik nokta ve telafi sıcaklığı olmadığı tespit edildi. $S=1/2$ ve $S=3/2$ Ising ferromanyetik ve ferrimanyetik çift tabakalı (A–B) sistemlerin basit bir kübik kafes üzerinde manyetik özelliklerini ve histerezis döngüleri, B katmanında kristal alan varlığında ve uygulanan bir dış manyetik alan varlığında EAT metodu kullanılarak Essaoudi vd. (2007) tarafından incelendi. Çalışmada manyetik alanın histerezis döngüleri ve manyetik alınganlık üzerindeki etkileri ortaya kondu. Histerezis döngülerinin tipinin sıcaklığa ve J_3' ün işaretine bağlı olarak değiştirilebildiği, boyuna manyetik alanın ne kadar güçlü olursa, manyetik alınganlığın o kadar küçük olduğu, bu da mıknatıslanmanın daha zayıf olduğu gerçeğini gösterdiği sonuçları elde edildi. Modelin enine durumu korelasyonlu EAT metodu kullanılarak Liang vd. (2008) tarafından incelendi. Çalışmada, toplam boyuna ve enine mıknatıslanma, enine alınganlık ve boyuna alınganlık ve kritik sıcaklıklar elde edildi. Uygulanan enine alan ve boyuna alan nedeniyle bu niceliklerde çok sayıda ilginç olaylar gözlemlendi. İç içe geçmiş iki alt örgülü kare kafes üzerinde kinetik karma Ising modelin zamana bağlı salınım yapan manyetik alan varlığındaki denge dışı incelenmesi OAY metodu ile Deviren ve çalışma arkadaşları (2009a) tarafından araştırıldı ve neticesinde modelin dinamik faz geçiş noktaları ve faz diyagramları ortaya çıkarıldı. Çalışmada, sistemin davranışının etkileşim parametrelerinin değerlerine güçlü bir

şekilde bağlı olduğu ve (h, T) düzleminde iki farklı faz diyagramı topolojisi elde edildiği ve (d, T) düzleminde ise üç temel faz diyagramı bulunduğu sonuçları elde edildi. Modelin rastgele D varlığındaki kritik davranışları bal peteği kafesi üzerinde Yiğit ve Albayrak (2013) tarafından korelasyonlu EAT metodu kullanılarak elde edildi. Rastgele kristal alanın, net ve alt örgü miknatıslanmalarının termal değişimlerini önemli ölçüde etkilediği gösterildi. Öyleki, sabit D varlığındaki çalışmalarda ortaya çıkmayan telafi sıcaklık noktalarının rastgele D varlığında ortaya çıktığı bildirildi. Bir önceki çalışmadaki aynı modelin rastgele J varlığındaki önemli davranışları özyineleme bağıntıları kullanılarak Bethe kafesi için Albayrak (2016) tarafından elde edildi. Bilineer etkileşim parametresi, Bethe kafesi üzerindeki en yakın komşu bölgeler için p ve $1-p$ olasılıklarıyla sırasıyla ferrimanyetik olarak ($J>0$) açılır veya antiferromanyetik olarak ($J<0$) kapanır. Modelin faz diyagramları, verilen p değerleri için $q=3, 4$ ve 6 koordinasyon sayısı için spin- $3/2$ bölgelerindeki kristal alan etkileşimlerinin dahil edilmesiyle elde edilir. Modelin verilen her p değeri için ikinci veya birinci dereceden faz geçiş çizgilerini verdiği bulunmuştur. Bu kritik çizgilerin sıcaklıkları q değerlerinin artmasıyla birlikte arttığı gözlemlenmiştir. Jabar and Masrour (2017) karma-spin $S=3/2$ ve $S=1/2$ ferrimanyetik sistemin taban durumu faz diyagramları ve telafi sıcaklıklarını MC simülasyonu kullanılarak elde ettiler. Manyetik histerezis döngüsünün azaltılmış değişim etkileşimleri, sıcaklıklar ve kristal alanlar açısından farklı değerlere sahip olduğu bulunmuştur ve modelde çoklu histerezis ile süperparamanyetik faz sergilenmiştir. Modelin rastgele değişen koordinasyon sayılı Bethe kafesi üzerindeki incelenmesi Albayrak (2018) tarafından yapıldı. Sistem parametrelerinin olası düzlemlerindeki faz diyagramlarını elde etmek için standart-rastgele yaklaşım açısından Bethe kafesinin kabukları üzerinde iki farklı koordinasyon sayısının çifti rastgele değiştirilir. Sonuç olarak düzen parametrelerinin termal analizinden, modelin normal karma durumda olduğu gibi yalnızca ikinci dereceden faz geçişlerini verdiği ve daha büyük koordinasyon sayısına sahip olma olasılığı arttıkça kritik çizgilerin sıcaklıkları da beklendiği gibi arttığı bulunmuştur. Karma spin- $1/2$ ve spin- $3/2$ kübik Ising nanotel sisteminin hysteresis davranışları ise MC simülasyonu ile Hachem ve çalışma arkadaşları (2018) tarafından ortaya kondu. Çalışmada bilinear değişim etkileşiminin, kristal alanın ve nanotel boyutunun etkileri incelenerek, faz diyagramları (T, D) ve (T, J_A) düzlemlerinde çizildi. Sonuç olarak kritik sıcaklıkların lineer olarak bilinear

etkileşim parametresinin değerinin artmasıyla arttığı bulunmuştur. Modelin denge dışı özellikleri yol ihtimaliyet metodu (YİM) kullanılarak Gençaslan ve Keskin (2020) tarafından elde edildi. Modelin dinamik davranışlarının anlaşılması için, öncelikler modelin denge manyetik özellikleri, manyetizasyonlarının kararlı, yarı kararlı ve kararsız dallarının termal davranışları KDY metodu kullanılarak incelendi. Model kare kafes üzerinde konum seyreltilmiş bir ferromagnetik veya manyetik olmayan safsızlıklara sahip bir sistem olarak düşünülüp, MC simülasyonu ile manyetik davranışlarındaki değişim Carlos ve Gloria (2021) tarafından analiz edildi. Çalışmada, toplam mıknatıslanmanın, alt örgü mıknatıslanmasının ve özgül ısının seyreltmeye bağımlılığı hesaplanmıştır. Kritik ve telafi sıcaklıklarının davranışının seyreltme ve seyreltmenin olduğu yerden büyük ölçüde etkilendiği bulunmuştur. Üçgen kabukların spin-1/2 atomlardan ve çekirdek olarak spin-3/2 atomlardan oluşan çekirdek-kabuk yapısı kullanılarak, üçgen tipte nano tel Bethe kafesi üzerinde Albayrak (2023) tarafından düzenlenmiştir. Her üçgen spin plaketi, üst ve alt plaketlere simetrik olarak bağlanan bir nanoparçacık oluşturur. Plakaların eklenmesi, nanotelin oluşturulması için termodinamik sınıra kadar süresiz olarak devam eder. Modelin faz diyagramlarının elde edilmesi için düzen parametrelerinin termal davranışları kapsamlıca incelenmiştir. Sonuç olarak, modelin, çeşitli faz geçiş biçimleriyle farklı tipteki FM ve AFM bölgelerine yol açtığı bulunmuştur. Ayrıca modelin, sistem parametrelerinin uygun değerleri için rastgele veya salınımlı mıknatıslanma davranış bölgeleri sunması da ilginçtir.

Daha az çalışmanın yapıldığı bir diğer karma spin-yarım sayılı ve spin-yarım sayılı versiyon ise, karma spin-1/2 ve spin-5/2 modelidir. Bal Peteği kafesi ($z=3$) ve kare kafes ($z=4$) üzerindeki boyuna bir manyetik alanda kristal alan içeren anti-ferromanyetik ve ferrimanyetik karma spin modelinin önemli özellikleri korelasyonlu EAT kullanılarak Deviren vd. (2009b) tarafından çalışıldı. Modelin taban durumu faz diyagramları ($\Delta/z|J|$, $h/z|J|$) düzleminde, faz diyagramları ise ($\Delta/|J|$, $k_B T/|J|$) düzleminde elde edilmiştir. Faz diyagramları, kristal alan etkileşiminin değerlerine bağlı olarak birden fazla telafi sıcaklığı sergilemiştir. Ayrıca sistemin alınganlığı, iç enerjisi ve özgül ısı sayısal olarak incelenmiş ve uygulanan boyuna manyetik alan nedeniyle bu miktarlarda bazı ilginç olaylar bulunmuştur. Kinetik karma spin-1/2 ve spin-5/2 Ising modelin dinamik

faz geçiş sııcaklıkları ise Deviren ve çalışma arkadaşları (2010) tarafından zamana bağlı salınım yapan manyetik alan varlığında Glauber dönüşümleri kullanılarak elde edilmiştir. Modelin faz diyagramlarının, etkileşme parametrelerinin güçlü etkisi altında olduğu ve bu nedenle faz diyagramlarında dört temel  karışık faz oluştuğu bulunmuştur. Model Bethe kafesi üzerinde öz yineleme bağıntıları metodu kullanılarak, dış manyetik alanın varlığında Karimou vd. (2016) tarafından kapsamlıca incelendi. Modelin sııcaklık faz diyagramlarının önemli bölgelerini araştırmak için gerekli olabilecek bir taban durum faz diyagramı elde edildi. Faz geçişlerinin tipini belirlemek için düzen parametreleri ve bunlara karşılık gelen cevap fonksiyonları, iç enerji ifadeleri elde edilerek, bu niceliklerin termal davranışları incelendi. Çalışmada sadece ikinci-derece faz geçişleri olduğu sonucu sunuldu. Bethe kafesi üzerinde $\pm J$ model dşnlerek model Albayrak ve Karimou (2017) tarafından araştırıldı. Onlar elde ettikleri faz diyagramlarına p olasılığı ve kristal alan değişiminin nasıl etki ettiğini ortaya koydular. Çalışmada (T, p) düzleminde iki adet ikinci-derece faz geçiş çizgisi iki l kritik noktada aynı birinci-derece faz geçiş çizgisi ile birleşmekte olduğu ve herhangi bir telafi sııcaklığı olamadığı sonuçları bildirilmiştir. Albayrak ve Karimou (2018) tarafından, aynı modelin rastgele tek-iyon anizotropi parametresi varlığındaki faz diyagramları öz yineleme bağıntıları metodu kullanılarak elde edilmiştir. Çalışmada, uygun parametere değerlerinde bir adet N- tipinde telafi sııcaklık noktası tespit edilmiştir. Renormalizasyon grubu yaklaşımını (RGY), zellikle Migdal-Kadanoff tekniğini kullanarak, d boyutlu hiperkbik kafes üzerinde $S=1/2$ ve $S=5/2$ karma spinli BC modeli El Antari vd. (2018) tarafından çalışılmıştır. Hamiltoniyenin parametre uzayındaki akış ve termodinamik fonksiyonlar belirlenerek, modelin faz diyagramı d=2 ve d=3 durumları için (anizotropi, sııcaklık) düzleminde çizilmiştir. Modelin, birinci-mertebe ve ikinci-mertebe faz geçişleri sergiledikleri, birinci-derece faz geçiş çizgilerinin kritik son nokta da son buldukları belirtilmiştir. Üç boyutlu kübik bir kafes üzerinde boyuna bir manyetik alanın yokluğunda ve varlığında kristal alan etkileşimli ferrimanyetik karma spin-1/2 ve spin-5/2 Ising modeli, OAY çerçevesinde ve MC simülasyonu ile Hachem ve çalışma arkadaşları (2019) tarafından incelenmiştir. OAY ile elde edilen (anizotropi, sııcaklık) düzlemindeki sıfır manyetik alan için faz diyagramlarında, birinci ve ikinci dereceden faz geçişleri ve kritik son noktalar sergilediği grlmştir. Ayrıca çalışmada elde edilen sonuçların doğruluğunu göstermek

için MC simülasyonu ile faz diyagramları elde edilmiştir. Çalışmada herhangi bir telafi sıcaklık noktası tespit edilmemiştir. RG teorisi ve MC simülasyonu kullanılarak, yarı-sonsuz karma spinli sistemi El Antari ve çalışma arkadaşları (2020) tarafından incelenmiştir. R ve D oranlarına (bulk-surface) bağlı olarak, dört kalitatif faz diyagramı tipi belirlenmiş ve sınıflandırılmıştır; her tip sıradan, olağanüstü, yüzey ve özel faz geçişlerinin varlığı veya yokluğu ile karakterize edilmiştir. Bethe kafesi üzerinde karma spinli aynı modelin ayarlanabilir bir α parametresi vasıtasıyla belirlenen rastgele bilineer etkileşim parametresi varlığındaki kritik davranışları Albayrak ve Özcan tarafından (Albayrak ve Özcan 2020, Albayrak ve Özcan 2023) incelenmiştir ve oldukça zengin faz diyagramları elde edilmiştir.

Bir diğer karma yarım-sayı ve yarım-sayı spin sistemi ise karma spin-1/2 ve spin-7/2 sistemidir. Bu sistemin, boyuna bir manyetik alanda manyetik özellikleri tam özyineleme ilişkileri kullanılarak Bethe kafesinde Eddahri vd. (2018) tarafından araştırıldı. Çalışmada, modelin taban durum faz diyagramı ve sıcaklığa bağlı olan faz diyagramları ($k_B T/J$, D/J) düzleminde, $z=3, 4, 6$ kafes koordinasyon sayıları için harici kısıtlamanın yokluğunda tekdüze kristal alan durumunda elde edildi. Ayrıca net mıknatıslanmanın termal değişimleri Néel terminolojisine göre sınıflandırıldı. Dış bir boyuna manyetik alanın varlığında ve yokluğunda kristal alana sahip karma spin-7/2 ve spin-1/2 Ising modeli, hem RG yöntemi hem de MC simülasyonu çerçevesinde El Antari ve çalışma arkadaşları (2021) tarafından kapsamlıca incelenmiştir. Öncelikle taban durum faz diyagramı belirlenerek ve RG tekniği kullanılarak, Hamiltoniyein parametreler uzayındaki akış takip edilerek, düşük sıcaklıklarda serbest enerji ve bunun izoterm türevi değerlendirilmiştir. Modelin iki ve üç boyutlu durumlar için sonlu sıcaklık faz diyagramları çizilmiştir. OAY, tam özyineleme ilişkileri ve MC simülasyonları gibi üç farklı yöntem kullanılarak ferrimanyetik etkileşimli Ising spin-7/2 ve spin-1/2' den oluşan karma sistemin faz diyagramları ve manyetik özellikleri ise Ngantso vd. (2022) tarafından araştırılmıştır. Sistem, her bir spin tipinde iki adet birbirine geçmiş yüzey merkezli kübik alt örgüden oluşur. Bu yöntemlerle elde edilen sonuçların karşılaştırmalı bir analizi geliştirilmiştir. Çalışmada yapılan hesaplamalar, bu üç yöntemin sonuçları arasında niteliksel olarak iyi bir uyum olduğunu göstermiştir. Bir diğer çalışmada ise karışık spin-(1/2, σ) ($\sigma=1, 2$ and 3 , and $\sigma=3/2, 5/2$ and $7/2$) Ising

ferrimanyetlerinin, spin σ atomlarına etki eden kristal alan varlığında basit bir kübik kafes üzerindeki manyetik özellikleri, MC hesaplamaları kullanılarak Fouejio ve Noupa (2022) tarafından araştırılmıştır. Kristal alanın bir fonksiyonu olarak farklı S değerleri için taban durum faz diyagramları belirlenmiştir. Ayrıca farklı S değerleri için sonlu sıcaklık faz diyagramlarını hesaplayarak kristal alanın kritik sıcaklık üzerindeki etkileri araştırılmıştır. Çalışmada, fazların birbirlerinden ikinci-dereceden faz geçiş çizgileri ile ayrıldığı bildirilmiştir.

Tezin çalışma konusu olan karışık spin-3/2 ve spin-5/2 modeli ile ilgili yapılan çalışmaları verelim. Zhang vd. (2005) katlı bal peteği kafesi üzerinde karma spinli ferrimanyetik Ising modelin iç enerjileri ve faz diyagramları korelasyonlu EAT metodu kullanılarak elde edilmiştir. Çalışmada, tabakalar arası etkileşim parametresi ve kristal alanın artmasıyla kritik sıcaklığın arttığını, dengeleme sıcaklığının ve iç enerjinin ise küçüldüğü sonucu elde edilmiştir. Ayrıca herhangi bir birinci-derece faz geçişi ve üçlü kritik nokta tespit edilememiştir. Bethe kafesi üzerinde ise model, Albayrak ve Yiğit tarafından koordinasyon sayısı $q=3, 4, 5$ ve 6 için eşit kristal alan varlığında (Albayrak and Yigit 2006), $q=4$ ve 6 için eşit olmayan kristal alan varlığında (Albayrak and Yigit 2007) incelenmiştir. Modelin zengin faz diyagramları ortaya konmuştur. A ve B alt örgülerinden oluşan iki katlı Cayley ağacı üzerindeki yarım tam sayı karma spin-5/2 ve spin-3/2 Blume-Capel Ising ferromanyetik sisteminin manyetik özellikleri tam yineleme bağıntılarını kullanarak Yessoufou vd. (2009) tarafından incelenmiştir. Çalışmada birinci- ve ikinci-mertebe faz geçiş çizgilerinin birbirleri ile birleşmediği ve üçlü kritik noktanın ortaya çıkmadığı bildirilmiştir. Ayrıca kritik üstel β_0 küçük kristal alan değerleri için $1/4$ değerinde iken büyük kristal alan değerlerinde ise $1/2$ değerindedir, kristal alanın ara değerlerinde ise manyetik üstelin ilginç davranışlar sergilediği bir geçiş bölgesi tespit edilmiştir. Modelin kristal alan etkileşimlerine sahip durumu için, denge dışı dinamik faz geçişleri ve telafi sıcaklık gibi özellikleri ise Deviren ve Keskin (2010) tarafından altıgen kafes için Glauber tipi stokastik dinamikleri kullanılarak OAY metodu vasıtasıyla elde edilmiştir. Çalışmada beş farklı düzlemde ki telafi sıcaklıklarını içeren dinamik faz diyagramları elde edilmiştir. Ayrıca modelin uygun Hamiltonyen parametrelerine göre beş farklı temel faz, üç farklı karma faz ve Néel sınıflandırması terminolojisinde altı farklı türde telafi sıcaklık davranışı tespit edilmiştir. Bir diğer

