ÇANKIRI KARATEKİN ÜNİVERSİTESİ
FEN BİLİMLERİ ENSTİTÜSÜ

YÜKSEK LİSANS TEZİ

RASTGELE KRİSTAL ALAN VARLIĞINDA BETHE KAFESİ ÜZERİNDE SPİN - 2 ANTİFERROMANYETİK ISİNG MODELİN KRİTİK DAVRANIŞLARININ ARAŞTIRILMASI

İrfan MAHMUT

FİZİK ANABİLİM DALI

ÇANKIRI
2023

Her hakkı saklıdır

TEZ ONAYI

İrfan MAHMUT tarafından hazırlanan **"Rastgele kristal alan varlığında Bethe Kafesi üzerinde Spin-2 Antiferromanyetik Ising modelinin kritik davranışlarının araştırılması"** adlı tez çalışması 09/02/2023 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
Fen Fakültesi Fizik Ana Bilim Dalı
Çankırı Karatekin Üniversitesi

Jüri Üyeleri **:**

Başkan **:** Prof. Dr. Mehmet ERTAŞ
Fen Fakültesi Fizik Ana Bilim Dalı
Erciyes Üniversitesi

Üye **:** Prof. Dr. Ali YİĞİT
Fen Fakültesi Fizik Ana Bilim Dalı
Çankırı Karatekin Üniversitesi

Üye **:** Doç. Dr. İlyas İNCİ
Fen Fakültesi Fizik Ana Bilim Dalı
Çankırı Karatekin Üniversitesi

Yukarıdaki sonucu onaylarım

Prof. Dr. Hamit ALYAR

Fen Bilimleri Enstitüsü Müdürü

ETİK İLKE VE KURALLARA UYGUNLUK BEYANNAMESİ

Çankırı Karatekin Üniversitesi Lisansüstü Eğitim-Öğretim ve Sınav Yönetmeliğine göre hazırlamış olduğum "**Rastgele kristal alan varlığında Bethe Kafesi üzerinde Spin-2 Antiferromanyetik Ising modelinin kritik davranışlarının açıklanması**" 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. (09/02//2023).

İrfan MAHMUT

ÖZET

RASTGELE KRİSTAL ALAN VARLIĞINDA BETHE KAFESİ ÜZERİNDE SPİN - 2 ANTİFERROMANYETİK ISİNG MODELİN KRİTİK DAVRANIŞLARININ ARAŞTIRILMASI

İrfan MAHMUT

Çankırı Karatekin Üniversitesi
Fen Bilimleri Enstitüsü
Fizik Anabilim Dalı

Danışman: Prof. Dr. Ali YİĞİT

Bu tezde, Bethe Kafesi üzerinde spin-2 Antiferromanyetik Ising modelinin Faz diyagramları tam tekrarlama bağıntıları kullanılarak rastgele kristal alan varlığında incelenmiştir. Öncelikle modelin kritik özelliklerini araştırmak için gerekli olan mıknatıslanma düzen parametreleri denklemleri rastgele kristal alan varlığında tam tekrarlama bağıntıları terimlerinde elde edildi. Bulunan bu denklemlerin çözümleri uygun bir programlama dili vasıtasıyla iterasyon yöntemi kullanılarak elde edildi. Daha sonra modelin düzen parametrelerinin termal davranışlarının saf durumdakinden farklılıkları araştırıldı. Modelde meydana gelen birinci- derece ve ikinci- derece faz geçiş sıcaklıkları koordinasyon sayısı q= 4 için tespit edildi. Daha sonra modelin faz diyagramları koordinasyon sayısı q= 4 için ve farklı ihtimaliyet değerlerine sahip rastgele kristal alan değerleri için (H, T) düzleminde elde edildi. Model, birinci-derece ve ikinci-derece faz geçiş çizgilerinin çeşitli birleşme ve sona erdiği kritik noktalara göre özel isimler alan üçlü kritik nokta (T), kritik son nokta (E) ve kritik nokta (C) gibi noktalar sergiler. Ayrıca bazı ihtimaliyet değerleri için ikinci-derece faz geçiş çizgilerinde reentrant davranış görülmüştür. Sonuç olarak rastgele kristal alanın, modelde meydana gelen kritik davranışları nasıl etkilediği açıklanmıştır.