çalışmada ise Hadey (2011) tarafından OAY kullanılarak model basit kübik kafes ve kare kafes üzerinde araştırılmıştır. Spin telafi sıcaklığının boylamsal manyetik alan bağımlılığı araştırmanın ana odağıdır. Çalışmada modelin diğer çalışmalardan farklı olarak uygun boylamsal manyetik alan varlığında üç telafi sıcaklık noktası sergilediği bildirilmiştir. Vèlez ve Lòpez (2013) ise MC simülasyonu kullanarak modeli kare kafes üzerinde en yakın ve diğer en yakın komşu etkileşim parametrelerini ele alarak incelemiştir. Telafi sıcaklıklarının davranışları çalışmada ortaya konmuştur. Alzate-Cardona vd. (2017) MC simülasyonu kullanılarak bir grafen tabakasında modeli analiz etmişler. Sistemin kritik ve telafi davranışları üzerine, kristal alan ve en yakın komşu değiş tokuş etkileşimlerinin etkileri araştırılmıştır. Çalışmada, kritik ve telafi sıcaklık davranışları sırasıyla J_s ve J_σ değişimine karşı çok hassasken, kristal alan anizotropisi ise her iki sıcaklık davranışında büyük ölçüde etkilediği sonucu ortaya konmuştur. Benhouria vd. (2017) çekirdekte spin-3/2 ve kabukta spin-5/2 yapısına sahip karma Ising ferrielektrik nanotel sistemini ele alarak, sistemin dielektrik özelliklerini, dış boyuna elektrik alanının varlığında MC simülasyonu kullanılarak sistematik olarak incelemişler. Çalışmada, sistemin çekirdek ve kabuk polarizasyonları, özgül ısı, telafi noktaları, alinganlık ve histerezis gibi davranışları üzerine sıcaklık, çekirdek ve kabuk etkileşimlerinin, arayüz etkileşmesinin etkilerine özel olarak odaklanılmıştır. Antiferroelektrik arayüz etkileşme sabiti ve sıcaklıktan etkilenen sistem parametrelerinin uygun değerleri için üçlü histerezis döngülerinin varlığı gibi bazı karakteristik davranışlar bulunmuştur. De La Espriella vd. (2017) MC simülasyonu kullanarak A ve B gibi iç içe geçmiş iki alt kafese asahip kare kafes üzerinde karma spin-3/2 ve spin-5/2 Ising modelin manyetik özelliklerini elde etmişler. Modelin Hamiltonyeni'nde en yakın komşu spinler arasında değiş tokuş etkileşimi ve bir dış manyetik alan parameteresi yer almaktadır. Toplam mıknatıslanmanın, alt örgü mıknatıslanmalarının, enerjinin ve manyetik duyarlılığın manyetik alana bağımlılığını ve bunların sabit bir alan için sıcaklığa bağımlılığı hesaplanmıştır. Çalışmada, ferrimanyetik ve ferromanyetik durumlar için manyetik alan açısından kritik sıcaklıkları gösteren bir faz diyagramı sunulmuştur. Ayrıca sistemde telafi sıcaklığının olmadığı görülmüştür. Son olarak ferrimanyetik ve antiferromanyetik durumların her ikisinde de, manyetik alan düzenli ve düzensiz paramanyetik faz arasındaki geçişi yumuşatmaktadır. Diğer bir çalışma ise Feraoun vd. (2018) tarafından yapılmıştır. Çalışmada nanografen

tabakalı karma spin-3/2 ve spin-5/2 Ising sistem en yakın komşular arasında değiş tokuş etkileşim parametresi, manyetik alan parametresi ve dört spin etkileşimli değiş tokuş etkileşim parametresi varlığında incelenmiştir. Çalışmada ilginç sonuçlar elde edilmiştir. Öyleki manyetik alan parametresi ve dört spin etkileşimli değiş tokuş etkileşim parametresi telafi sıcaklıklarına yol açmıştır. İki tabakalı kare kafes üzerinde salınımlı bir manyetik alanda kristal alan etkileşimi ile karma (3/2, 5/2) Ising spinlerinden oluşan Ising iki tabakalı sisteminin dinamik manyetik özellikleri, Keskin ve Ertaş (2018) tarafından Glauber tipi stokastik temelli dinamik OAY kullanılarak araştırılmıştır. Çalışmada denge dışı faz dönüşüm sıcaklıkları elde edildi ve üç farklı düzlemde denge dışı faz diyagramları sunulmuştur. Ayrıca çalışmada dinamik histerezis döngülerinin frekansa bağımlılığı da detaylı olarak incelenmiştir. Metropolis algoritmasını temel alan MC simülasyonu çerçevesinde, altıgen çekirdek- kabuk yapısına sahip ferrimanyetik karma spinli (3/2, 5/2) Ising nanotüpünün manyetik özellikleri Nmaila vd. (2022) tarafından incelenmiştir. Çalışmada sistemin telafi fenomeni, ikinci-dereceden faz geçişleri, toplam mıknatıslanmanın S, Q ve N tipi şekiller alabildiği ve ayrıca boyuna kristal alanın, etkileşim sabiti ve sıcaklığın belirli değerleri altında üçlü histerezis döngüleri sergilediği bulunmuştur. Nmaila vd. (2023) tarafından ferrimanyetik karma spin-3/2 ve spin-5/2 altıgen Ising nano tel sisteminin toplam ve kısmi mıknatıslanmaları, manyetik duyarlılığı, iç enerjisi, toplam özgül ısısı, manyetik histerezis döngüleri ve telafi sıcaklığı gibi termodinamik ve manyetik özellikleri Metropolis algoritmasını temel alan MC simülasyonu ile incelenmiştir. Çalışmada boyuna kristal alanın, değiş tokuş etkileşimlerinin ve sıcaklığın manyetik özellikler ve histerezis döngüleri üzerindeki etkileri, sistem parametrelerinin farklı değerleri için ayrıntılı olarak incelenmiştir. Çalışmada düşük sıcaklıklarda yedi ve üçlü histerezis döngüleri, üçlü kritik nokta ve belirli fiziksel parametreler altında telafi davranışı gibi farklı ilginç manyetik olaylar elde edilmiştir.

Bikuadratik etkileşim parametresi çeşitli sistemlerin manyetik özelliklerinin aydınlatılmasında kritik bir öneme sahiptir. Bu sistemlere örnek olarak çok katmanlı malzemeler, perovskitler, demir-bazlı süper iletkenler, demir tellüridler ve oksitler verilebilir. Bikuadratik etkileşim parametresi şimdiye kadar keşfedilen 2D mıknatıs durumunda güçlü bir etkiye sahiptir (Kartsev *et al.* 2020). Ayrıca bikuadratik etkileşim

parametresi sistemlerin kritik T_c sıcaklıkları gibi termal özelliklerine önemli katkılar sağlamaktadır. Ayrıca modelde yer alan bilineer ve bikuadratik etkileşimler arasındaki rekabet modelin farklı kritik özellikler sergilemesine sebep olmaktadır.

Şimdi karma spin Ising modellerin Hamiltonyenin' de bikuadratik etkileşim parametresinin olduğu yani karma spin BEG modeller ilgili yapılmış çalışmalara bir göz atalım. Iwashita ve Uryu (1983) Bethe-Peirls (BP) metodu kullanılarak, $S=1$ ve $S=1/2$ ' den oluşan karma Ising ferromanyet için Curie sıcaklığına bikuadratik etkileşme parametresinin etkilerini araştırdılar ve bu etkinin $J'>0$ için büyük olduğu gösterilmiştir. Keskin vd. (2008) tarafından, bikuadratik ve bilineer en yakın komşu etkileşimleri ve tek-iyon anizotropi etkileşimli Hamiltonyene sahip karma spin-1 ve spin-3/2 Ising modelin zamana bağlı salınımlı dış manyetik alan varlığında OAY metodu kullanılarak ortalama mıknatıslanmaların ve kuadrupol momentlerin zamana bağlılığı ve dinamik düzen parametrelerinin termal davranışları elde edilerek, modelin farklı düzlemlerdeki faz diyagramları çizilmiştir ve çalışmada dinamik kritik noktalar bulunmuştur. Keskin vd. (2009) tarafından, OAY çerçevesinde zamana bağlı salınım yapan bir dış manyetik alanın varlığı altında bikuadratik etkileşim parametresi ve kristal alan etkileşimini içeren karma spin-(1, 2) modelinin denge dışı yönleri araştırılmıştır. Jabar ve çalışma arkadaşları (2015) tarafından, BEG ince film modeli, biquadratik en yakın komşu etkileşimli $\sigma = 3/2$ ve $S = 2$ karma spinleri için, MC simülasyon metodu kullanılarak manyetik özellikleri ve histerezis döngüleri elde edilmiştir. Sidi Ahmed ve çalışma arkadaşları (2017), karma spin-1/2 ve spin-1 modelin termal ve histerezis davranışını incelemek için BEG modelini kullanmıştır. Araştırma, sistemi tanımlayan spin Hamiltoniyen' den başlayarak, kristal alan ve biquadratik değişim etkileşimlerinden etkilenen kritik davranışlara odaklanmıştır. Çalışmada hesaplanan kritik üsteller, üç boyutlu Ising modelinin kritik üstelleri ile karşılaştırıldı. Alrajhi vd. (2018), spin-1 ve spin-3/2 parçacıklarının bir kombinasyonunu içeren BEG modelini iki teorik yaklaşım OAY metodu ve Migdal-Kadanoff RG metodu kullanarak araştırdılar. Araştırma özellikle modelin itici biquadratik etkileşmesine odaklanmıştır. Sistemin sıfır sıcaklıkta taban durum faz diyagramları, bikuadratik ve bilineer değişim etkileşimleri arasındaki $R<0$ oranının çeşitli değerleri dikkate alınarak tek iyon anizotropi düzleminde belirlenir. Ayrıca çalışmada, $R<0$ oranının manipülasyonu yoluyla, birinci ve ikinci mertebeden

faz geçişlerin yanı sıra üçlü kritik noktalar ve kritik son noktaları da sergileyen çok sayıda faz diyagramını başarıyla karakterize edilmiştir. ekici bikuadratik etkileşimli karma spin-1 ve spin-3/2 BEG modeli, Migdal-Kadanoff RG yöntemi çerçevesinde Lafhal vd. (2020) tarafından incelenmiştir. Onlar, bikuadratik ve bilinear etkileşimlerinin $R > 0$ oranını değiştirerek ve kristal alan etkileşimlerinin farklı değerlerine göre, altı ana tipte faz diyagramı türünü belirlediler. Gençaslan ve Keskin (2022) tarafından YİM kullanılarak, zamanla değişen bir manyetik alan varlığında itici bikuadratik etkileşime sahip karma spin (2, 5/2) BEG modelin dinamik denklemleri ve faz diyagramları elde edilmiştir. Çalışmada manyetik alan genliğinin daha yüksek değerleri için her zaman Re-entrant davranışları gösterdiği, ancak kristal alan parametrelerinin daha yüksek değerleri için modelin dinamik üçlü kritik davranışı sergilemediğini bildirdiler. Fadil vd. (2023) tarafından, karma karbon benzeri bir nanotüp modeli önerilmiş ve bu modelde karma spinli ($s=1$, $\sigma=3/2$) BEG modeli kullanılarak, Metropolis algoritması altında MC simölasyon metodu vasıtasıyla önerilen modelin taban durum faz diyagramları ve histerezis elektrik çevrimleri araştırılmıştır. Al Qahoom vd. (2023b) tarafından Bogoliubov eşitsizliğine dayalı MFA metodu kullanılarak, ferrimanyetik karma spinli (1, 5/2) BEG modeli, hiperküp kafes üzerinde incelenmiştir. Çalışmada modelin net ve alt örgü mıknatıslanmalarının termal davranışlarının ilginç özellikler sergilediği belirtilmiştir. Tüm bu çalışmalarda bikuadratik etkileşim parametresi K' nın, kritik özellikleri nasıl etkilediği detaylı olarak ortaya konulmuştur.

2.2. Bethe Kafesi

İstatistik mekanik ve matematikte Bethe Kafesi (düzenli ağaç olarak da adlandırılır), tüm örgü noktaları aynı sayıda komşuya sahip olduğu sonsuz bağlantılı çevrimsiz bir grafiktir. Bethe kafesi fizik literatürüne 1935 yılında Hans Bethe (1935) tarafından sunulmuştur ve Ising modeli, Bethe Kafesi üzerinde tam olarak özölebilen basit modellerden biridir. Böyle bir grafikte, her örgü noktası q tane komşuya bağlıdır ve q sayısı, koordinasyon sayısı ya da derecesi olarak adlandırılır. Ortalama alan yaklaşımında meydana geldiği gibi, bu modelde örneğin bir kare veya kübik kafes üzerindeki bir modelin yaklaşık olarak ele alınmasına eşdeğerdir. Örneğin model, bal

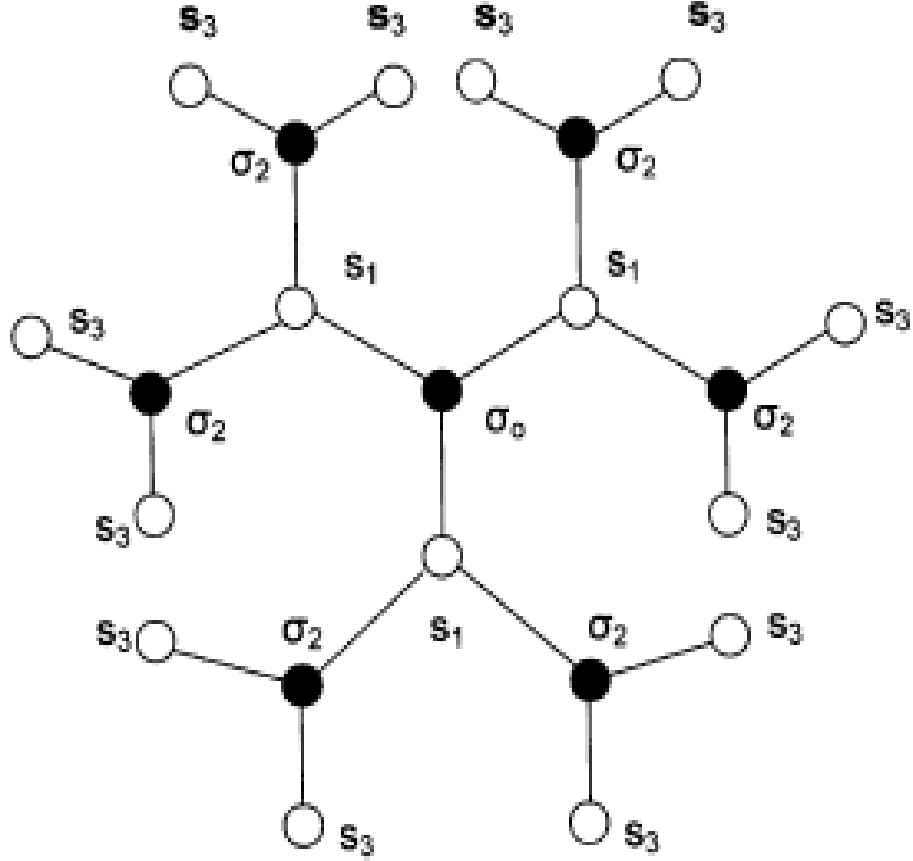
peteği için $q=3$ ' e, kare kafes için $q=4$ ' e ve kübik kafes için ise $q=6$ ' ya karşılık gelir. Bu ayırt edici topolojik yapısından dolayı, bu grafikteki kafes modellerinin istatistiksel mekaniğini çözmek genellikle diğer kafeslere göre daha kolaydır.

Böyle bir grafik meydana getirilirken merkezi bir “0” konumu ele alınır ve bu “0” konumuna tümü birleşecek şekilde q tane yeni konum ilave edilir. Bu q konumların takımının hepsi ilk kabuk olarak tarif edilir. Daha çok kabuk inşa etmek için t . kabukta bir konum belirlenir ve buna $(q-1)$ tane yeni konum ilave edilir. Bu işlem, u . kabukta yer alan konumlara eksiksiz olarak yapılır ve bu yeni konumlar takımının hepsi $(u+1)$. kabuk olarak adlandırılır. Bu şekilde 2, 3, ..., n . kabukları oluşturmak için iterasyonel olarak ilerlenir. Böyle bir grafik Şekil 2.1' de gösterilmiştir. Böylece u . kabukta $q(q-1)^{u-1}$ konum oluşur ve grafikteki toplam konumları veren formül

$$\frac{q[(q-1)^n - 1]}{(q-2)} \quad (2.1)$$

şeklindedir. n . kabuktaki konumlar sınır konumları olarak adlandırılır ve onların her birinin yalnızca bir komşusu varken, diğer tüm konumlar (iç konumların) her birinin q komşusu olması bakımından istisnai bir durumdur. Böyle bir grafik hiçbir çevrim içermez ve Cayley ağacı olarak bilinir. Bu bakış açısından, sınır konumlarının ihmal edilebilmesi şartıyla, q koordinasyon sayılı (yani, konum başına q komşuya sahip) düzenli bir kafes olarak düşünülebilir. Normalde bir kafesin sınır bölgelerinin sayısının iç bölgelerin sayısına oranı, büyük bir sistemin termodinamik limitinde küçük olur. Burada öyle değil, çünkü her iki sayı da $(q-1)^n$ gibi üstel olarak büyüyor. Bu problemin üstesinden gelmek için ise, yalnızca grafiğin derinliklerindeki konumların yerel özellikleri dikkate alınır (yani, $n \rightarrow \infty$ limitinde sınırdan sonsuz derecede uzakta). Her biri q koordinasyon sayısına sahip bu tür konumların hepsi eşdeğerdir. Bu türden konumların Bethe Kafesini oluşturdukları kabul edilir (Cayley ağacı ve Bethe kafesi arasındaki bu ayrım her zaman yapılmaz, ancak bu yararlı bir terminolojidir.) (Baxter 1989). Başka bir deyişle, Cayley ağacı üzerinde bir Ising modeli oluşturursak, o zaman Z bölüşüm fonksiyonu grafiğin derinlerindeki her iki konumun ve sınıra yakın veya

sınırdaki konumların katkılarını içerir. İkincisinin katkısı, termodinamik sınırdaki bile ihmal edilebilir değildir.



Şekil 2.1 Koordinasyon sayısı $q=3$ için Bethe kafesi veya düzenli ağaç.

Bethe kafesinin koordinasyon sayısı $q=3$ için bir gösterimi Şekil 2.1 de verilmiştir. Burada birinci kuşak (generation) spinini olarak isimlendirilen bir merkezi σ_0 spinin q tane en yakın s_1 komşu spinini vardır. Bu ikinci kuşak spinleri olarak adlandırılır. Daha sonra ise ikinci kuşak $q(q-1)$ en yakın σ_2 komşu spinini vardır ki bunlar üçüncü kuşağı oluştururlar ve böyle sonsuza ilerlenir.

Bethe yöntemi, sadece Ising modeli ile de sınırlı değildir. Bethe kafesinin özel yapısı nedeniyle, Bethe Kafesi üzerinde kuantum sistemleri pek çok fantastik olgu sergilemekte ve büyük ilgi görmektedir. Bethe Kafesi üzerinde Heisenberg ferromagnetlerin düzenli-düzensiz faz geçiş özellikleri (Ziman 1979) ortaya kondu, klasik Hisenberg modelin kritik sıcaklıkları ve alınganlıkları (Tanaka ve Uryu 1981) hesap edildi, kafes bölgelerinin rastgele manyetik ve manyetik olmayan atomlar tarafından işgal edildiği seyreltilmiş bir Heisenberg ferromanyetinin manyetik özellikleri (Wei ve Zhao 1993) araştırıldı, Bethe Kafesi üzerinde Bose-Hubbard modeli için kendi kendine tutarlı işlevsel denklemlerin iki farklı biçimi (Semerjian *et al.* 2009) elde edildi, termodinamik limitte bir Bethe Kafesinde Hubbard modeli tarafından tanımlanan güçlü bir şekilde korelasyonlu fermiyonların denge dışı dinamiklerini simüle etmek için doğrusal olmayan, hibrit bir kuantum-klasik şema (Kreula *et al.* 2016) önerildi, Hubbard modelinin dinamikleri genge dışı dinamik ortalama alan teorisi ile sonsuz boyutlarda bir Bethe kafesi için (Mendoza-Arenas *et al.* 2017) hesaplandı, Heisenberg XXZ modeli en yakın komşu spin sayısı $z = 3$ için Bethe Kafesi üzerinde hem kanonik ağaç tensör ağı metodu ile hem de doğrusal spin dalga metodu kullanılarak (Qu *et al.* 2019) analiz edildi. Cayley Ağacı ve Bethe Kafesi tanıtılmalarından bu yana uzun yıllar geçmesine rağmen hala grafiklerin prototipleri olarak önemli bir rol oynamaktadır. Çalışmalardan görüldüğü üzere Bethe kafesi, araştırmacılar tarafından çeşitli fiziksel sistemlerin davranışlarını ortaya çıkarmak için sıklıkla tercih edilen bir metottur.

3. MATERYAL VE METOT

Bu bölümde, karma spin-3/2 ve spin-5/2 BEG modelinin kritik davranışlarını açıklamak için gerekli olan alt örgü düzen parametreleri manyetizasyon ve kuadropol moment ifadelerini tekrarlama bağıntıları terimlerinde Bethe kafesi için nasıl elde edildiği bilgisi verilecektir.

Karma spin-3/2 ve spin-5/2 BEG modelinin Hamiltonyeni,

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \sigma_i s_j - K \sum_{\langle i,j \rangle} \sigma_i^2 s_j^2 - D \sum_i \sigma_i^2 - D \sum_j s_j^2 \quad (3.1)$$

Eşitlik (3.1) ile verilir. Eşitlikteki her σ_i , Bethe kafesi üzerinde ki i. konumdaki spinleri ve s_j ise j. konumdaki spinleri göstermektedir. σ_i , spin-3/2 ile temsil edilir, $\pm 3/2, \pm 1/2$ olmak üzere dört farklı spin değeri alırken, s_j , spin-5/2 ile temsil edilir ve $\pm 5/2, \pm 3/2, \pm 1/2$ olmak üzere altı farklı spin değerine sahiptir. Bethe kafesi, karma spin durumunda, merkezi spin spin-3/2, sonraki kuşak spin-5/2 ve sonraki kuşak yine spin-3/2 olacak şekilde düzenlenir ve bu biçimde Şekil 2.1 de gösterildiği gibi sonsuza kadar devam edilir. Eşitlik (3.1) de verilen ilk toplamdaki J tüm en yakın komşu spin çiftleri üzerinden bilineer değiş- tokuş etkileşme parametresini, ikinci toplamdaki ki K ise en yakın komşu spin çiftleri üzerinden bikuadratik değiş- tokuş etkileşme parametresini, son toplamlardaki D ise kristal alan etkileşme parametresi veya tek-iyon anizotropi parametresini ifade eder. Bu çalışmada alt örgü konumlarında yer alan spinlere etki eden kristal alan etkileşmelerinin birbiri ile eşit olduğu durum ve en yakın komşu spinler arasındaki bilineer etkileşme parametresinin $J=-1.0$ olduğu durum göz önünde bulundurulmuştur.

İstatistik fizik alanında bu tip problemlerin çözümünde, ilk olarak bölüşüm fonksiyonunun genel ifadesi ile başlanır.

$$Z = \sum_{\substack{\text{Tüm} \\ \text{Konfigürasyonlar}}} e^{-\beta H} = \sum_{\text{Spc}} P(\text{Spc}) \quad (3.2)$$

Eşitlik (3.2) de yer alan $P(\text{Spc})$ ifadesi tüm spin konfigürasyonları üzerinden normalize olmamış olasılık dağılımı olarak ifade edilir. Burdaki $\text{Spc} \equiv \{\sigma, s\}$, v.b ve σ_i ve s_j i. ve j. konumlardaki spin değerlerine karşılık gelir. β ifadesi ise $\beta=1/k_B T$ şeklinde ifade edilir. Burada T ifadesi sıcaklık, k_B ifadesi ise Boltzmann sabitidir ve bu çalışmada uygunluk için $k_B=1$ olarak alınacaktır.

Eğer Bethe kafesi σ_0 spinli merkezi noktadan kesilirse, birbiriyle bağlantısız q özdeş dala ayrılır. Ayrılan bu dalların sayısı, en yakın komşuların sayısı veya koordinasyon sayısına (q) bağlıdır. Bu dalların her biri, kökü merkezi σ_0 spinin de olan ağaçlardır. $P(\{\sigma_0\})$, merkezi konumda, σ_0 değerli spin konfigürasyonunu ifade eder ve,

$$P(\{\sigma_0\}) = \exp[\beta(D\sigma_0^2)] \times \prod_{k=1}^q Q_n(\sigma_0 | \{s_1^{(k)}\}) \quad (3.3)$$

Eşitlik (3.3) şeklinde yazılabilir. Buradaki $\{s_1^{(k)}\}$ ise Cayley ağacının k' inci dalının σ_0 merkezi spin dışında kalan $\{s_1^{(k)}\}$ ile başlayan spin-konfigürasyonlarını belirtir. n ise alt ağacın n tane kabuklu olduğu gerçeğini belirtir, yani kök noktalarından sınır noktalara kadar n adım ilerlendiğini gösterir, Eşitlik (3.3) içerisinde yer alan $Q_n(\sigma_0 | \{s_1^{(k)}\})$ ifadesi ise,

$$Q_n(\sigma_0 | \{s_1^{(k)}\}) = \exp_{[f_0]}[\beta \{J\sigma_0(s_1^{(k)}) + K\sigma_0^2(s_1^{(k)})^2 + J \sum_{\langle i,j \rangle} \sigma_i s_j + K \sum_{\langle i,j \rangle} \sigma_i^2 s_j^2 + D \sum_i \sigma_i^2 + D \sum_j s_j^2 \}] \quad (3.4)$$

şeklindedir. Bu eşitlikteki σ_i ve s_j , merkezi spin σ_0 haricinde alt-ağacın i . ve j . konumlarındaki spinlerine karşılık gelir. 1 konumu spin-5/2' li konumdur ve merkezi

spin σ_0 ' ın yanındaki konumdur. Denklemdaki ilk toplam ve ikinci toplam, alt ağacın (0, 1) kenarı dışında, altağacın tüm kenarları üzerindendir ve i üzerindeki toplam, merkezi konum dışında spin-3/2 olan tüm konumlar üzerindedir. Buna ek olarak, üst alt ağacı, 0 konumuna komşu olan 1 konumundan kesilirse, bu da yine q parçaya ayrılır ve biri yine biri (0, 1) gövdesi ve geri kalan diğerleri özdeş dallardır. Bu dalların her biri orijinali gibi bir alt ağaçtır, fakat n-1 kabuğa ve q-1 komşuya sahiptir. Bu nedenle, Eşitlik (3.4)

$$Q_n(\sigma_0|\{s_1^{(k)}\})=\exp[\beta\{J\sigma_0(s_1)^{(k)}+K\sigma_0^2(s_1^{(k)})^2+D(s_1^{(k)})^2\}]X\prod_{l=1}^{q-1}Q_{n-1}(s_1^{(k)}|\{\tau_2^{(l)}\}) \quad (3.5)$$

halini alır. Burada $\{\tau_2^{(l)}\}$ ($s_1^{(k)}$ hariç) alt ağacın 1. dalı üzerinden spin konfigürasyonudur. Şimdi üst alt ağaç 1. konumun yanındaki spin-3/2 li 2. konumdan tekrar kesilirse, tekrar q parçaya ayrılır ve biri yine bir sonraki gövde (1, 2) ve geri kalanı yine n-1 kabuk ve q-1 komşuya sahip özdeş dallardır. Böylece,

$$Q_{n-1}(s_1^{(k)}|\{\tau_2^{(l)}\})=\exp[\beta\{J s_1(\sigma_2)^{(l)}+K s_1^2(\sigma_2^{(l)})^2+D(\sigma_2^{(l)})^2\}]X\prod_{m=1}^{q-1}Q_{n-2}(\tau_2^{(l)}|\{r_3^{(m)}\}) \quad (3.6)$$

burada $\{r_3^{(m)}\}$ üst alt ağacın sonraki m. dalı üzerindeki $\{\tau_2^{(l)}\}$ hariç tüm spinleri ifade eder. Sonuç olarak bu şekilde Bethe kafesi üzerinde kökten sınıra kadar n basamak ilerlenir (termodinamik limitte $n \rightarrow \infty$). Bu yolla tüm kabuklar eklenir ve tüm Bethe kafesi oluşturulur, merkezi spin-3/2 q tane komşu spin-5/2 ye sahipken, diğer spin-5/2 li jenarasyon ise q-1 tane spin-3/2 komşuya sahiptir ve spin-3/2 li diğer jenarasyon q-1 tane spin-5/2 komşuya sahiptir, böylece sonsuza kadar ilerlenir. Burada belirtmeliyizki merkezi spinin spin-3/2 veya spin-5/2 seçilmesi sistemimizde hernagi bir farklı etki meydana getirmeyecektir.

Şimdi spin-3/2' in spin-5/2 ile etkileşimlerini ve diğer dış parametrelere ile olan tüm etkileşimlerini içeren yeni bir eşitliği, her bir dalın bölüşüm fonksiyonu olarak tanımlayabiliriz.

$$g_n(\sigma_0)=\sum_{\{s_1\}}Q_n(\sigma_0|\{s_1\}) \quad (3.7)$$

Şimdi özyineleme ilişkilerini elde etmeye hazırız. İlk olarak Eşitlik (3.5) ve Eşitlik (3.7) birlikte düşünülürse,

$$g_n(\sigma_0) = \sum_{s_1} \exp[\beta(J\sigma_0 s_1 + K\sigma_0^2 s_1^2 + Ds_1^2)] [g_{n-1}(s_1)]^{q-1} \quad (3.8)$$

Eşitlik (3.8) elde edilir. Bu eşitlikte $s_1, \pm 5/2, \pm 3/2, \pm 1/2$ değerlerini ve $\sigma_0, \pm 3/2, \pm 1/2$ değerlerini almaktadır. Spin-3/2 in bu dört değeri için dört farklı $g_n(\sigma_0)$ fonksiyonu elde edilir. Şimdi $\sigma_0 = \pm 3/2$ değerleri için Eşitlik (3.8) yeniden düzenlenirse,

$$g_n(\pm 3/2) = \sum_{s_1} \exp[\beta(\pm 3/2 J s_1 + 9/4 K s_1^2 + D s_1^2)] [g_{n-1}(s_1)]^{q-1} \quad (3.9)$$

elde edilir. $s_1 = \pm 5/2, \pm 3/2$ ve $\pm 1/2$ değerleri üzerinden bu toplam işlemini yaparsak,

$$\begin{aligned} g_n(\pm 3/2) = & \exp[\beta(\pm 15/4 J + 225/16 K + 25/4 D)] [g_{n-1}(+5/2)]^{q-1} \\ & + \exp[\beta(\mp 15/4 J + 225/16 K + 25/4 D)] [g_{n-1}(-5/2)]^{q-1} \\ & + \exp[\beta(\pm 9/4 J + 81/16 K + 9/4 D)] [g_{n-1}(+3/2)]^{q-1} \\ & + \exp[\beta(\mp 9/4 J + 81/16 K + 9/4 D)] [g_{n-1}(-3/2)]^{q-1} \\ & + \exp[\beta(\pm 3/4 J + 9/16 K + 1/4 D)] [g_{n-1}(+1/2)]^{q-1} \\ & + \exp[\beta(\mp 3/4 J + 9/16 K + 1/4 D)] [g_{n-1}(-1/2)]^{q-1} \end{aligned} \quad (3.10)$$

iki farklı g_n fonksiyonu elde edilir.

Şimdi $\sigma_0 = \pm 1/2$ değerleri için Eşitlik (3.8) yeniden düzenlenirse,

$$g_n(\pm 1/2) = \sum_{s_1} \exp[\beta(\pm 1/2 J s_1 + 1/4 K s_1^2 + D s_1^2)] [g_{n-1}(s_1)]^{q-1} \quad (3.11)$$

elde edilir. $s_1 = \pm 5/2, \pm 3/2$ ve $\pm 1/2$ değerleri üzerinden bu toplam işlemini yaparsak,

$$\begin{aligned}
g_n(\pm 1/2) = & \exp [\beta(\pm 5/4J + 25/16K + 25/4D)] [g_{n-1}(+5/2)]^{q-1} \\
& + \exp [\beta(\mp 5/4J + 25/16K + 25/4D)] [g_{n-1}(-5/2)]^{q-1} \\
& + \exp [\beta(\pm 3/4J + 9/16K + 9/4D)] [g_{n-1}(+3/2)]^{q-1} \\
& + \exp [\beta(\mp 3/4J + 9/16K + 9/4D)] [g_{n-1}(-3/2)]^{q-1} \\
& + \exp [\beta(\pm 1/4J + 1/16K + 1/4D)] [g_{n-1}(+1/2)]^{q-1} \\
& + \exp [\beta(\mp 1/4J + 1/16K + 1/4D)] [g_{n-1}(-1/2)]^{q-1}
\end{aligned} \tag{3.12}$$

iki farklı g_n fonksiyonu daha elde edilir.

Diğer taraftan Eşitlik (3.6) ile Eşitlik (3.7) birlikte ele alınırsa, bütün spinlerin birbirleri ile etkileşimi tanımlayabildiğimiz, tıpkı Eşitlik (3.8) gibi yeni bir eşitlik elde edebiliriz.

$$g_{n-1}(s_1) = \sum_{\sigma_2} \exp [\beta (Js_1\sigma_2 + Ks_1^2\sigma_2^2 + D\sigma_2^2)] [g_{n-2}(\sigma_2)]^{q-1} \tag{3.13}$$

bu eşitlik spin σ_2 'nin bütün öteki spinler ile olan etkileşimini tanımlar. Bu eşitlikte s_1 spin-5/2 ile temsil edilmektedir, σ_2 ise spin-3/2 ile temsil edilmektedir. Spin-5/2 nin alabileceği $\pm 5/2$, $\pm 3/2$ ve $\pm 1/2$ altı değer vardır, spin-3/2 ise $\pm 3/2$, $\pm 1/2$ olmak üzere dört farklı değer alır. Spin-5/2 nin bu altı değeri için altı farklı $g_{n-1}(s_1)$ fonksiyonu elde edilir.

Şimdi $s_1 = \pm 5/2$ değerleri için Eşitlik (3.13) yeniden düzenlenirse,

$$g_{n-1}(\pm 5/2) = \sum_{\sigma_2} \exp [\pm 5/2\beta J\sigma_2 + 25/4\beta K\sigma_2^2 + D\sigma_2^2] [g_{n-2}(\sigma_2)]^{q-1} \tag{3.14}$$

halini alır. $\sigma_2 = \pm 3/2$ ve $\pm 1/2$ değerleri üzerinden bu toplam işlemini yaparsak,

$$\begin{aligned}
g_{n-1}(\pm 5/2) = & \exp [\beta(\pm 15/4J + 225/16K + 9/4D)] [g_{n-2}(+3/2)]^{q-1} \\
& + \exp [\beta(\mp 15/4J + 225/16K + 9/4D)] [g_{n-2}(-3/2)]^{q-1} \\
& + \exp [\beta(\pm 5/4J + 25/16K + 1/4D)] [g_{n-2}(+1/2)]^{q-1} \\
& + \exp [\beta(\mp 5/4J + 25/16K + 1/4D)] [g_{n-2}(-1/2)]^{q-1}
\end{aligned} \tag{3.15}$$

elde edilir.

Benzer şekilde $s_1=\pm 3/2$ değerleri için Eşitlik (3.13) yeniden düzenlenirse,

$$g_{n-1}(\pm 3/2) = \sum_{\sigma_2} \exp [\pm 3/2 \beta J \sigma_2 + 9/4 \beta K \sigma_2^2 + D \sigma_2^2] [g_{n-2}(\sigma_2)]^{q-1} \quad (3.16)$$

halini alır ve $\sigma_2 = \pm 3/2$ ve $\pm 1/2$ değerleri üzerinden bu toplam işlemini yaparsak,

$$\begin{aligned} g_{n-1}(\pm 3/2) = & \exp [\beta(\pm 9/4J + 81/16K + 9/4D)] [g_{n-2}(+3/2)]^{q-1} \\ & + \exp [\beta(\mp 9/4J + 81/16K + 9/4D)] [g_{n-2}(-3/2)]^{q-1} \\ & + \exp [\beta(\pm 3/4J + 9/16K + 1/4D)] [g_{n-2}(+1/2)]^{q-1} \\ & + \exp [\beta(\mp 3/4J + 9/16K + 1/4D)] [g_{n-2}(-1/2)]^{q-1} \end{aligned} \quad (3.17)$$

iki farklı $g_{n-1}(s_1)$ fonksiyonu daha bulunur.

Son olarak $s_1=\pm 1/2$ değerleri için Eşitlik (3.13) yeniden düzenlenirse

$$g_{n-1}(\pm 1/2) = \sum_{\sigma_2} \exp [\pm 1/2 \beta J \sigma_2 + 1/4 \beta K \sigma_2^2 + D \sigma_2^2] [g_{n-2}(\sigma_2)]^{q-1} \quad (3.18)$$

ve $\sigma_2 = \pm 3/2$ ve $\pm 1/2$ değerleri üzerinden bu toplam işlemini yaparsak,

$$\begin{aligned} g_{n-1}(\pm 1/2) = & \exp [\beta(\pm 3/4J + 9/16K + 9/4D)] [g_{n-2}(+3/2)]^{q-1} \\ & + \exp [\beta(\mp 3/4J + 9/16K + 9/4D)] [g_{n-2}(-3/2)]^{q-1} \\ & + \exp [\beta(\pm 1/4J + 1/16K + 1/4D)] [g_{n-2}(+1/2)]^{q-1} \\ & + \exp [\beta(\mp 1/4J + 1/16K + 1/4D)] [g_{n-2}(-1/2)]^{q-1} \end{aligned} \quad (3.19)$$

iki farklı $g_{n-1}(s_1)$ fonksiyonu daha bulunur. Böylece altı farklı $g_{n-1}(s_1)$ fonksiyonu elde edildi.

Şimdi özyleneleme bağıntılarını aşağıdaki gibi yeni bir notasyonla verebiliriz. Spin-3/2 için elde edilen dört farklı g_n fonksiyonlarının herhangi birine oranından,

$$X_n = \frac{g_n(+3/2)}{g_n(-1/2)}, Y_n = \frac{g_n(-3/2)}{g_n(-1/2)}, Z_n = \frac{g_n(+1/2)}{g_n(-1/2)} \quad (3.20)$$

üç adet özyineleme bağıntısı notasyonu elde edilir. Benzer şekilde spin-5/2 için elde edilen altı farklı g_{n-1} fonksiyonlarından herhangi birine oranından,

$$A_{n-1} = \frac{g_{n-1}(+5/2)}{g_{n-1}(-1/2)}, B_{n-1} = \frac{g_{n-1}(-5/2)}{g_{n-1}(-1/2)}, C_{n-1} = \frac{g_{n-1}(+3/2)}{g_{n-1}(-1/2)}$$

$$D_{n-1} = \frac{g_{n-1}(-3/2)}{g_{n-1}(-1/2)}, E_{n-1} = \frac{g_{n-1}(+1/2)}{g_{n-1}(-1/2)} \quad (3.21)$$

beş adet özyineleme bağıntısı notasyonu elde edilir.

Bu ifadelerin açık hallerini ise, daha önce elde ettiğimiz g_n ve g_{n-1} fonksiyonlarını Eşitlik (3.20) de yerlerine yazarak elde edebiliriz.

$$X_n = \frac{e^{\beta(\frac{15J}{4} + \frac{225K}{16} + \frac{25D}{4})} A_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-15J}{4} + \frac{225K}{16} + \frac{25D}{4})} B_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{9J}{4} + \frac{81K}{16} + \frac{9D}{4})} C_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-9J}{4} + \frac{81K}{16} + \frac{9D}{4})} D_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{D}{4})} E_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{D}{4})}}{e^{\beta(\frac{-5J}{4} + \frac{25K}{16} + \frac{25D}{4})} A_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{5J}{4} + \frac{25K}{16} + \frac{25D}{4})} B_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} C_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} D_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})} E_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})}} \quad (3.22)$$

$$Y_n = \frac{e^{\beta(\frac{-15J}{4} + \frac{225K}{16} + \frac{25D}{4})} A_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{15J}{4} + \frac{225K}{16} + \frac{25D}{4})} B_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-9J}{4} + \frac{81K}{16} + \frac{9D}{4})} C_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{9J}{4} + \frac{81K}{16} + \frac{9D}{4})} D_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{D}{4})} E_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{D}{4})}}{e^{\beta(\frac{-5J}{4} + \frac{25K}{16} + \frac{25D}{4})} A_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{5J}{4} + \frac{25K}{16} + \frac{25D}{4})} B_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} C_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} D_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})} E_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})}} \quad (3.23)$$

$$Z_n = \frac{e^{\beta(\frac{5J}{4} + \frac{25K}{16} + \frac{25D}{4})} A_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-5J}{4} + \frac{25K}{16} + \frac{25D}{4})} B_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} C_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} D_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})} E_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})}}{e^{\beta(\frac{-5J}{4} + \frac{25K}{16} + \frac{25D}{4})} A_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{5J}{4} + \frac{25K}{16} + \frac{25D}{4})} B_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} C_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} D_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})} E_{n-1}^{q-1} + e^{\beta(\frac{J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})}} \quad (3.24)$$

$$A_{n-1} = \frac{e^{\beta(\frac{15J}{4} + \frac{225K}{16} + \frac{9D}{4})} X_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-15J}{4} + \frac{225K}{16} + \frac{9D}{4})} Y_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{5J}{4} + \frac{25K}{16} + \frac{D}{4})} Z_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-5J}{4} + \frac{25K}{16} + \frac{D}{4})}}{e^{\beta(\frac{-3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} X_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} Y_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})} Z_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})}} \quad (3.25)$$

$$B_{n-1} = \frac{e^{\beta(\frac{-15J}{4} + \frac{225K}{16} + \frac{9D}{4})} X_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{15J}{4} + \frac{225K}{16} + \frac{9D}{4})} Y_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-5J}{4} + \frac{25K}{16} + \frac{D}{4})} Z_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{5J}{4} + \frac{25K}{16} + \frac{D}{4})}}{e^{\beta(\frac{-3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} X_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} Y_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})} Z_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})}} \quad (3.26)$$

$$C_{n-1} = \frac{e^{\beta(\frac{9J}{4} + \frac{81K}{16} + \frac{9D}{4})} X_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-9J}{4} + \frac{81K}{16} + \frac{9D}{4})} Y_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{D}{4})} Z_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{D}{4})}}{e^{\beta(\frac{-3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} X_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} Y_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})} Z_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})}} \quad (3.27)$$

$$D_{n-1} = \frac{e^{\beta(\frac{-9J}{4} + \frac{81K}{16} + \frac{9D}{4})} X_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{9J}{4} + \frac{81K}{16} + \frac{9D}{4})} Y_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{D}{4})} Z_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{D}{4})}}{e^{\beta(\frac{-3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} X_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} Y_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})} Z_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})}} \quad (3.28)$$

$$E_{n-1} = \frac{e^{\beta(\frac{3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} X_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{-3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} Y_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})} Z_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})}}{e^{\beta(\frac{-3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} X_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{3J}{4} + \frac{9K}{16} + \frac{9D}{4})} Y_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})} Z_{n-2}^{q-1} + e^{\beta(\frac{J}{4} + \frac{K}{16} + \frac{D}{4})}} \quad (3.29)$$

X, Y, Z, A, B, C, D ve E değerlerinin doğrudan fiziksel bir anlamı olmadığı, ancak özellikle sistemin kritik davranışlarını açıklamak için gerekli tüm termodinamik fonksiyonların bu özyineleme bağıntıları terimlerinde ifade edilebildiğini belirtiriz. Sınır noktalarından uzakta, yani Cayley ağacının derinliklerinde, yani Bethe kafesinde, spin-3/2' li konumların eşdeğer olduğunu, bunun spin-5/2' li konumlarda da geçerli olduğunu belirtmek gerekir. Bu nedenle, konumlar $n=n-2 = n-4 = \dots$ ve $n-1=n-3=n-5=\dots$ şeklinde bir birleri ile eşdeğerdedir.