2023, 55 sayfa

ANAHTAR KELİMELER: Faz dönüşümleri, Ising modeli, Bethe Kafesi

ABSTRACT

Master of Science Thesis

INVESTIGATION OF THE CRITICAL BEHAVIOR OF THE SPIN - 2 ANTIFERROMAGNETIC ISING MODEL ON BETHE LATTICE IN THE PRESENCE OF THE RANDOM CRYSTAL FIELD

İrfan MAHMUT

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

Advisor: Prof. Dr. Ali YİĞİT

In this thesis, phase diagrams of spin-2 Antiferromagnetic Ising model on Bethe lattice are investigated in the presence of random crystal field using exact recursion relations. First of all, the magnetization order parameters equations necessary to investigate the critical properties of the model were obtained in terms of exact recursion relations in the presence of a random crystal field. The solutions of these equations were obtained by using the iteration method by means of a suitable programming language. Then, the differences of thermal behavior of the layout parameters of the model from the pure state were investigated. First-order and second-order phase transition temperatures occurring in the model were determined for coordination number q= 4. Then, phase diagrams of the model were obtained for coordination number q= 4 and random crystal field values with different probability values in the (H, T) plane. The model exhibits points such as the tri critical point (T), critical endpoint (E), and critical point (C), which receive special names according to the various convergence and termination critical points of first-order and second-order phase transition lines. In addition, reentrant behavior was observed in the second-order phase transition lines for some probability values. As a result, it is explained how the random crystal field affects the critical behaviors occurring in the model.

2023, 55 pages
KEYWORDS: Phase transformations, Ising model, Bethe lattice

ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR

Bu tezin yazılması sürecinde benimle birlikte çalışan ve bana destek olan kişilere burada teşekkür etmek istiyorum. Öncelikle, araştırma konusunda bana danışmanlık yapan Prof. Dr. Ali YİĞİT 'e teşekkür ederim. Bu tezin yazılması sürecinde bana verdiği değerli bilgi, görüş ve destek için teşekkür ederim.

Araştırma sürecinde bana moral ve destek veren eşim Ebru MAHMUT, aile üyelerim İrem ve Efekan 'a teşekkür ederim. Onların varlığı ve destekleri olmasa bu tezin yazılması mümkün olmazdı.

Son olarak, bu tezin yazılması sürecinde bana destek olan ve yardımcı olan herkese teşekkür ederim.

İrfan MAHMUT
Çankırı, Şubat 2023

İÇİNDEKİLER

ÖZET ..... **ii**
ABSTRACT ..... **iii**
ÖNSÖZ VE TEŞEKKÜR ..... **iv**
İÇİNDEKİLER ..... **v**
SİMGELER DİZİNİ ..... **vi**
KISALTMALAR DİZİNİ ..... **vii**
ŞEKİLLER DİZİNİ ..... **viii**
1. GİRİŞ **1**
1.1 Tezin Amacı **8**
1.2.Tezin Anahatları **9**
2. LİTERATÜR ÖZETİ **11**
2.1. Ising Modelleri Literatür Özeti **11**
2.2. Bethe Kafesi **16**
3. MATERYAL VE YÖNTEM **20**
3.1. Tekrarlama Bağıntılarının Eldesi **20**
3.2. Rastgele Kristal Alan Etkisinin İncelenmesi **25**
4. MODELİN KRİTİK DAVRANIŞLARI **31**
4.1 Düzen Parametreleri Mıknatıslanmaların Sıcaklıkla Değişimi **31**
4.2 Modelin Faz Diyagramları **37**
5. SONUÇ - ÖNERİLER **46**
KAYNAKLAR **48**
ÖZGEÇMİŞ **55**