Spin-3/2' li alt örgüler için düzen parametreleri mıknatıslanma ve kuadrupol momentleri sırasıyla $M_{3/2}$ ve $Q_{3/2}$ ile ifade edilirken, spin-5/2' li alt örgüler için düzen parametreleri mıknatıslanma ve kuadrupol momentleri sırasıyla $M_{5/2}$ ve $Q_{5/2}$ ile ifade edilir.

Spin-3/2 için düzen parametrelerinin genel ifadeleri,

$$\begin{aligned}
M_{3/2} &= Z_{3/2}^{-1} \sum_{\sigma_0} \sigma_0 P(\sigma_0) \text{ ve} \\
Q_{3/2} &= Z_{3/2}^{-1} \sum_{\sigma_0} \sigma_0^2 P(\sigma_0)
\end{aligned} \tag{3.30}$$

şeklinde yazılabilir ve benzer biçimde spin-5/2 için düzen parametrelerinin genel ifadeleri,

$$\begin{aligned}
M_{5/2} &= Z_{5/2}^{-1} \sum_{\sigma_0} s_1 P(s_1) \text{ ve} \\
Q_{5/2} &= Z_{5/2}^{-1} \sum_{\sigma_0} s_1^2 P(s_1)
\end{aligned} \tag{3.31}$$

yazılır. Son iki eşitlikteki Z bölüşüm fonksiyonu ifadeleri,

$$Z_{3/2} = \sum_{\sigma_0} P(\sigma_0) , \quad Z_{5/2} = \sum_{s_1} P(s_1) \tag{3.32}$$

yazılır. Bu son eşitliklerin açık halleri, spin-3/2 ve spin-5/2 li alt örgüler için sırasıyla

$$M_{3/2} = \frac{\sum_{\sigma_0} \sigma_0 \exp[\beta(D\sigma_0^2)][g_n(\sigma_0)]^q}{\sum_{\sigma_0} \exp[\beta(D\sigma_0^2)][g_n(\sigma_0)]^q}, \quad Q_{3/2} = \frac{\sum_{\sigma_0} \sigma_0^2 \exp[\beta(D\sigma_0^2)][g_n(\sigma_0)]^q}{\sum_{\sigma_0} \exp[\beta(D\sigma_0^2)][g_n(\sigma_0)]^q} \tag{3.33}$$

$$M_{5/2} = \frac{\sum_{s_1} s_1 \exp[\beta(Ds_1^2)][g_{n-1}(s_1)]^q}{\sum_{s_1} \exp[\beta(Ds_1^2)][g_{n-1}(s_1)]^q}, \quad Q_{5/2} = \frac{\sum_{s_1} s_1^2 \exp[\beta(Ds_1^2)][g_{n-1}(s_1)]^q}{\sum_{s_1} \exp[\beta(Ds_1^2)][g_{n-1}(s_1)]^q} \tag{3.34}$$

şeklinde elde edilir. s_1 ve σ_0 için daha önce belirttiğimiz mümkün spin değerlerini Eşitlik (3.33) ve Eşitlik (3.34) de yerine yazılıp gerekli toplama işlemleri yapılarak, Eşitlik (3.20) deki notasyonlar bu son eşitliklerde kullanılırsa,

Spin-3/2' li alt örgü manyetizasyon ve kuadrupol moment ifadeleri,

$$M_{3/2} = \frac{3/2 e^{9/4\beta D} (X_n^q - Y_n^q) + 1/2 e^{1/4\beta D} (Z_n^q - 1)}{e^{9/4\beta D} (X_n^q + Y_n^q) + e^{1/4\beta D} (Z_n^q + 1)} \quad (3.35)$$

$$Q_{3/2} = \frac{9/4 e^{9/4\beta D} (X_n^q + Y_n^q) + 1/4 e^{1/4\beta D} (Z_n^q + 1)}{e^{9/4\beta D} (X_n^q + Y_n^q) + e^{1/4\beta D} (Z_n^q + 1)} \quad (3.36)$$

ve spin-5/2' li alt örgü manyetizasyon ve kuadrupol moment ifadeleri,

$$M_{5/2} = \frac{5/2 e^{25/4\beta D} (A_{n-1}^q - B_{n-1}^q) + 3/2 e^{9/4\beta D} (C_{n-1}^q - D_{n-1}^q) + 1/2 e^{1/4\beta D} (E_{n-1}^q - 1)}{e^{25/4\beta D} (A_{n-1}^q + B_{n-1}^q) + e^{9/4\beta D} (C_{n-1}^q + D_{n-1}^q) + e^{1/4\beta D} (E_{n-1}^q + 1)} \quad (3.37)$$

$$Q_{5/2} = \frac{25/4 e^{25/4\beta D} (A_{n-1}^q + B_{n-1}^q) + 9/4 e^{9/4\beta D} (C_{n-1}^q + D_{n-1}^q) + 1/4 e^{1/4\beta D} (E_{n-1}^q + 1)}{e^{25/4\beta D} (A_{n-1}^q + B_{n-1}^q) + e^{9/4\beta D} (C_{n-1}^q + D_{n-1}^q) + e^{1/4\beta D} (E_{n-1}^q + 1)} \quad (3.38)$$

elde edilir. Dikkat edilirse bu ifadeler tam tekrarlamalı bağıntılarını içermektedir.

Elde edilen bu formülasyon, Bethe kafesi üzerindeki ilgilenilen karma spinli BEG ferrimanyetik modeline aittir. Bu formülasyonda Bethe kafesi, merkezi spin spin-3/2, sonraki nesil spin-5/2 ve sonraki nesil yine spin-3/2 olacak şekilde düzenlenir ve bu sonsuza kadar devam eder, bakınız Şekil 2.1. Burada merkezi spin seçiminin, yani spin-3/2 veya spin-5/2 seçilmesinin sonuçları etkilemediğini ve her iki seçimin de aynı fiziksel sonuçlara yol açtığını belirtmek oldukça önemlidir.

D ve K etkileşim sabitlerinin ve q koordinasyon sayısının çeşitli değerleri için düzen parametrelerinin davranışı sıcaklığın bir fonksiyonu olarak incelenebilir. Düzen parametrelerinin yarı kararlı ve kararsız dalları ve bunların faz geçişleri, eğer herhangi bir faz geçişine maruz kalıyorlarsa, sunulabilir.

Ayrıca alt örgü dipol manyetizasyonlarının mutlak değerleri arasındaki kesişim noktaları bulunarak,

$$|M_{3/2}(T_{\text{Telafi}})|=|M_{5/2}(T_{\text{Telafi}})| \quad (3.39)$$

veya net manyetizasyon ifadesinin, T_C kritik sıcaklıktan daha küçük bir değerde sıfıra gittiği ($T_{\text{Telafi}} < T_C$)

$$M_{\text{Net}}=|M_{3/2}(T_{\text{Telafi}})|-|M_{5/2}(T_{\text{Telafi}})|=0 \quad (3.40)$$

telafi sıcaklık noktaları belirlenir.

Elde ettiğimiz bu lineer olmayan denklemler, tam özyineleme bağıntılarının değerleri ve q , K , D gibi farklı sistem parametrelerinin değerleri bu denklemlerde kullanılarak, bir iterasyon metodu vasıtasıyla çözülür. Bu tez çalışmasın da bilinear etkileşim parametresi $J=-1$ alınarak, farklı koordinasyon sayısı $q=3$ ve 4 için, hem karma spin- $3/2$ ve spin- $5/2$ BEG modelinin faz diyagramları çeşitli negatif K değerlerinde (D , T) düzleminde ve hem de $D=0$ için karma spin- $3/2$ ve spin- $5/2$ izotropik BEG modelinin faz diyagramları (K , T) düzleminde elde edilecektir.

4. BULGULAR VE TARTIŞMA

Tezi bir önceki bölümünde karma spin-3/2 ve spin-5/2 BEG modelin faz diyagramlarını elde etmek için gerekli olan düzen parametreleri olan manyetizasyon ve kuadropol moment ifadeleri tekrarlama bağıntıları terimlerinde elde edildi. Bu denklemlerin çözümlerini bulmak için, farklı başlangıç değerleri ele alınarak bir iterasyon tekniği kullanılır. Bu denklemlerin çözümlerden elde ettiğimiz veriler, modelde meydana gelen faz geçiş sıcaklıklarının birinci- ya da ikinci-mertebeden ya da daha üst mertebeden olup olmadığı bilgisini verecektir. Alt örgü düzen parametrelerinin sıcaklıkla nasıl değişim gösterdiği bilgisini içeren düzen parametrelerinin termal davranış grafikleri, modelin faz diyagramlarını haritalandırmak için oldukça önemlidir. Bu grafikler rehberliğinde, farklı bikuadratik etkileşim parametresi değerlerinde $q=3$ ve 4 için modelin faz diyagramları (K, T) düzleminde elde edilmiştir. Ayrıca alt örgüler için net dipol moment ifadesi kullanılarak telafi sıcaklıkları araştırılmıştır. Burada belirtmekte fayda vardır ki bu grafikleri elde etmek ve kararlı çözümleri bulmak oldukça zahmetli ve özen gerektiren bir süreçtir.

4.1 Modelin Düzen Parametrelerinin Termal Davranışları

Düzen parametrelerinin taban durumunda aldığı değerlere göre modelde ortaya çıkan fazlar aşağıdaki gibi tanımlanır.

i-) Paramanyetik Faz (P) veya Düzensiz Faz; $M_{3/2}=M_{5/2}=0$, $Q_{3/2}=Q_{5/2}\neq 0$

ii) Ferrimanyetik Faz (F1); $M_{3/2}=-3/2$ $M_{5/2}=+5/2$ veya $M_{3/2}=+3/2$ $M_{5/2}=-5/2$, $Q_{3/2}=9/4$
 $Q_{5/2}=25/4$

iii-) Ferrimanyetik Faz (F2); $M_{3/2}=-1/2$ $M_{5/2}=+5/2$ veya $M_{3/2}=+1/2$ $M_{5/2}=-5/2$, $Q_{3/2}=1/4$
 $Q_{5/2}=25/4$

iv-) Ferrimanyetik Faz (F3); $M_{3/2}=-1/2$ $M_{5/2}=+3/2$ veya $M_{3/2}=+1/2$ $M_{5/2}=-3/2$, $Q_{3/2}=1/4$
 $Q_{5/2}=9/4$

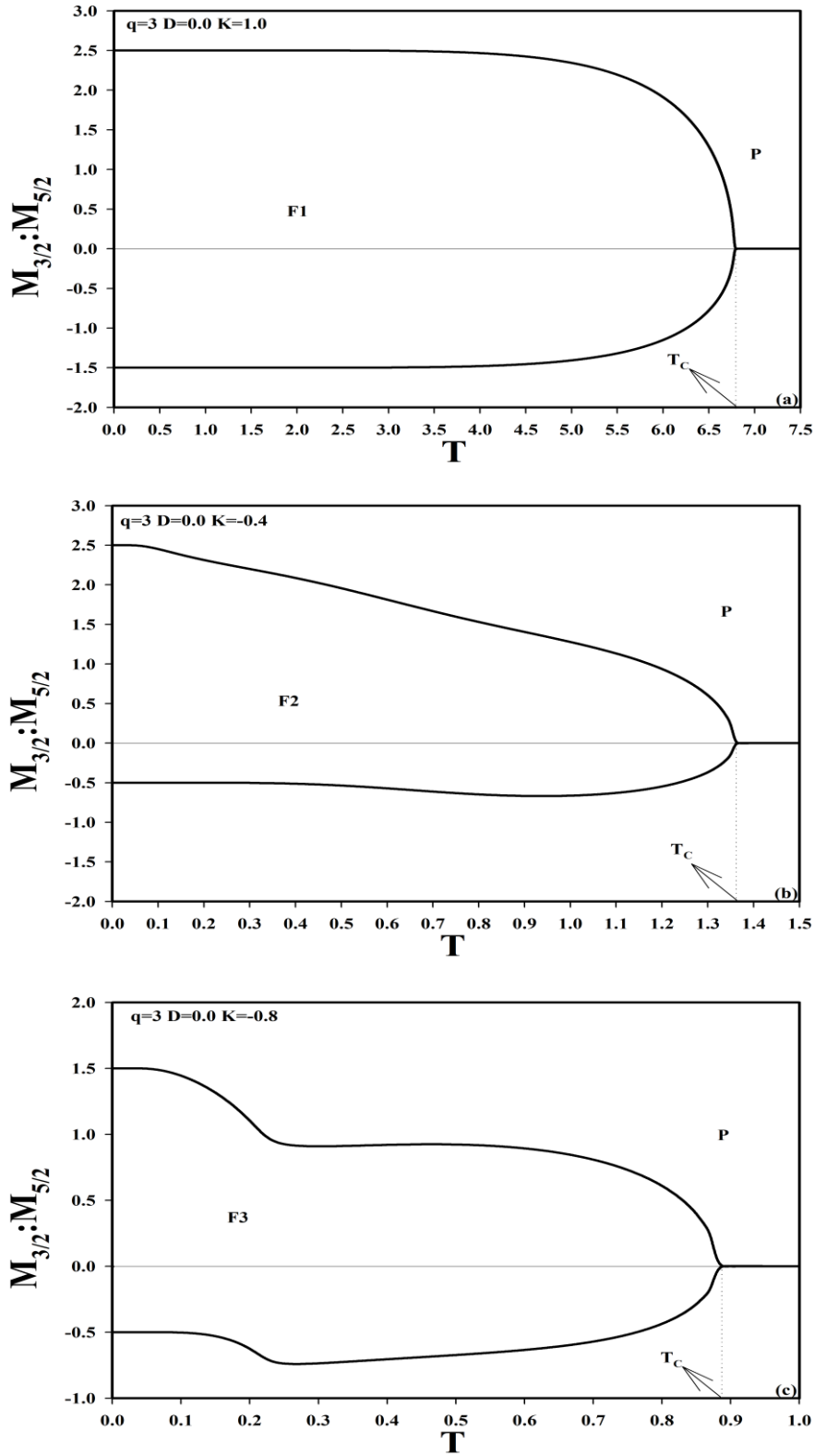
v-) Ferrimanyetik Faz (F4); $M_{3/2}=-3/2$ $M_{5/2}=+1/2$ veya $M_{3/2}=+3/2$ $M_{5/2}=-1/2$, $Q_{3/2}=9/4$
 $Q_{5/2}=1/4$

vi-) Anti-Ferromanyetik Faz (AF1); $M_{3/2}=-3/2$ $M_{5/2}=+3/2$ veya $M_{3/2}=+3/2$ $M_{5/2}=-3/2$,
 $Q_{3/2}=9/4$ $Q_{5/2}=9/4$

vii-) Anti-Ferromanyetik Faz (AF2); $M_{3/2}=-1/2$ $M_{5/2}=+1/2$ veya $M_{3/2}=+1/2$ $M_{5/2}=-1/2$,
 $Q_{3/2}=1/4$ $Q_{5/2}=1/4$

İlk olarak birinci-mertebe ve ikinci-mertebe kritik faz geçiş sıcaklıklarının nasıl belirlendiğini göstermek için, düzen parametrelerinin termal değişim grafiklerini verelim. Belirtmeliyizki $D=0$ olarak alınması durumunda modelimiz, izotropik BEG model halini alır (Tucker 2000). Bu durumda modelimizin kristal alan terimini içermediği için karma spin-3/2 ve spin-5/2 izotropik BEG modelidir.

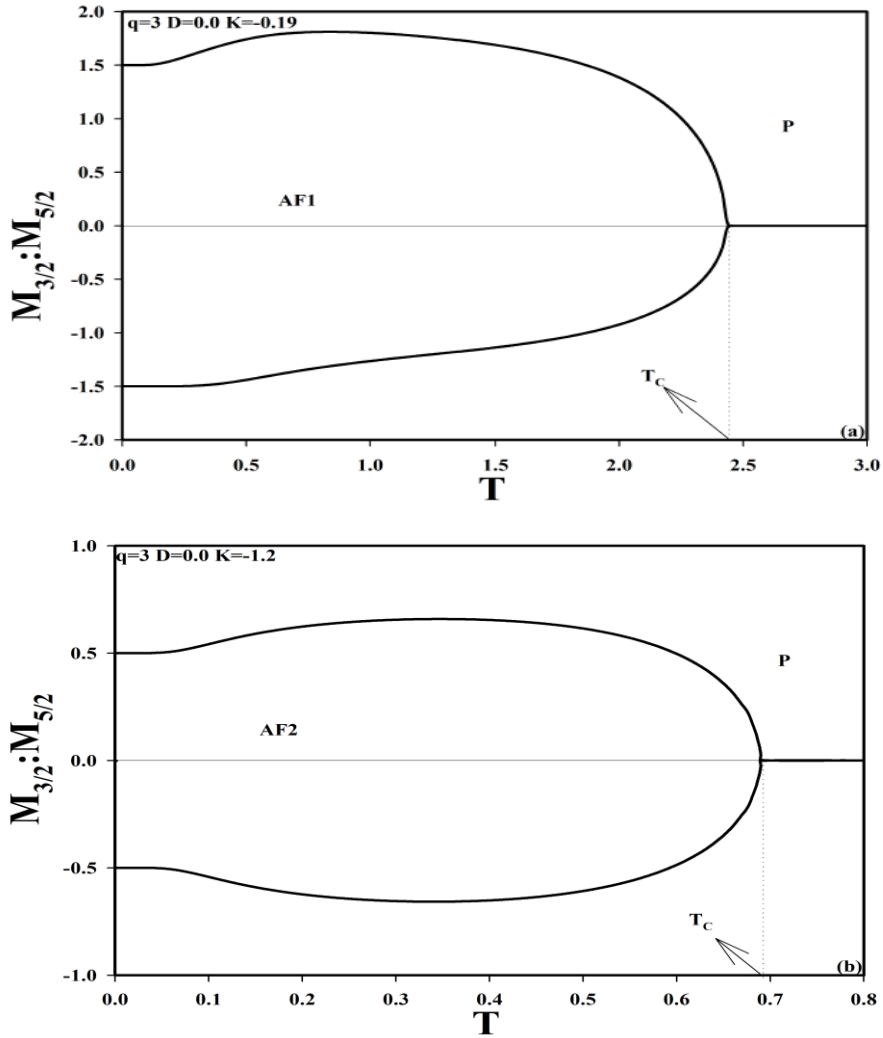
Modelde meydana gelen ikinci-derece faz geçiş sıcaklıklarına örnek olarak, Şekil 4.1 a-c' de $K=1.0$, $K=-0.4$ ve $K=-0.8$ değerlerinde, alt örgü manyetizasyonlarının sıcaklıkla (T) değişim grafiği koordinasyon sayısı $q=3$ için verilmiştir. Şekiller 4.1a-c de görüldüğü üzere mıknatıslanma eğrileri $T=0$ değerinde, Şekil 4.1a da $M_{3/2}=-1.5$ ve $M_{5/2}=+2.5$ doyum değerini, Şekil 4.1b de $M_{3/2}=-0.5$ ve $M_{5/2}=+2.5$ ve Şekil 4.1c de ise $M_{3/2}=-0.5$ ve $M_{5/2}=+1.5$ doyum değerlerini almaktadır. $T=0$ değeri taban durumu olarak ele alınabilir. Taban durumunda düzenli durum olarak ifade edilen ferrimanyetik fazlar F1, F2 ve F3 fazları açıkça görülmektedir. Sıcaklık değeri artıkça manyetizasyon eğrilerinin değerinin sürekli olarak değiştiği ve sırasıyla kritik sıcaklık $T_C \cong 6.81$, $T_C \cong 1.37$ ve $T_C \cong 0.89$ değerlerinde, manyetizasyon eğrilerinin sıfır değerine ulaştığı görülmektedir



Şekil 4.1 Karma spin-(3/2, 5/2) izotropik BEG modelin $q=3$ için alt örgü manyetizasyonlarının sıcaklıkla değişimi a) $K=1.0$, b) $K=-0.4$ ve c) $K=-0.8$.

Şekillerde T_C olarak gösterilen kritik sıcaklık Curie sıcaklığı olarak adlandırılmaktadır. Tam bu sıcaklığının üzerinde ise mıknatıslanma eğrilerinin sıfır ($M_{3/2}=M_{5/2}=0$) değerini aldıkları görülmektedir. T_C sıcaklığının üzerinde artık spinlerin her yönde rastgele bir biçimde yöneldikleri düzensiz faz olan paramanyetik (P) fazı meydana gelmektedir. Burada modelde meydana gelen F1, F2 ve F3 fazlarından P fazına geçişin tipi ise, ikinci-mertebe faz geçişi olarak tanımlanır.

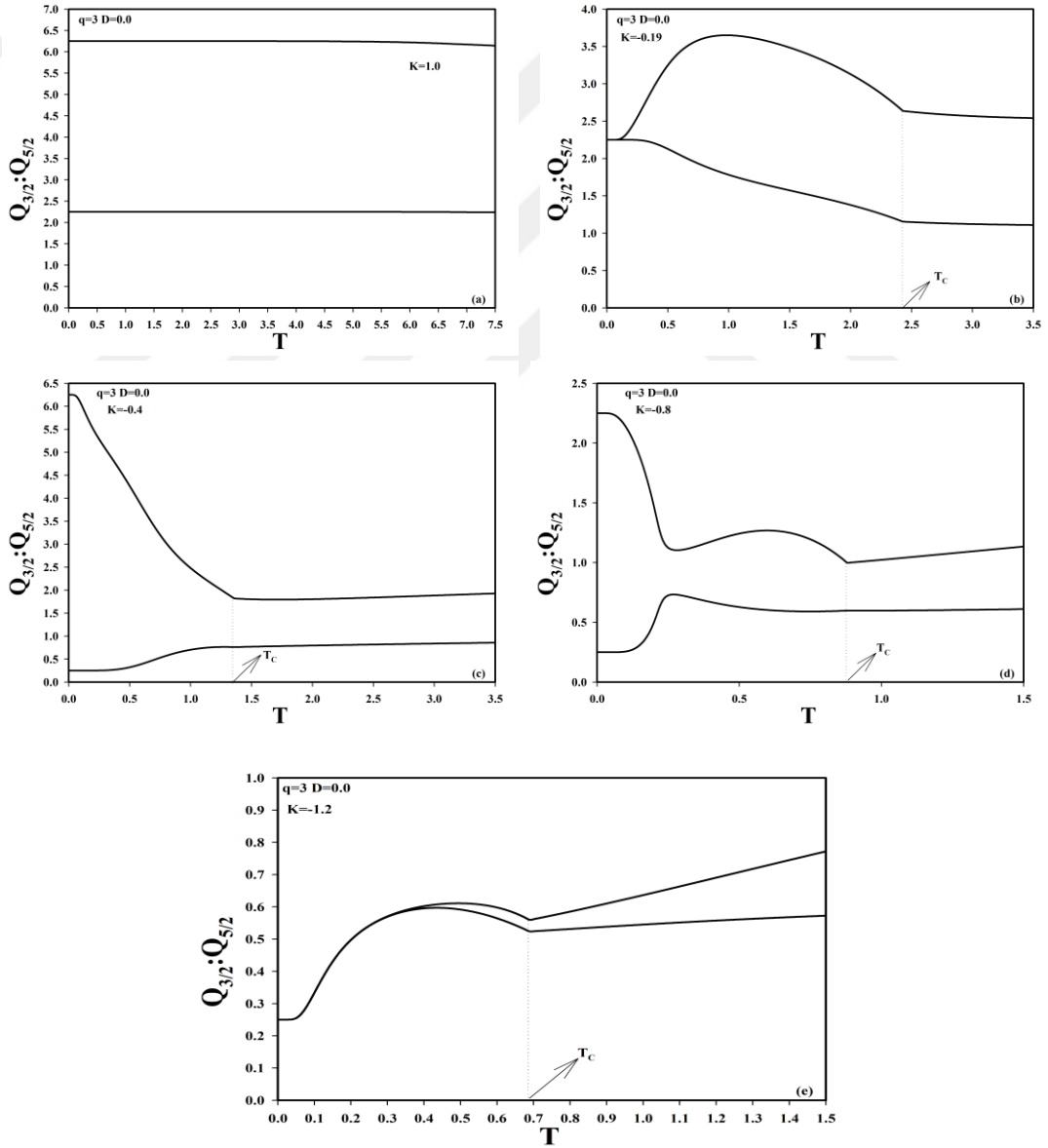
Taban durumunda ortaya çıkan Anti-ferromanyetik fazlar AF1 ve AF2 fazlarını gösteren grafikler ise Şekil 4.2a ve Şekil 4.2b de verilmiştir.



Şekil 4.2 Karma spin-(3/2, 5/2) izotropik BEG modelin $q=3$ için alt örgü manyetizasyonlarının sıcaklıkla değişimi a) $K=-0.19$ ve b) $K=-1.2$.

Şekillerden görüldüğü üzere $T=0$ değerinde yani taban durumunda, Şekil 4.2a' da $M_{3/2}=-1.5$ ve $M_{5/2}=+1.5$ doyum değerini, Şekil 4.2b' de $M_{3/2}=-0.5$ ve $M_{5/2}=+0.5$ doyum değerlerini almaktadır. Bu durum bize taban durumunda modelimizde AF1 ve AF2 fazının oluştuğu bilgisini vermektedir. Burada modelde meydana gelen faz geçişlerinin tipi ise, bir önceki şekillerde olduğu gibi ikinci-mertebe faz geçişidir. Sırasıyla kritik sıcaklık değerleri ise $T_C \cong 2.45$ ve $T_C \cong 0.69$ olarak tespit edilmiştir.

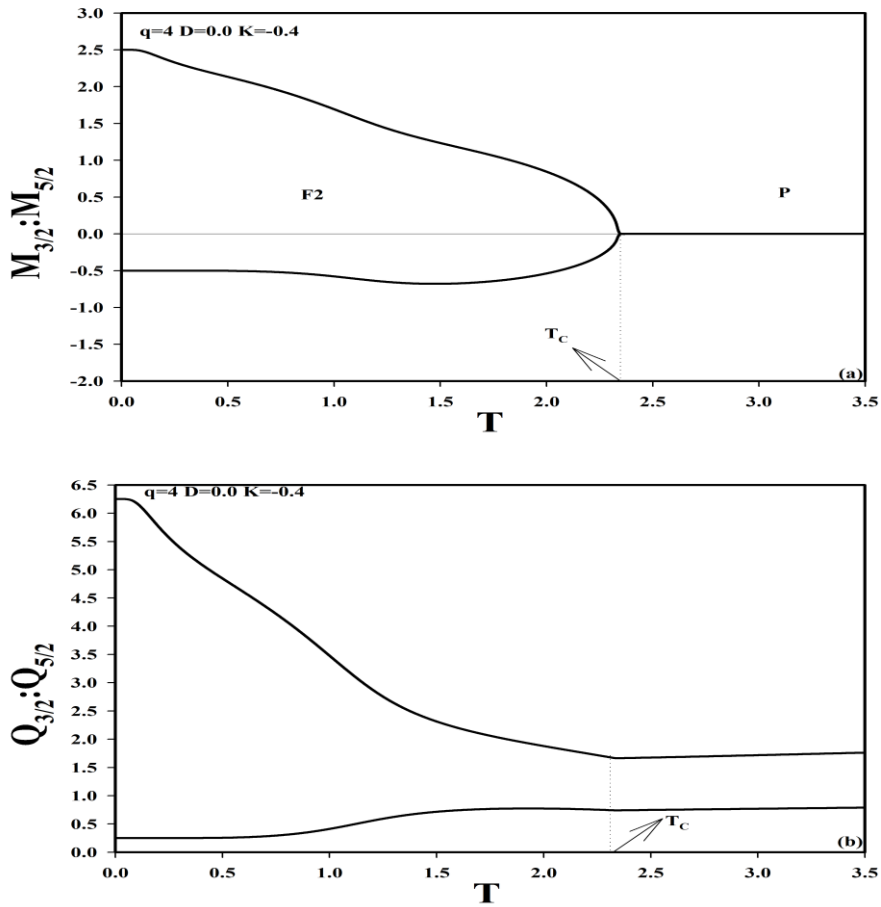
Şekiller 4.3a-e ise önceki şekillerimizdeki sistem parametrelerinin aynı değerleri için kuadrupol moment düzen parametrelerinin sıcaklıkla değişimlerini göstermektedir.



Şekil 4.3 Karma spin-(3/2, 5/2) izotropik BEG modelin $q=3$ için alt örgü kuadrupol momentlerinin sıcaklıkla değişimi a) $K=1.0$, b) $K=-0.19$, c) $K=-0.4$, d) $K=-0.8$ ve e) $K=-1.2$.

Şekillerden görüldüğü üzere $T=0$ taban durumunda kuadrupol moment eğrileri doyum değerlerini almaktadırlar. Öyleki modelde ortaya çıkan fazlar için, Şekil 4.3a' da F1 fazı için, Şekil 4.3b' de AF1 fazı için, Şekil 4.3c' de F2 fazı için, Şekil 4.3d' de F3 fazı için ve son olarak Şekil 4.3e' de ise AF2 fazı için, kuadrupol moment eğrilerinin termal değişimlerini göstermektedir. Sıcaklığın artması ile bazı eğrilerde sürekli bir değişim meydana gelmekte ve aynı sistem parametreleri için manyetizasyon eğrilerinden belirlenen kritik sıcaklık T_C değerlerinde eğriler derin bir pik yapmaktadırlar. Dolayısıyla faz geçiş tipinin ikinci-mertebeden olduğu bilgisi bir kez daha teyit edilmiş olmaktadır.

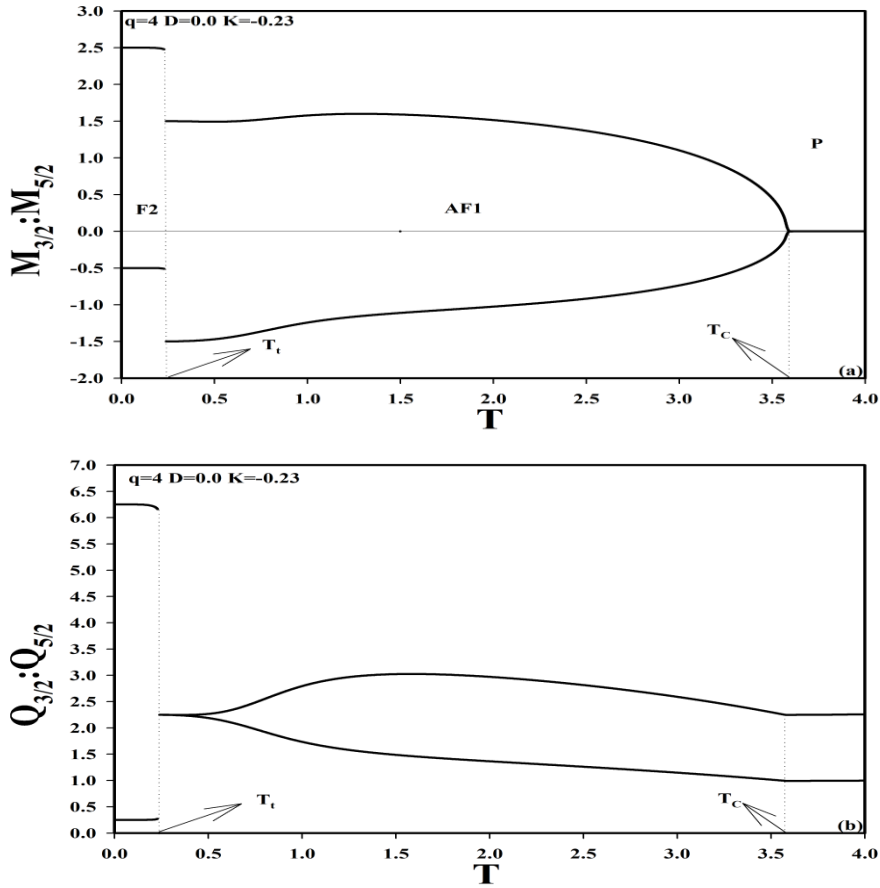
Burada belirtmeliyizki koordinasyon sayısı $q=4$ için elde edilen düzen parametrelerinin sıcaklıkla değişimlerinin karakteristik davranışları, $q=3$ ile benzerdir (Şekil 4.4a ve 4.4b).



Şekil 4.4 Karma spin-(3/2, 5/2) izotropik BEG modelin $q=4$ ve $K=-0.4$ için a) alt örgü manyetizasyonlarının sıcaklıkla değişimi, b) alt örgü kuadrupol momentlerinin sıcaklıkla değişimi.

Şekiller 4.4a ve 4.4b' de görüldüğü üzere hem manyetizasyon eğrileri hemde kuadrupol eğrileri tıpkı Şekiller 4.1b ve 4.3c' deki eğrilerle aynı karakteristik davranışı sergilemektedir. Fakat şekillerden görüldüğü üzere meydana gelen T_C kritik sıcaklıklarının değeri, aynı sistem parametreleri için, daha büyük değerlerde olmaktadır. $q=3$ için Şekil 4.1b ve 4.3c' de kritik sıcaklık $T_C \cong 1.37$ olarak tespit edilirken, Şekil 4.4a ve 4.4b' de $q=4$ için kritik sıcaklık $T_C \cong 2.36$ olarak tespit edilmektedir. Modelde koordinasyon sayısı arttıkça, aynı sistem parametreleri için daha büyük kritik sıcaklıklar meydana gelmektedir.

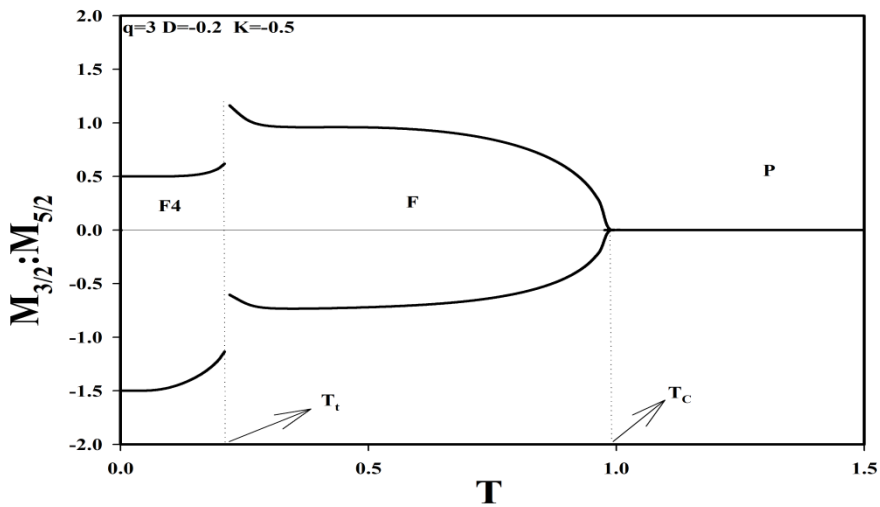
Bir sonraki şekillerimiz Şekil 4.5a-b' de ise düzen parametrelerinin önceki davranışlarından farklı karakterdeki bir davranışını göstermektedir.



Şekil 4.5 Karma spin-(3/2, 5/2) izotropik BEG modelin $q=4$ ve $K=-0.23$ için a) alt örgü manyetizasyonlarının sıcaklıkla değişimi, b) alt örgü kuadrupol momentlerinin sıcaklıkla değişimi.

Şekil 4.5a' da alt örgü manyetizasyon eğrileri ve Şekil 4.5b' de alt örgü kuadrupol eğrileri $T=0$ değerinde F2 fazına ait başlangıç değerlerinden başlamakta ve sıcaklık arttıkça değerleri değişmekte ve tam kritik sıcaklık $T_t \approx 0.23$ değerinde AF1 fazının başlangıç değerlerine bir atlama yapmaktadırlar. Manyetizasyon eğrileri sıcaklığın dahada artması ile sürekli bir biçimde sıfır değerine gitmektedirler ve kritik sıcaklık $T_C \approx 3.6$ değerinde sıfır olmaktadır (Şekil 4.5a). Kuadrupol eğrileri ise sıcaklığın artması ile birlikte değerleri değişmekte ve $T_C \approx 3.6$ kritik sıcaklık değerinde derin bir pik yapmaktadırlar (Şekil 4.5b). Sıcaklığın kritik T_C sıcaklığından dahada artması ile hem manyetizasyon hemde kuadrupol eğrilerinde herhangi bir değişiklik gözlemlenmemektedir. Dikkat edilirse F2 fazından AF1 fazına geçişte eğrilerin daha önceki şekillerden farklı bir karakterde davranış sergiledikleri görülmektedir. Öyleki eğriler T_t kritik sıcaklık değerinde aniden bir süreksizlik göstererek bir başka değere atlama yapmaktadırlar. Bu tür geçişler birinci-mertebe faz geçişleri olarak adlandırılmaktadır.