SİMGELER DİZİNİ

D	Kristal alan veya tek iyon anizotopri etkileşmesi
g_n (σ_0)	Her bir dalın bölüşüm fonksiyonu
H	Dış manyetik alan
$\varkappa$	Hamiltonyen
$\langle i:j \rangle$	En yakın komşu spin çifti
J	Bilineer etkileşim parametresi
k_B	Boltzman faktörü
n	Alt ağacın kabuk sayısı
$M_A; M_B$	Alt örgü mıknatıslanmaları
p	Sistemin spin yoğunluğu
P(spc)	Spin konfigürasyonu üzerinden normalize olmamış olasılık dağılımı
q	En yakın komşu spin sayısı veya koordinasyon sayısı
σ_0	Merkezi spin
σ_i	Bethe Kafesi üzerindeki i. konumdaki spinler
σ_j	Bethe Kafesi üzerindeki j. konumdaki spinler
σ_k	Merkezi Spin σ_0 hariç olmak üzere Bethe Kafesinin k. Alt dalına ait tüm spin konfigürasyonu
T_t	1.derece faz geçiş sıcaklığı
T_N	2.derece faz geçiş sıcaklığı
$\{X_n, Y_n, Z_n, W_n\}$	Her bir kabuk için tekrarlama bağıntıları
Z	Bölüşüm fonksiyonu

KISALTMALAR DİZİNİ

BC	**Blume – Capel**
CVM	**Kümesel Değişim Metodu**
EFT	**Etkin Alan Teorisi**
MC	**Monte Carlo**
MFT	**Ortalama Alan Teorisi**

ŞEKİLLER DİZİNİ

Şekil 1.1	Manyetik momentlerin zıt yönelimleri……..	4
Şekil 1.2	Birbirine karşı manyetik momentlere sahip antiferrromanyetik alt kafeslerin kristal yapısı……..	4
Şekil 1.3	MnO süper değişim şeması……...	5
Şekil 1.4	Anti ferromanyetik malzemenin sıcaklık bağımlılığı……	7
Şekil 2.1	q= 4 için Bethe Kafesi gösterimi……...	18
Şekil 4.1	Kristal Alan Parametresi D= -1' in Farklı İhtimaliyetleri için, a) Manyetik Alan Parametresi H=2 ,b) Manyetik Alan Parametresi H=6, c) Manyetik Alan Parametresi H=8, d) Manyetik Alan Parametresi H=10 alınarak elde edilen, Alt Örgü Mıknatıslanmalarının Sıcaklıkla Değişimi……	32-33
Şekil 4.2	Kristal Alan Parametresi D=-2'n in Farklı İhtimaliyetleri için, a) Manyetik Alan Parametresi H=0.5, b) Manyetik Alan Parametresi H=3, alınarak elde edilen, Alt Örgü Mıknatıslanmalarının Sıcaklıkla Değişimi……	36
Şekil 4.3	Modelin D=1 değeri için (H,T) düzleminde farklı ihtimaliyet değerleri için faz diyagramı ……...	38
Şekil 4.4	Modelin D=0 değeri için (H,T) düzleminde farklı ihtimaliyet değerleri için faz diyagramı……	39
Şekil 4.5	Modelin D=-1 değeri için (H,T) düzleminde farklı ihtimaliyet değerleri için faz diyagramı ……...	40
Şekil 4.6	Modelin D = -2 değeri için (H,T) düzleminde, a) p=1.0, b) p=0.9, c) p=0.8, d) p=0.7, e) p=0.6, f) p=0.5, g) p=0.4, h) p=0.3, i) p=0.2, j) p=0.1 ve k) p=0.0 için faz diyagramları ……	41-42-43
Şekil 4.7	Modelin D = -4 değeri için (H,T) düzleminde farklı ihtimaliyet değerleri için faz diyagramı …….	45