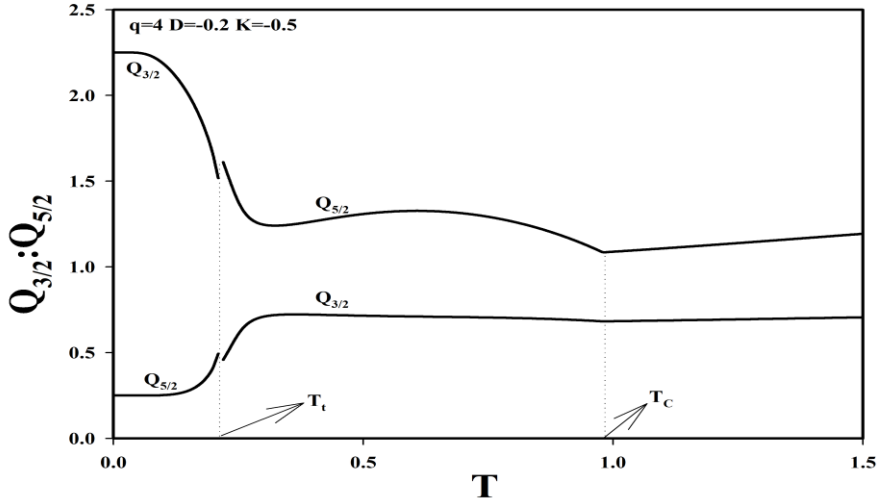
Bu kısma kadar düzen parametrelerinin sıcaklığa değişimleri, modelde kristal alanın olmadığı yani $D=0$ değeri için elde edilmiştir. Kristal alanın varlığında ise düzen parametrelerinin termal değişimleri, kristal alanın olmadığı durumdaki davranışlarla karakteristik olarak benzerdir. Model tıpkı izotropik durumdaki gibi hem birinci-mertebe hemde ikinci-mertebe faz geçiş sıcaklıkları sergilemektedir. Kristal alanın varlığı modelin izotropik durumunda $T=0$ için sergilenen fazlara ilave olarak yeni bir düzenli faz F4 fazının ortaya çıkmasına sebep olmaktadır (Şekil 4.6).



Şekil 4.6 Karma spin-(3/2, 5/2) BEG modelin $q=3$, $D=-0.2$ ve $K=-0.5$ için alt örgü manyetizasyonlarının sıcaklıkla değişimi.

Şekil 4.6' da görüldüğü üzere manyetizasyon eğrileri $T=0$ değerinde F4 fazına ait manyetizasyon doyum değerlerinden başlamaktadırlar. Sıcaklık değişimi ile birlikte kritik $T_i \approx 0.21$ sıcaklık değerinde aniden farklı manyetizasyon değerlerine sıçrama yapmaktalar. Bu yeni değerlerden oluşan düzenli ferrimanyetik faza F fazı adı verilmiştir. F4-F faz geçişi birinci-mertebe faz geçişidir. Sıcaklığın artması ile birlikte eğriler kritik $T_C \approx 0.99$ değerinde sıfır manyetizasyon değerine ulaşırlar. Buradaki F-P geçişi ise ikinci-mertebe faz geçişidir. Sıcaklığın bu değerden dahada yükselmesi, eğrilerde herhangi bir değişikliğe neden olmamaktadır.

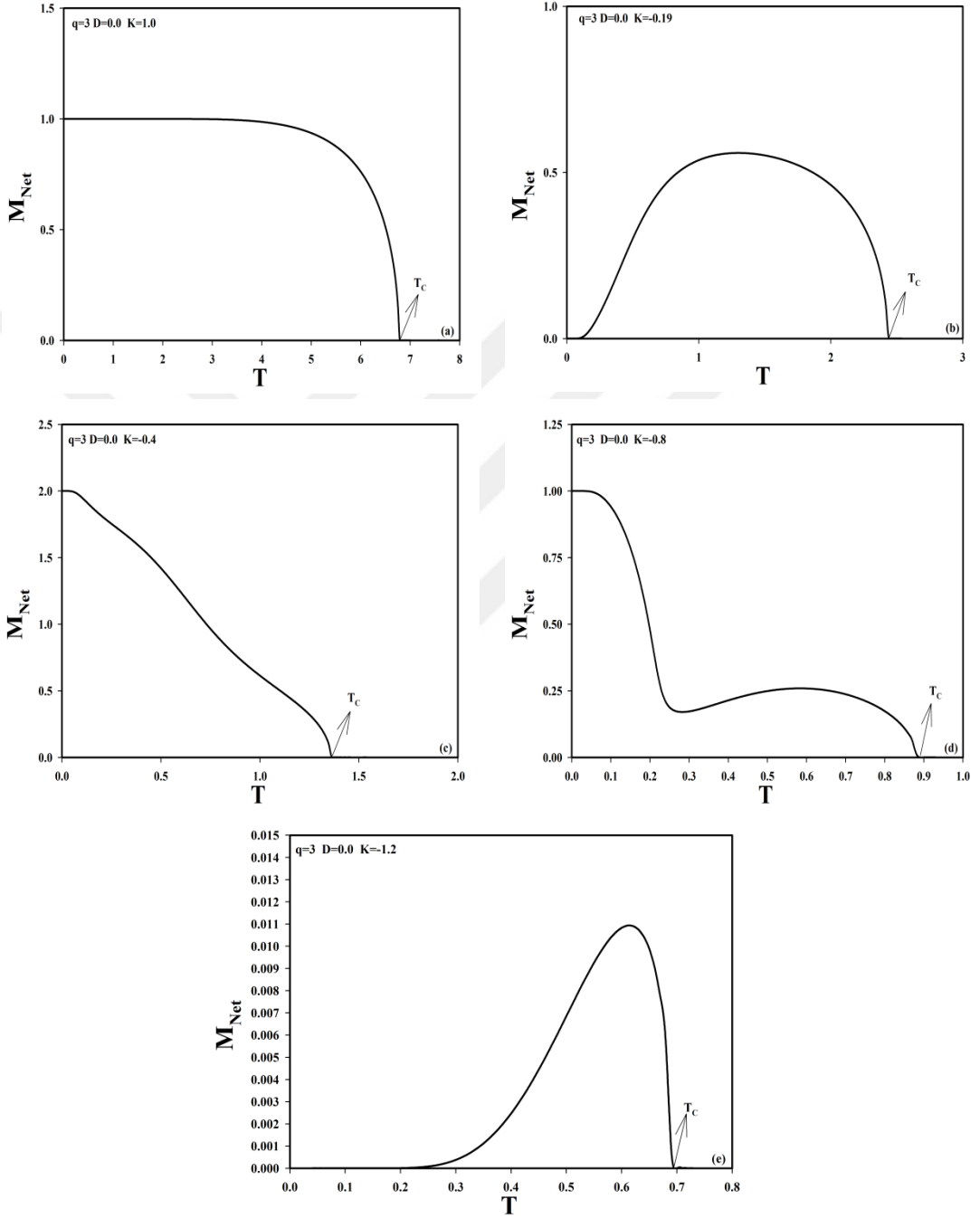
Şekil 4.7' de ise Şekil 4.6' daki aynı sistem parametreleri için alt örgü kuadrupol moment eğrilerinin sıcaklıkla değişimlerini göstermektedir.



Şekil 4.7 Karma spin-(3/2, 5/2) modelin $q=3$, $D=-0.2$ ve $K=-0.5$ için alt örgü kuadrupol momentlerinin sıcaklıkla değişimi.

Alt örgü kuadrupol moment eğrileri $T=0$ da F4 fazı için başlangıç değerinden başlamaktalar ve sıcaklık arttıkça $Q_{3/2}$ eğrisinin değeri azalmakta $Q_{5/2}$ eğrisinin değeri ise artmakta ve birinci mertbe faz dönüşüm sıcaklığı $T_i \approx 0.21$ değerinde, $Q_{3/2}$ eğrisinin değeri aniden daha düşük bir değere, $Q_{5/2}$ eğrisinin değeri de daha büyük bir değere atlama yaparlar. Sıcaklık arttıkça eğrilerin değerleri değişmekte ve ikinci-mertebe faz geçiş sıcaklığı $T_C \approx 0.99$ değerinde $Q_{5/2}$ eğrisi derin bir pik yapmaktadır. Kritik ikinci mertbe sıcaklığının üstündeki sıcaklıklarda ise eğriler sabit değerler almaktadırlar. Kristal alanın modele ilave edilmesi ile spinlerin daha düşük değerleri almasına sebep olmaktadır. Buda yeni fazların ortaya çıkmasını sağlamaktadır.

Şekil 4.8a-e, koordinasyon sayıları $q=3$ için kristal alan $D=0$ değerlerinde K' nın çeşitli değerleri alınarak elde edilen net manyetizasyon eğrilerinin sıcaklıkla değişimlerini göstermektedir.



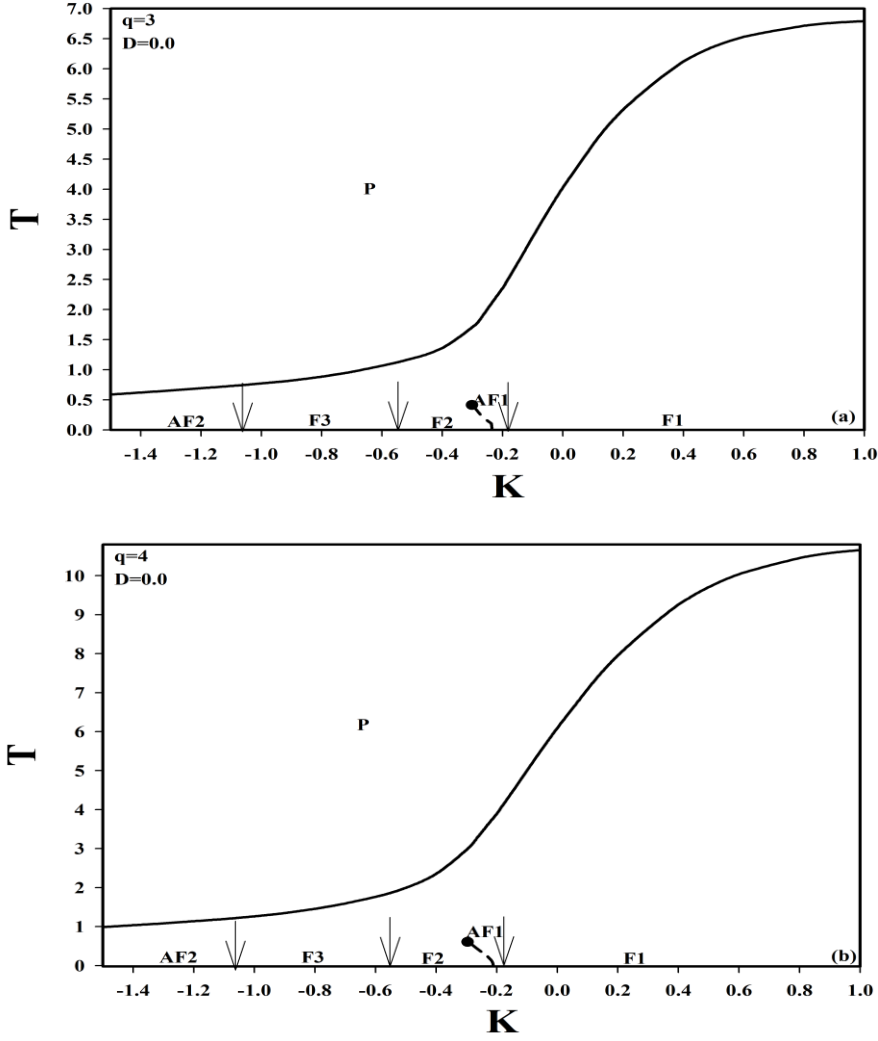
Şekil 4.8 Modelin $q=3$ ve $D=0.0$ için net manyetizasyon eğrilerinin sıcaklıkla değişimi a) $K=1.0$, b) $K=-0.19$, c) $K=-0.4$, d) $K=-0.8$ ve e) $K=-1.2$

Şekillerden görüldüğü üzere net manyetizasyon eğrileri $T=0$ değerinde başlangıç değerlerinden başlayarak sıcaklığın artması ile birlikte değerleri değişerek sıfır değerine T_C kritik sıcaklık değerinde ulaşmaktadırlar. $K=-0.19$ ve -1.2 değerlerinde ise net manyetizasyon eğrileri $T=0$ değerinde sıfır değerinden başlamakta sıcaklığın artması ile önce değerleri artmakta sıcaklığın biraz daha artması ile değerleri azalarak T_C kritik sıcaklığında sıfır değerine ulaşmaktadırlar. Net manyetizasyon eğrilerinin $T=0$ da başlangıç değerinden başlayıp sıcaklıkla değerleri değişerek, T_C kritik sıcaklıktan önce sıfır değerine ulaştığı sıcaklık noktası telafi sıcaklık noktası olarak adlandırılmaktadır. Şekillerde net manyetizasyon eğrilerinin bikuadratik etkileşme parametresinin verilen değerlerinde bu davranışı sergilemedikleri görülmektedir. Belirtmeliyizki sisteme kristal alan ilave edildiğinde de ve koordinasyon sayısı $q=4$ alındığında da her hangi bir telafi sıcaklık noktası tespit edilememiştir.

4.2 Modelin Faz Diyagramları

Karma spin-3/2 ve spin-5/2 BEG modelin faz diyagramları, kristal alanın $D=0.0$ olduğu izotropik durumu için (K, T) düzleminde, çeşitli bikadratik etkileşme parametresi K için izotropik olmayan durum için (D, T) düzleminde, farklı koordinasyon sayıları $q=3$ ve 4 için bu kısımda verilecektir. Daha önce elde edilen alt-örgü manyetizasyon, kuadropol moment ve net manyetizasyon eğrilerinin sıcaklıkla değişim grafikleri rehberliğinde elde edilen faz diyagramlarında sürekli çizgiler ikinci-mertebe faz geçişlerini yani T_C çizgilerini ($T=T_C$), kesikli çizgiler ise birinci-mertebe faz geçişlerini yani T_t çizgilerini ($T=T_t$), temsil etmektedir. Oklar ise faz bölgelerinin birbirinden ayrıldığı sınır noktalarını göstermektedir. Son olarak içi dolu daire ise yalıtılmış kritik noktayı temsil etmektedir.

İlk faz diyagramımız kristal alanın $D=0.0$ değeri için yani karma spin-3/2 ve spin-5/2 izotropik BEG model için (K, T) düzleminde koordinasyon sayısı $q=3$ ve $q=4$ için elde edilmiştir (Şekil 4.9a ve Şekil 4.9b).



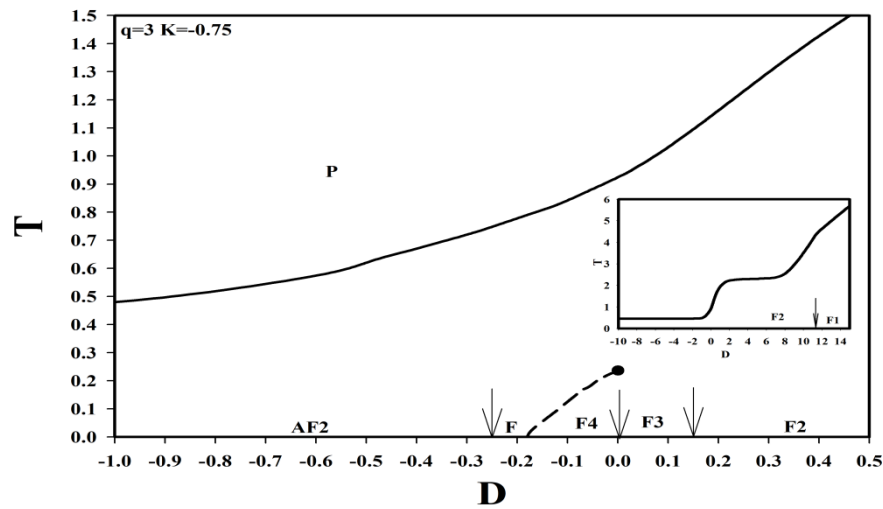
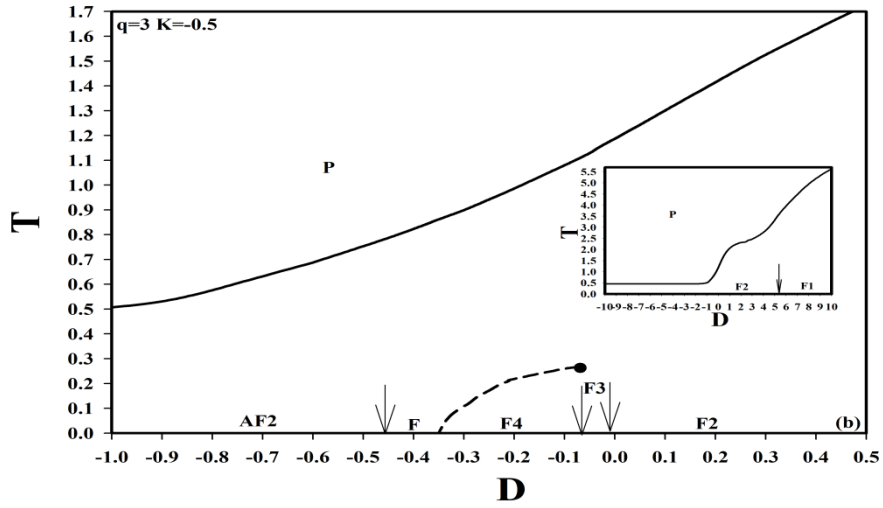
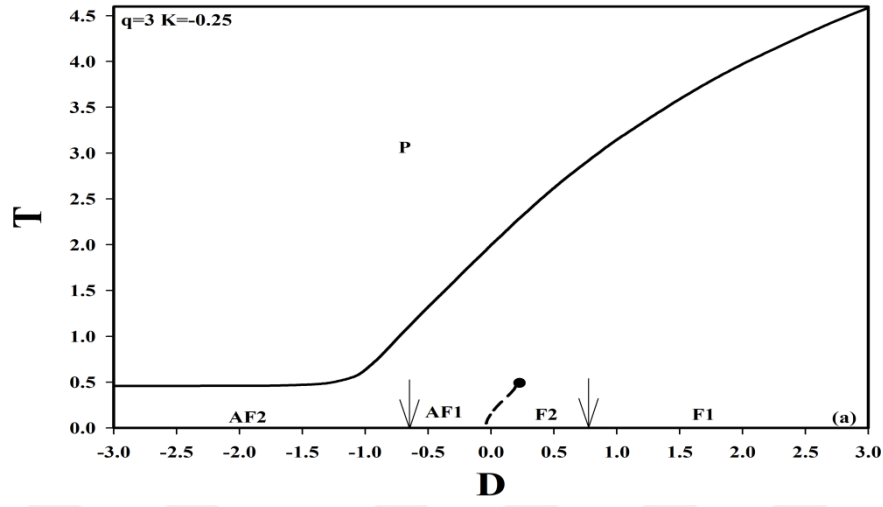
Şekil 4.9 Karman spin-(3/2, 5/2) izotropik BEG modelin ($D=0.0$) koordinasyon sayıları a) $q=3$, b) $q=4$ için faz diyagramları

Şekillerden görüldüğü üzere, düzenli fazların (F1, F2, F3, AF1, AF2) oluşturduğu bölge ile düzensiz fazın (P) yer aldığı bölge ikinci-mertebe faz geçiş çizgisi ile ayrılmaktadır. İkinci-mertebe faz geçiş çizgisi, K 'nın pozitif sonsuz değerinde, $q=3$ için $T \approx 6.842$ sabit değerinden ve $q=4$ için $T \approx 10.832$ sabit değerinden başlamaktadır. K değeri azaldıkça ikinci-mertebe faz geçiş çizgisinin aldığı değerler azalmakta ve K 'nın negatif sonsuz değerinde, $q=3$ için $T \approx 0.458$ ve $q=4$ için $T \approx 0.724$ sabit değerini almaktadır. Ayrıca $q=3$ için $K \approx -0.211$ değerinde ve $q=4$ için $K \approx -0.235$ değerinde, sıfır kritik sıcaklık değerinden başlayan birinci-mertebe faz geçiş çizgisi hem $q=3$ hem de $q=4$ için $K \approx -0.3$ değerinde sırasıyla $T \approx 0.382$ ve $T \approx 0.676$ değerlerinde yalıtılmış kritik son noktada son bulmaktadır. Birinci-mertebe faz geçiş çizgisi AF1 fazı ile F2 fazını birbirinden

ayırmaktadır. Son olarak şekillerde düzenli fazları arasındaki oklar ise bir fazın bitip diğer fazın başladığı K değerini göstermektedir. Bu K değerleri her iki şekilde aynı değerlere sahiptir. Bu değerler ise, F1-AF1 fazları için $K \approx -0.18$ değerinde, F2-F3 fazları için $K \approx -0.55$ değerinde ve son olarak F3-AF2 fazları için $K \approx -1.016$ değerindedir. İlginç bir şekilde düzenli fazlar, koordinasyon sayısı artsa bile aynı K değerlerinde birbirinden ayrılmaktadır. Yaltılmış kritik son nokta ise daha büyük koordinasyon sayısı için daha yüksek sıcaklıklarda son bulmaktadır.