1. GİRİŞ

Manyetizma tarihi bilim tarihi ile yaşıttır. Mıknatısların demirli malzemeleri çekme kabiliyeti bilim tarihinde birçok meraklı araştırmacıyı etkileyerek onlarda büyük merak uyandırmıştır. "Mıknatıs taşı" olarak adlandırılan ilk doğal malzeme manyetittir. Zayıf kalıcı mıknatıslar doğada yıldırım çarpmalarında büyük elektrik akımları tarafından mıknatıslanan manyetit açısından zengin kayalar demir oksit Fe_3O_4 şeklinde oldukça yaygındır. Mıknatıslar, buzdolabının üzerindeki mıknatıslardan kredi kartlarının arkasındaki manyetik şeritlere ve harddisklere kadar günlük yaşamda ve teknolojik olarak birçok alanda kullanılmaktadır. Bu örnekler sert mıknatısların örnekleridir. Yani bütün mıknatıslıklarını korurlar ve bu nedenle veri belleği uygulamalarında faydalı olarak kullanılırlar. Ferro mıknatıslar ise binlerce yıldır manyetizma ile ilgili en çok bilinen türdür. Bu malzemeler bugüne kadar pusula, elektromıknatıs ve jeneratör yapımında kullanılmıştır. Manyetizma kavramı 20.yy dan itibaren bilim insanları tarafından anlaşılmaya başlanmıştır. Maddelerin manyetik özelliklerini açıklamak için manyetizma terimi veya mıknatıslanma terimi kullanılır. Bir malzemeyi atomik ölçekte gözlemleyebilseydik çekirdek çevresinde veya kendi eksenleri etrafında dönen elektronlar gibi çok küçük akımlar görebilirdik. Makroskobik ölçekte ki bu akım çevrimleri manyetik dipoller olarak adlandırılır. Bir malzeme dış manyetik alana yerleştirildiğinde bu manyetik dipollerin düzenli olarak sıralandığı gözlemlenir ki bu olaya manyetizma veya mıknatıslanma denir. Bazı malzemeler dış manyetik alan kaldırıldığında bile kalıcı mıknatıslanmaya sahip olur. Bu tipteki malzemeler ferromanyetik malzemeler olarak bilinirler ve kendi kalıcı manyetik alanını üretirler. Ferro mıknatıslar pozitif bir duyarlılığa sahip olup manyetik momentleri dışarıdan uygulanan manyetik alanına paralel olarak yönlenir böylece uygulanan dış manyetik alan ortadan kaldırıldığında bile manyetik özelliklerini korurlar. Kritik bir sıcaklık değerinin üstüne çıkıldığında ise ferro mıknatıslar paramanyetik özellik gösterirler. Böyle bir durumda manyetik momentler dışarıdan uygulanan manyetik alanla aynı yönde yönlenmeye devam ederler fakat kritik sıcaklığın altındaki kadar güçlü bir yönlenme olmaz ve malzeme dış manyetik alan ortadan kaldırıldığında manyetik özelliğini kaybeder. Teorik açıdan en karmaşık yapıya sahip olan malzemeler ferromanyetik malzemelerdir bu malzemelerde her dipol komşu dipolle aynı yönde olmaya meyleder.

Komşu dipoller arasındaki korelasyonlar eşleşmemiş elektron spinlerinin neredeyse tamamını aynı yönde hizalayacak kadar güçlüdür. Bu paramanyetizma ve ferromanyetizmayı ayıran en önemli özelliktir.