Şimdiki faz diyagramlarımız ise çeşitli negatif K değerleri için (D,T) düzleminde farklı koordinasyon sayıları için verilmiştir. Karma spin-3/2 ve spin-5/2 BEG modelin elde edilen bu faz diyagramları izotropik olmayan duruma aittir. Kristal alanın sisteme ilave edilmesi ile elde edilen bu faz diyagramlarında bir önceki faz diyagramlarında olmayan düzenli ferrimanyetik faz F4 fazı ve düzenli ferrimanyetik F fazı ortaya çıkmaktadır. F4 fazının varlığı, Şekil 4.6' da manyetizasyon düzen parametresinin ve Şekil 4.7' de kuadrupol moment düzen parametresinin sıcaklıkla değişim grafiklerinden görülebilir.

Koordinasyon sayısı $q=3$ için $K=-0.25$, -0.5 ve -0.75 değerlerinde elde edilen faz diyagramlarında (Şekil 4.10a-c), tıpkı izotropik durumdaki gibi düzenli fazların oluşturduğu bölge düzensiz faz bölgesinden ikinci-mertebe faz geçiş çizgisi ile ayrılmaktadır. T_C çizgilerinin karakterisitik davranışı, modelin izotropik durumundaki Şekil 4.9a' daki davranışına benzemektedir. İzotropik duruma benzer şekilde birinci-mertebe faz geçiş çizgisi ile, $K=-0.25$ değeri için F2-AF1 fazları, $K=-0.5$ için ve $K=-0.75$ için F4-F fazları birbirlerinden ayrılmaktadır. Grafiklerdeki oklar ise düzenli bir fazın bitip diğer düzenli fazın başladığı kristal alan değerlerini göstermektedir. Şekil 4.10a' da oklar, F1-F2 fazları için $D \approx 0.78$ ve AF1-AF2 fazları için $D \approx -0.65$ değerlerini göstermektedir. Şekil 4.10b' de oklar, F2-F3 fazları için $D \approx -0.03$, F3-F4 fazları için $D \approx -0.07$ ve F-AF2 fazları için $D \approx -0.45$ değerlerini ve ekli küçük şekildeki ok ise F1-F2 fazları için $D \approx 5.2$ değerini göstermektedir.

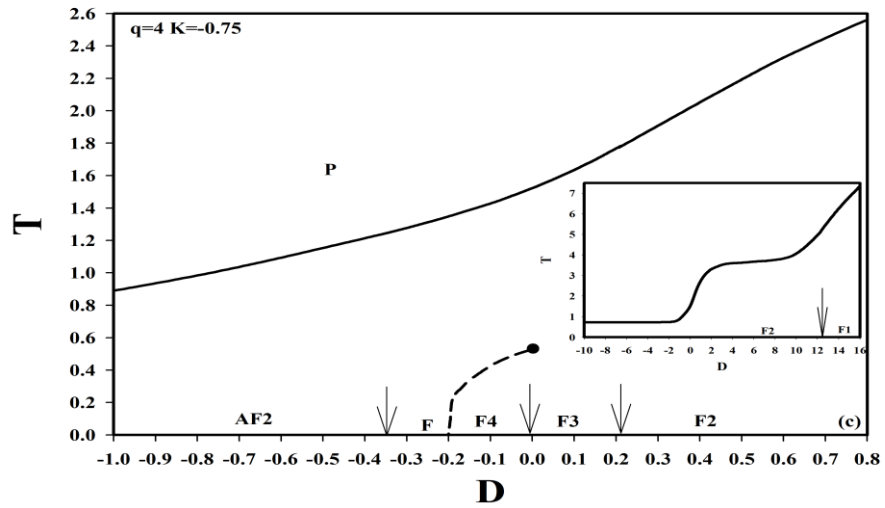
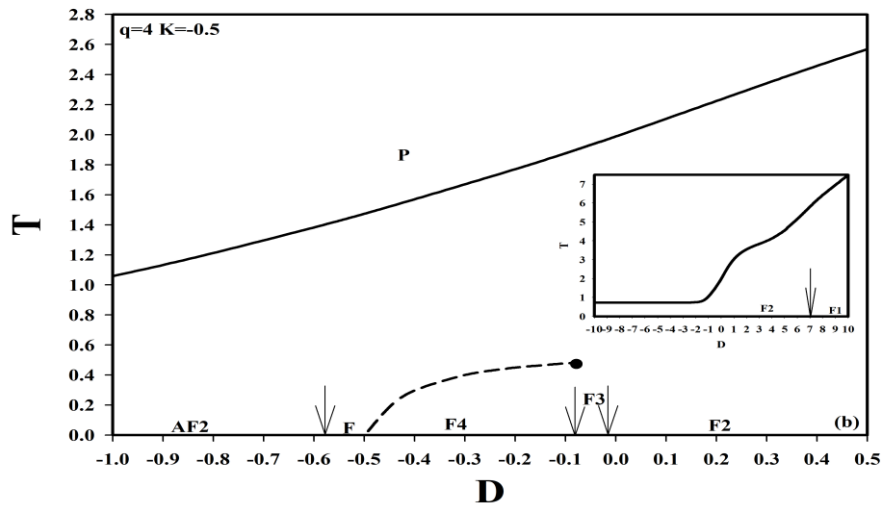
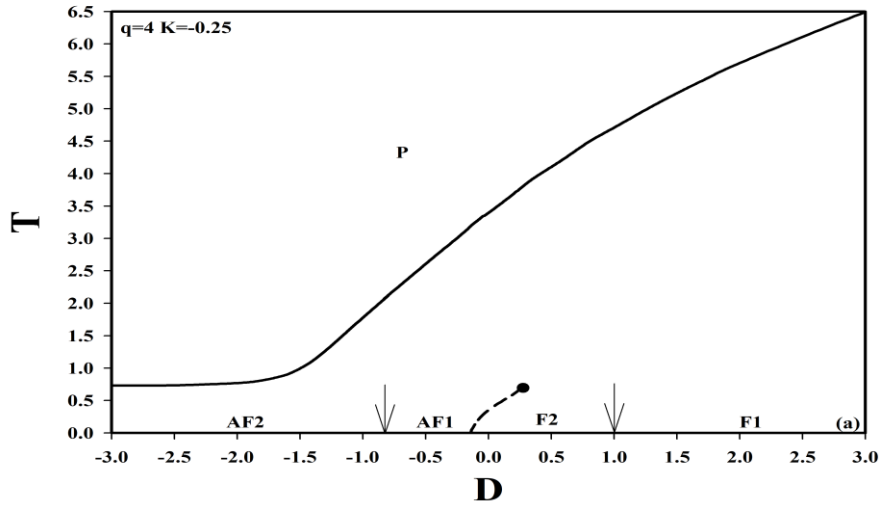


Şekil 4.10 Karma spin-(3/2, 5/2) BEG modelin $q=3$ için a) $K=-0.25$, b) $K=-0.5$ ve c) $K=-0.75$ değerleri için faz diyagramları.

Şekil 4.10c 'de oklar, F2-F3 fazları için $D \approx 0.15$, F3-F4 fazları için $D \approx 0.0$ ve F-AF2 fazları için $D \approx -0.25$ değerlerini ve ekli küçük şekildeki ok ise F1-F2 fazları için $D \approx 11.2$ değerini göstermektedir.

İkinci-mertebe faz çizgisi $K = -0.25$, $K = -0.5$ ve $K = -0.75$ için D' nin pozitif sonsuz değerinde $T \approx 6.842$ sabit değerinden başlamaktadır. K değeri azaldıkça ikinci-mertebe faz geçiş çizgisinin aldığı değerler azalmakta ve D' nin negatif sonsuz değerinde için $T \approx 0.458$ sabit değerini almaktadırlar. Birinci-mertebe faz geçiş çizgileri ise $K = -0.25$ için, $D \approx -0.05$ değerinde sıfır sıcaklıktan başlamakta ve $D \approx 0.195$ değerinde $T \approx 0.453$ sıcaklığında yalıtılmış kritik son noktada bitmektedir (Şekil 4.10a). Benzer şekilde $K = -0.5$ için ise $D \approx -0.35$ değerinde sıfır sıcaklıktan başlamakta ve $D \approx -0.07$ değerinde $T \approx 0.261$ sıcaklığında yalıtılmış kritik son noktada bitmektedir (Şekil 4.10b). $K = -0.75$ için ise $D \approx -0.18$ değerinde sıfır sıcaklıktan başlamakta ve $D \approx 0.0$ değerinde $T \approx 0.236$ sıcaklığında yalıtılmış kritik son noktada bitmektedir (Şekil 4.10c). K değeri azaldıkça yalıtılmış kritik son noktalar daha düşük sıcaklıklarda meydana gelmektedir.

Modelimizin son faz diyagramları ise $q=4$ için $K = -0.25$, $K = -0.5$ ve $K = -0.75$ değerleri için elde edilmiştir. Elde edilen bu faz diyagramları $q=3$ için elde edilen faz diyagramları ile benzerdir. Düzenli fazlardan düzensiz faz ikinci-mertebe faz geçiş çizgisi ile ayrılmaktadır. Düzenli fazların oluşturdukları bölgelerden bazıları da birinci-mertebe faz geçiş çizgisi ile ayrılmaktadır. Oklar tıpkı önceki şekillerde olduğu gibi düzenli bir fazın bitip diğer düzenli fazın başladığı kristal alan değerlerini göstermektedir. Şekil 4.11a' da oklar, F1-F2 fazları için $D \approx 1.0$ ve AF1-AF2 fazları için $D \approx -0.83$ değerlerini göstermektedir. Şekil 4.11b' de oklar, F2-F3 fazları için $D \approx -0.03$, F3-F4 fazları için $D \approx -0.07$ ve F-AF2 fazları için $D \approx -0.58$ değerlerini ve ekli küçük şekildeki ok ise F1-F2 fazları için $D \approx 7.0$ değerini göstermektedir. Şekil 4.11c 'de oklar, F2-F3 fazları için $D \approx 0.21$, F3-F4 fazları için $D \approx -0.01$ ve F-AF2 fazları için $D \approx -0.33$ değerlerini ve ekli küçük şekildeki ok ise F1-F2 fazları için $D \approx 12.4$ değerini göstermektedir.



Şekil 4.11 Karma spin-(3/2, 5/2) BEG modelin $q=4$ için a) $K=-0.25$, b) $K=-0.5$ ve c) $K=-0.75$ değerleri için faz diyagramları.

İkinci-mertebe faz çizgisi $K=-0.25$, $K=-0.5$ ve $K=-0.75$ için D' nin pozitif sonsuz değerinde $T \cong 10.832$ sabit değerinden başlamaktadır. K değeri azaldıkça ikinci-mertebe faz geçiş çizgisinin aldığı değerler azalmakta ve D' nin negatif sonsuz değerinde $T \cong 0.724$ sabit değerini almaktadırlar. Birinci-mertebe faz geçiş çizgileri ise $K=-0.25$ için, $D \cong -0.14$ değerinde sıfır sıcaklıktan başlamakta ve $D \cong 0.26$ değerinde $T \cong 0.692$ sıcaklığında yalıtılmış kritik son noktada bitmektedir (Şekil 4.11a). Benzer şekilde $K=-0.5$ için ise $D \cong -0.5$ değerinde sıfır sıcaklıktan başlamakta ve $D \cong -0.07$ değerinde $T \cong 0.483$ sıcaklığında yalıtılmış kritik son noktada bitmektedir (Şekil 4.11b). $K=-0.75$ için ise $D \cong -0.20$ değerinde sıfır sıcaklıktan başlamakta ve $D \cong -0.01$ değerinde $T \cong 0.521$ sıcaklığında yalıtılmış kritik son noktada bitmektedir. (Şekil 4.11c).

K' nin aynı değerleri için kritik yalıtılmış son noktalar koordinasyon sayısı arttıkça daha büyük sıcaklık değerlerinde ortaya çıkmaktadır. $K=-0.25$ için Şekil 4.10a ve Şekil 4.11a kıyaslandığında koordinasyon sayısı arttıkça, düzenli fazlar F1-F2 fazları daha büyük kristal alan değerinde ayrılırken, düzenli fazlar AF1-AF2 fazları daha küçük kristal alan değerinde ayrılmaktadır. Benzer şekilde $K=-0.5$ ve $K=-0.75$ değerleri için elde edilen faz diyagramları incelendiğinde, koordinasyon sayısı arttıkça, F1-F2 fazları daha büyük kristal alan değerinde ayrılırken, F-AF2 fazları daha küçük kristal alan değerinde ayrılmaktadır. $K=-0.5$ için ilginç bir şekilde koordinasyon sayısı arttıkça F2-F3 fazları ile F3-F4 fazları aynı kristal alan değerinde birbirinden ayrılmaktadır. $K=-0.75$ için ise F2-F3 fazları daha büyük kristal alan değerinde ayrılırken, F3-F4 fazları daha küçük kristal alan değerinde birbirinden ayrılmaktadır.

Ayrıca aynı koordinasyon sayısı için, $K=-0.5$ ve $K=-0.75$ alınarak elde edilen grafikler incelendiğinde (Şekil 4.10b, Şekil 4.10c ve Şekil 4.11b, Şekil 4.11c), K azaldıkça aynı düzenli fazları ayıran okların kristal alan ekseninde sağa doğru kaydığı görülmektedir.

Yani K azaldıkça daha büyük kristal alan değerlerinde fazlar birbirlerinden ayrılmaktadır.

5. SONUÇ VE ÖNERİLER

Sonuç olarak, Bethe kafesi üzerinde, kristal alan parametresi yokluğunda karma spin-3/2 ve spin-5/2 izotropik BEG modelinin faz diyagramları (K, T) düzleminde ve kristal alan parametresi varlığında izotropik olmayan durum için, K' nın negatif seçilmiş değerleri için karma spin-3/2 ve spin-5/2 BEG modelinin faz diyagramları (D, T) düzleminde koordinasyon sayıları $q=3$ ve 4 için ayrıntılı biçimde incelendi. Faz geçiş problemlerinde teorik bir model olarak kullanılan Ising modeli ve moleküler temelli yapıların manyetik özelliklerini teorik olarak incelemek için kullanılan karma spinli Ising modelleri hakkında bilgiler ve bu modeller üzerine yapılan çalışmalar tezin giriş kısmında ve literatür özeti kısmında verildi. Sistemin kritik davranışlarını açıklamak için gerekli olan Bethe kafesi üzerinde karma spin-3/2 ve spin-5/2 BEG modelinin düzen parametreleri alt-örgü manyetizasyon ve kuadropol momentlerin ifadeleri tam özyineleme bağıntıları terimlerinde ifade edildi. Özyineleme bağıntıları terimlerinde elde edilen düzen parametrelerinin denklemleri iterasyon yöntemi vasıtasıyla nümerik olarak çözülerek elde edilen verilerden modelin düzen parametrelerinin sıcaklıkla değişimini gösteren termal davranış grafikleri çizildi. Faz geçişlerinin hangi tipte olduğunu belirlemek ve modelde meydana gelen telafi sıcaklıklarını tespit etmek için termal değişim grafiklerinden yararlanıldı. Ayrıca hem karma spin-3/2 ve spin-5/2 izotropik BEG modelin hemde karma spin-3/2 ve spin-5/2 BEG modelin sergilediği kritik davranışların, en yakın komşu spin sayısının artmasıyla nasıl etkilendiği araştırıldı.

Bu iki durumu temsil eden manyetizasyon ve kuadropol moment eğrilerinin sıcaklıkla değişim grafikleri hemde faz diyagramları dikkatlice incelendiğinde görülür ki

biquadratik etkileşim parametresinin varlığı modelde meydana gelen ikinci-mertebe faz geçiş sıcaklıklarının değerini değiştirmektedir. Öyleki aynı q değerlerinde biquadratik etkileşim parametresinin değerinin artması ile kritik sıcaklık T_C değerleride artmaktadır. Bu açıdan biquadratik etkileşim parametresinin modelin kritik davranışları için nedenli önemli bir parametre olduğunu söyleyebiliriz. Ayrıca modelde meydana gelen kritik sıcaklıklar aynı sistem parametreleri için daha büyük koordinasyon sayısı için daha yüksek olmaktadır. Net manyetizasyon eğrilerinin sıcaklıkla değişimleri, tüm ele alınan parametrelerinin geniş bir aralığında incelenmesi neticesinde modelde herhangi bir telafi sıcaklığı tespit edilememiştir.

Son olarak belirtmeliyizki en iyi bilgilerimiz dahilinde Bethe kafesi üzerinde karma spin-3/2 ve spin-5/2 BEG modeli ilk kez bu tez çalışmasında incelendi. Bu tez çalışmasındaki sonuçlar, araştırmacılara yol gösterecektir. Araştırmacılara, aynı modeli farklı yöntemler kullanarak, daha geniş K değerleri için, detaylıca araştırılması tavsiye edilir.

KAYNAKLAR

- Abdalla A. O., Mohammad K. H. and Mohammad H. B. 2019. Magnetic Properties and Critical and Compensation Temperatures in Mixed Spin-1/2–Spin-1 Ferrimagnetic-Centered Rectangular Structure Using Monte Carlo Simulation . Iee Transactions on Magnetics, 55(9): 1000305.
- Ai, T., Morelli, J. N., Hu, X., Hao, D., Goerner, F. L., Ager, B. and Runge, V. M. 2012. A historical overview of magnetic resonance imaging, focusing on technological innovations. Investigative Radiology, 47(12): 725–741.
- Akın, H. 2023. Quantitative behavior of (1,1/2)-MSIM on a Cayley tree. Chinese Journal of Physics, 83: 501-514.
- Al Qahoom, Y., Aharrouch, R., El. Kihel, K., Madani, M., Hachem, N. and El Bouziani, M. 2023a. Critical and Compensation Behaviors of a Ferrimagnetic Multilayer System. Spin (2010-3247), 13 (2): 13-13p.
- Al Qahoom, Y., Aharrouch, R., El Kihel, K., Saadi, H., Madani, M. and El Bouziani, M. 2023b. Blume–Emery–Griffiths model for mixed spin (1, 5/2) calculated by mean-field approximation. Eur. Phys. J. B, 96:142.
- Albayrak, E. and Keskin, M. 2002. Mixed spin-1/2 and spin-1 Blume-Capel Ising ferrimagnetic system on the Bethe lattice. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 261: 196–203.
- Albayrak, E. 2013 The mixed spin-1/2 and spin-1 Blume–Capel model with random crystalfield on the Bethelattice:Two approaches Solid State Communications, 159: 76–78.
- Albayrak, E. and Yigit, A. 2006. Mixed spin-3/2 and spin-5/2 Ising system on the Bethe lattice. Physics Letters A, 353: 121-129.

- Albayrak, E. and Yigit, A. 2007. The phase diagrams of the mixed spin-3/2 and spin-5/2 Ising system on the Bethe lattice. *Phys. Stat. Sol. (b)*, 244(2): 748-758.
- Albayrak, E. and Alçı, A. 2005. Mixed spin- 1/2 and spin- 3/2 Blume–Capel Ising ferrimagnetic system on the Bethe lattice. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, 345: 48-60.
- Albayrak, E. 2016. The $\pm J$ model for the mixed-spin 1/2 and 3/2 Blume–Capel model. *Physica B: Condensed Matter*, 494: 91-95.
- Albayrak, E. and Karimou, M. 2017. The $\pm J$ model for the mixed-spin 1/2 and 5/2 system. *Chinese Journal of Physics*, 55: 1361–1368.
- Albayrak, E. and Karimou, M. 2018. Random Crystal Field Effects on the Mixed-Spin 1/2 and 5/2 Blume-Capel Model. *Int. J. Theor. Phys.*, 57: 715–725.
- Albayrak, E. 2018. Phase diagrams of the random nearest-neighbor mixed spin-1/2 and spin-3/2 Blume-Capel model. *Modern Physics Letters B*, 32(27): 1850325 (11 pages).
- Albayrak, E. and Özcan, F. Ş. 2020. Mixed Spin-1/2 and 5/2 Blume-Capel Model on the Bethe Lattice in the $\pm J$ Distribution with an Adjusting Parameter. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 33: 2179–2188.
- Albayrak, E. 2023. Mixed-spin 1/2 and 3/2 core-shell structured triangular Ising nanowire on the Bethe lattice. *International Journal of Modern Physics B*, Doi: [10.1142/s0217979224503466](https://doi.org/10.1142/s0217979224503466).
- Albayrak, E. and Özcan, F. Ş. 2023. The $\pm J$ Distributions in the mixed spin-1/2 and 5/2 Blume-Capel model. *Theoretical and Mathematical Physics*, 214(3): 421–431.
- Alrajhi, A., Hachem, N., Lafhal, A., El Antari, A., El Bouziani, M., Madani, M. and El Falaki, M. 2018. Phase Diagrams of the Mixed Spin-1 and Spin-3/2 Blume-Emery-Griffiths Model with Repulsive Biquadratic Coupling. *Journal of Advanced Physics*, 7 (2): 261-271.
- Alzate-Cordana, J-D., Sabogal-Suárez, D. and Restrepo-Parra, E. 2017. Critical and compensation behavior of a mixed spin-3/2 and spin-5/2 Ising ferrimagnetic system in a graphene layer. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 429: 34–39.
- Baxter, R. J. 1989. Exactly solved models in statistical mechanics, In: *Ising model on the Bethe lattice*. Academic Press Limited, pp. 47-59, London.

- Benayad, N. and Dakhama, A. 1997. Phase diagrams of the mixed spin Ising ferromagnet with a ferrimagnetic surface. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 168: 105-120.
- Benhouria, Y., Essaoudi, I., Ainane, A., Ahuja, R., and Dujardin, F. 2017. Monte Carlo simulation of dielectric properties of a mixed spin-3/2 and spin-5/2 Ising ferroelectric nanowires. *Ferroelectrics*, 507:1, 58-68.
- Buendía, G. M. and Novotny, M. A. 1997. Numerical study of a mixed Ising ferrimagnetic system. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 9(27): 5951–5964.
- Bethe, H. A. 1935. Statistical theory of superlattices. *Proc. R. Soc. London Ser. A*, 150: 552-575.
- Bobak, A., Juncisin, M. 1996. Ferrimagnetism in diluted mixed-spin two-dimensional Ising models. *J. Magn. Magn. Mater.* 163: 292-298.
- Bobak, A., Juncisin, M. 1997. Ferrimagnetism in diluted mixed spin-1/2 and spin-3/2 Ising systems. *J. Phys. IV France* 7: C1-179.
- Buendía, G. M., and Machado, E. 1998. Kinetics of a mixed ising ferrimagnetic system. *Physical Review E*, 58(2): 1260–1265.
- Buendía, G. M., and Cardona, R. 1999. Monte Carlo study of a mixed spin-3/2 and spin-1/2 Ising ferrimagnetic model. *Physical Review B*, 59 (10): 6784.
- Blume, M. 1966. Theory of the first-order magnetic phase change in UO₂. *Physical Review*, 141: 517-524.
- Blume, M. Emery V. J. and Griffiths R. B. 1971. Ising model for the transition and phase separation in mixtures. *Phys. Rev. A* (3): 1071-1077.
- Capel, H. 1966. On the possibility of first-order phase transitions in Ising systems of triplet ions with zero-field splitting. *Physica*, vol. 32, pp. 966-988.
- Carlos A., S-V. and Gloria M. B. 2021. Monte Carlo Simulation of a Mixed Spin-1/2 and Spin-3/2 Ising Ferrimagnetic System with Site Dilution. *Phys. Status Solidi B*, 258: 2100044-9
- Dakhama, A. 1998. Exact solution of a decorated ferrimagnetic Ising model. *Physica A*, 252: 225-237.

- Davydova, M., Zvezdin, K. A., Kimel, A. V. and Zvezdin, A. K. 2019. Ultrafast spin dynamics in ferrimagnets with compensation point. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 32(1): 01LT01.
- De La Espriella, N., Madera, J. C. and Buendía, G. M. 2017. Critical phenomena in a mixed spin-3/2 and spin-5/2 Ising ferroferrimagnetic system in a longitudinal magnetic field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 442: 350–359.
- Deviren, B., Keskin, M. and Canko, O. 2009a. Kinetics of a mixed spin-1/2 and spin-3/2 Ising ferromagnetic model. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 321: 458-466.
- Deviren, B., Keskin, M. and Canko, O. 2009b. Magnetic properties of an anti-ferromagnetic and ferrimagnetic mixed spin-1/2 and spin-5/2 Ising model in the longitudinal magnetic field within the effective-field approximation. *Physica A.*, 388: 1835-1848.
- Deviren, B., Keskin, M. and Canko, O. 2009b. Dynamic phase transitions in the kinetic mixed spin-1/2 and spin-5/2 Ising model under a timedependent oscillating magnetic field. *Phase Transitions*, 83(7): 526-542.
- Deviren, B. and Keskin, M. 2010. Dynamic Phase Transitions and Compensation Temperatures in a Mixed Spin-3/2 and Spin-5/2 Ising System. *J Stat Phys.*, 140: 934–947.
- Drissi, L.B., Zriouel, S., and Nit Ben Ahmed, H. 2018. Stone-Wales defected molecular-based $\text{AFe}^{\text{II}}\text{Fe}^{\text{III}}(\text{C}_2\text{O}_4)_3$ nanoribbons: Thermal and magnetic properties. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 449; 328–336.
- Eddahri, S., Karimou, M., Razouk, A., Hontinfinde, F and Benyoussef, A. 2018. Bethe lattice approach study of the mixed spin-1/2 and spin-7/2 ising model in a longitudinal magnetic field. *Condensed Matter Physics*, 21(1): 13705.
- Ekiz, C. and Keskin, M. 2003. Magnetic properties of the mixed spin-1/2 and spin-1 Ising ferromagnetic system. *Physica A.*, 317: 517 – 534.
- Ekiz, C. 2005. Mixed spin-1/2 and spin-3/2 Ising system in a longitudinal magnetic field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 293 (3); 913-923.

- Ekiz, C. and Erdem, R. 2006. Effect of crystal-field potential on compensation temperature of a mixed spin-1/2 and spin-1 Ising ferrimagnetic system. *Physics Letters A*, 352: 291–295.
- El Antari, A., Zahir, H., Hasnaoui, A., Hachem, N., Alrajhi, A., Madani, M. and El Bouziani, M. 2018. Mixed Spin-1/2 and Spin-5/2 Model by Renormalization Group Theory: Recursion Equations and Thermodynamic Study. *Int. J. Theor. Phys.*, 57: 2330–2342.
- El Antari, A., Hachem, N., Alrajhi, A., Madani, M. and El Bouziani, M. 2020. Semi-infinite mixed spin-1/2 and spin-5/2 Blume–Capel model by renormalization group theory and Monte Carlo simulation. *Eur. Phys. J. Plus.*, 135: 460.
- El Antari, A., Saadi, H., Hajaj, Y., Zradba, A., Madani, M., and Hachem, N., 2021. Phase diagrams and hysteresis behavior of the mixed spin-7/2 and spin-1/2 Ising model. *Physica A*, 578: 126113.
- Essaoudi, I., Barner, K. and Saber, M. 2007. Magnetic properties and hysteresis loops of the $S=1/2$ and $S=3/2$ bilayer Ising model. *Physica A*, 385: 208–220.
- Fadil, Z., Saber, N., Eraki, H., Mhirech, A., Kabouchi, B. and Bahmad, L. 2023. Study of the Blume–Emery–Griffiths Model for Mixed Carbon-Like Nanotube: Monte Carlo Study. *Journal of Low Temp Phys.*, 210: 285–296.
- Fouejio, D. and Noupa, C. 2022. Monte Carlo study of mixed spin-1/2 and spin-S Ising ferrimagnets on a simple cubic lattice. *Physica B: Physics of Condensed Matter*, 626: 413489.
- Feraoun, A., Amraoui, S. and Kerouad, M. 2018. Critical and compensation behaviors of an Ising mixed spin-(5/2,3/2) on a nanographene layer. *Applied Physics A*, 124 :329.
- Gençaslan, M. and Keskin, M. 2020. Dynamic magnetic properties of the mixed spin (1/2, 3/2) Ising system in the presence of magnetic field within the path probability method. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, 559: 125013.
- Gençaslan, M. and Keskin, M. 2022. Dynamic multicritical phase diagrams of the mixed spin (2, 5/2) Blume-Emery-Griffiths model with repulsive biquadratic coupling. *Turkish Journal of Physics*, 46 (6): Article 9.
- Giordano, N. J. 1997. *Computational Physics*. New Jersey: Upper saddle river.

- Grazhdankina, N. P. 1969. Magnetic first order phase transitions. *Soviet Physics Uspekhi*, 11: 727-745.
- Hachem, N., Madani, M., Lafhal, A., Antari, A. El., Alrajhi, A. and Bouziani, M. El. 2018. Magnetic Properties of a Mixed Spin-3/2 and Spin-1/2 Ising Nanowire with Nearest and Next-Nearest Neighbour Interactions. *J. Supercond Nov Magn.*, 31: 2165–2172.
- Hachem, N., Alehyane, M., Lafhal, A., Zahir, H., Madani, M., Alrajhi, A. and El Bouziani, M. 2019. Phase diagrams of the ferrimagnetic mixed spin-1/2 and spin-5/2 Ising model under a longitudinal magnetic field. *Physica Scripta*, 94(2): 025804.
- Hadey, K. M. 2011. Spin compensation temperatures induced by longitudinal fields in a mixed spin-3/2 and spin-5/2 Ising ferrimagnet. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 323: 61–66.
- Hellman, F., Hoffmann, A., Tserkovnyak, Y., Beach, G. S. D., Fullerton, E. E., Leighton, C., MacDonald, A. H., Ralph, D. C., Arena, D. A., Dürr, H. A., Fischer, P., Grollier, J., Heremans, J. P., Jungwirth, T., Kimel, A. V., Koopmans, B., Krivorotov, I. N., May, S. J., Petford-Long, A. K., and Rondinelli, J. M. 2017. Interface-induced phenomena in magnetism. *Reviews of Modern Physics*, 89(2): 025006.
- Ising, E. 1925. Beitrag zur theorie des ferromagnetismus. *Zeitschrift Für Physik*, 31(1): 253–258.
- Iwashita, T. and Uryû, N. 1983. The effect of the Biquadratic exchange interaction on the Curie temperature of the mixed Ising ferromagnet. *Physics Letter*, 96A (6): 311-313.
- Jabar, A., Belhaj, A., Labrim, H., Bahmad, L., Hassanain, N. and Benyoussef, A. 2015. Mixed spin thin films in the Blume–Emery–Griffiths model with biquadratic exchange interaction: A Monte Carlo study. *Superlattices and Microstructures*, 78: 171-182.
- Jabar, A., Masrour, R. 2017. Spin Compensation Temperatures in the Monte Carlo Study of a Mixed Spin-3/2 and Spin-1/2 Ising Ferrimagnetic System. *J. Supercond. Nov. Magn.* 30: 2829–2834.

- Jaščur, M., and Strečka, J. 2005. Magnetic properties of a mixed spin-1/2 and spin-3/2 Ising model with an uniaxial and biaxial crystal-field potential. *Physica A.*, 358: 393-412.
- Karimou, M., Yessoufou, R. A., Kpadonou, A., Oke, T. and F. Hontinfinde. 2016. Bethe approach study of the mixed spin-1/2 and spin-5/2 Ising system in the presence of an applied magnetic field . *Condens. Matter Phys.*, 19: 33003.
- Kartsev, A., Augustin, M., Richard F. L. Evans., Kostya S. Novoselov, and Elton J. G. Santos. 2020. Biquadratic exchange interactions in two-dimensional magnets. *npj Computational Materials*, 6: 150.
- Kazuya M., and Yamamoto, A. 2016. Magnetism and rotation in relativistic field theory. *Prog. Theor. Exp. Phys.*, 2016(9): 093B05–093B05.
- Keskin. M., Kantar, E. and Canko, O. 2008. Kinetics of a mixed spin-1 and spin-3/2 Ising system under a time-dependent oscillating magnetic field. *Physical Review E*, 77: 051130-9.
- Keskin, M., Ertaş, M. and Canko, O. 2009. Dynamic phase transitions and dynamic phase diagrams in the kinetic mixed spin-1 and spin-2 Ising system in an oscillating magnetic field. *Phys. Scr.*, 79: 025501.
- Keskin, M. and Ertaş, M. 2018. Frequency-dependent dynamic magnetic properties of the Ising bilayer system consisting of spin-3/2 and spin-5/2 spins. *Physica A.*, 496: 79–89.
- Kocakaplan, Y. and Keskin, M. 2014. Hysteresis and compensation behaviors of spin-3/2 cylindrical Ising nanotube system. *Journal of Applied Physics*, 116(9).
- Kreula, J. M., Clark, S. R. and Jaksch, D. 2016. Non-linear quantum-classical scheme to simulate non-equilibrium strongly correlated fermionic many-body dynamics. *Scientific reports*, 6: 32940.
- Lafhal, A., El Antari, A., Hachem, N., Al-Rajhi, A., Aharrouch, R., Saadi, H., Madani, M. and El Bouziani, M. 2020. Renormalization Group Study of the Mixed Spin-1 and Spin-3/2 Blume-Emery-Griffiths Model with Attractive Biquadratic Coupling. *Int J Theor Phys.*, 59: 1165–1178.
- Lara, D. P., Correa, H., and Díaz, D. S. 2022. Antiferromagnetic Blume-Capel model of the disordered Fe-Mn-Al ternary system. *Physical Review E*, 106(4): 044114.

- Liang, Y-Q., Wei, G-Z., Ma, F-C., and Song, G-L. 2008. Magnetic Properties of a mixed spin-1/2 and spin-3/2 transverse Ising model in longitudinal magnetic field. *Physica A*, 387: 4513-4518.
- Mansuripur, M. 1987. Magnetization reversal, coercivity, and the process of thermomagnetic recording in thin films of amorphous rare earth-transition metal alloys. *Journal of applied physics*, 61(4):1580-1587.
- Mendoza-Arenas, J. J., Gómez-Ruiz, F. J., Eckstein, M., Jaksch, D. and Clark, S. R. 2017. Ultra-Fast control of magnetic relaxation in a periodically driven Hubbard model. *Annalen der Physik*, 529: 1700024.
- Mc Henry, M. E. and Laughlin, D. E. 2014. Magnetic properties of metals and alloys. *Physical Metallurgy*, 2014: 1881–2008.
- Morin, B. G., Zhou, P., Hahm, C., Epstein, A. J. and Miller Joel S. 1993. Complex ac susceptibility studies of the disordered molecular based magnets V(TCNE)_x: Role of spinless solvent. *J. Appl.Phys.*, 73:5648-5650.
- Ngantso, G. D., Karimou, M, Okana-Lomanga, A. L., Kadiri, A., Yessoufou, R. A., Malonda-Boungou, B. R. and M'Passi-Mabiala, B. 2022. Ferrimagnetic mixed Ising spin (7/2, 1/2) system: By Mean Field Theory, exact recursion relations and Monte Carlo method. *Physica B: Physics of Condensed Matter*, 628: 413627.
- Nmaila, B., Kadiri, A., Arbaoui, A., Drissi, L.B., Ahllaamara, R. and Htoutou, K. 2022. Phase diagrams and hysteresis loops of a ferrimagnetic mixed spin-(3/2, 5/2) hexagonal Ising nanotube with core-shell structure. *Chinese Journal of Physics*, 79: 362–373.
- Nmaila, B., Htoutou, K., Ahllaamara, R. and Drissi, L.B. 2023. Thermodynamic and magnetic properties of a mixed spins (3/2, 5/2) Ising nanowire with hexagonal structure: Monte Carlo simulation. *Indian J. Phys.*, 97(2): 429–438.
- Newman, M. E. and Barkema, G. T. 1999. Monte Carlo methods in statistical physics. Oxford University Press, Oxford.
- Onsager, L. 1944. Crystal statistics. I. A two-dimensional model with an order-disorder transition. *Physical Review*, 65(3-4): 117-149.
- Peierls, R. 1936. On Ising's model of ferromagnetism. In *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*. 32(3): 477-481.

- Qu, D. W., Li, W. and Xiang, T. 2019. Thermal tensor network simulations of the Heisenberg model on the Bethe lattice. *Physical Review B*, 100: 125121-15.
- Samuel Smart, J. 1955. The Néel theory of ferrimagnetism: *American Journal of Physics*, 23; 356-370.
- Schofield, S. L. and Bowers, R. G. 1980. Renormalisation group calculations on a mixed-spin system in two dimensions. *Journal of Physics A: Mathematical and General*, 13: 3697-3706.
- Semerjian, G., Tarzia, M. and Zamponi, F. 2009. Exact solution of the Bose-Hubbard model on the Bethe lattice. *Physical Review B*, 80: 014524-21.
- Sidi Ahmed, S., Bahmad, L., Benyoussef, A. and El Kenz, A. 2017. Mixed spin-1 and spin-1/2 Blume-Emery-Griffiths model on the Bethe lattice: Monte Carlo simulation. *Superlattices and Microstructures*, 109: 841-851.
- Tanaka, Y. and Uryû, N. 1981. Ising model with general spin and planar rotator model on the bethe lattice. *Journal of the Physical Society of Japan*, 50(4): 1140-1148.
- Tang, K. F. 1988. Critical couplings of mixed spin-1/2-spin-S Ising model: a freefermion approximation. *Journal of Physics A: Mathematical and General*, 21(22): L1097.
- Tucker, J. W. 1999. The ferrimagnetic mixed spin 1/2 and spin 1 Ising system. *Journal of magnetism and magnetic materials*, 195(3): 733-740.
- Tucker, J. W. 2000. Cluster variational theory of spin 3/2 Ising models. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 214(1-2): 121-129.
- Valez, D. and Lopez, O. 2013. Critical and compensation temperatures for the mixed spin-3/2 and spin-5/2 Ising model. *Revista Mexicana de Física*, 59: 95–101.
- Wei, G. Z. and Zhao, B. H. 1993. Self-consistent cluster-Bethe-lattice method of a diluted ferromagnet. *Physics Letters A*, 177(3): 265-268.
- Wei, G-Z., Liang, Y-Q., Zhang, Q. and Xin, Z-H. 2004. Magnetic properties of mixed-spin Ising systems in a longitudinal magnetic field. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 271 (2-3):246-253.
- Wei, J., Wei, G-Z and Xin, Z-H. 2001. Magnetic properties of a mixed spin-1/2 and spin-3/2 transverse Ising model with a crystal field. *Physica A.*, 293: 455– 464.
- Yang, C. N. 1952. The spontaneous magnetization of a two-dimensional Ising model. *Physical Review*, 85(5): 808.

- Yessoufou, R. A., Saliou, H and F. Hontinfinde. 2009. Magnetic properties of the mixed spin-5/2 and spin-3/2 Blume-Capel Ising system on the two-fold Cayley tree. *Cent. Eur. J. Phys.*, 7(3): 555-567.
- Yigit A. and Albayrak, E. 2013. Bimodal random crystal field distribution effects on the ferrimagnetic mixed spin-1/2 and spin-3/2 Blume–Capel model. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 329: 125–128.
- Zhang, X and Kong, X-M. 2006. Ferromagnetism in the mixed spin-1/2 and spin-3/2 Blume–Capel system on the two-fold Cayley tree. *Physica A.*, 369: 589–598.
- Zhang, S. and Zhao, D. 2017. Magnetic materials for nuclear magnetic resonance and magnetic resonance imaging from: *Advances in Magnetic Materials, Processing, Properties, and Performance* Routledge.
- Zhang, Q., Wei, Z. and Gu, Y. 2005. The study of the phase diagram and internal energy of the mixed spin-3/2 and spin-5/2 ferrimagnetic Ising system with interlayer coupling by effective-field theory; a simple approach of calculating internal energy. *Phys. stat. sol. (b)*, 242(4): 924–932.
- Ziman, J. M. 1979. *Models of disorder: the theoretical physics of homogeneously disordered systems*. Cambridge University press.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Adı ve Soyadı : Abdulrahman Ahmed Hussein QURBASHI

Eğitim

Yüksek Lisans	Çankırı Karatekin Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı	2020-
Lisans	Mosul Üniversitesi Fen Fakültesi Fizik Bölümü	1996-2001