Manyetizma kavramıyla ilgili ilk çalışmalar bilim insanları Pierre Curie ve Pierre Weiss tarafından yapılmıştır. Curie manyetik maddelerin doyum manyetizasyon değerlerinin sıcaklığa bağımlılığını araştırmış ve demir türü maddelerde mıknatıslığın sabit bir sıcaklık değerinde aniden ortadan kalktığını görmüştür ki bu sıcaklığa Curie sıcaklığı denilmektedir. Bu sıcaklığın üstünde birden yok olduğunu görmüştür. Weiss ferromanyetik maddelerdeki mikro mıknatıslanmanın kendiliğinden yönelmiş olan bir ortalama mıknatıslanma ile orantılı soyut olan moleküler alan temelli mıknatıslanma kuramı önermiştir. Moleküler alanın oldukça büyük, uygulalan dış alandan bağımsız, doğrultularının sabit olmadığı ve her zaman mıknatıslanmaya paralel olduğunu farz etmiştir.

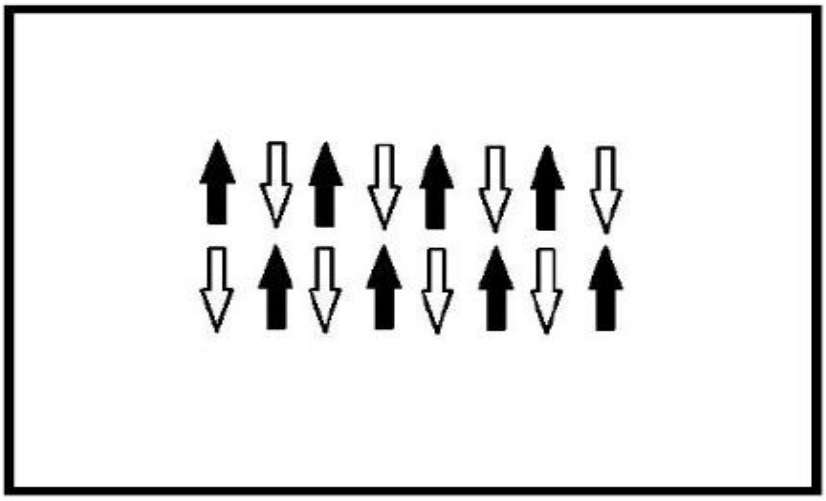
Manyetik malzemeler iki değişkenle karakterize edilen değişen derecelerde mıknatıslık özelliğine sahiptir. Bunlardan birincisi uygulanan harici manyetik alandan mıknatıs tarafından görülen torku belirleyen belirli bir büyüklük ve yöne sahip bir vektör olan malzemenin manyetik momentinin büyüklüğüdür. İkincisi ise malzemenin uygulanan manyetik alana ne kadar duyarlı olduğunu açıklayan malzemenin duyarlılığının işaretidir. Bu karakterizasyon manyetik malzemeleri 5 tip olarak sınıflandırmamızı sağlar. Bunlar: diyamanyetizma, paramanyetizma, ferromanyetizma, antiferromanyetizma ve ferrimanyetizmadır.

Ferromanyetik malzemelerde meydana gelen faz geçişlerini ve kritik olayları araştırmak için en ünlü ve en basit modellerden bir tanesi Ising modelidir. Ising modeli ilk olarak 1925 (Niss 2005) yılında Ising tarafından doktora tezinde öne sürülmüştür. Ising tezinde danışmanı Wilhelm Lenz'e gönderme yapsada model herkes tarafından Ising modeli olarak isimlendirilmiştir. Model orjinalinde ferromanyetizma ile ilgili olarak öne sürülmüştür. Modelin tek boyutta ferromanyetizma özelliği göstermemesi Ising'i hayal kırıklığına uğratmıştır. Ising modelin iki veya üç boyutta da neden ferromanyetik özellik göstermeyeceği ile ilgili görüşler öne sürmüştür. Fakat şimdi biliyoruz ki model iki veya

daha yüksek boyutlarda ferromanyetik geçiş özelliği göstermektedir. 1941' de Kramer ve Wannier problemin matris formülasyonu ile ilgili çözüm önerileri de önemli bir atılım olmuştur. 1944' de de Lars Onsager sıfır manyetik alanda problemin tam çözümünü verdi. Bu gösterim bölüşüm fonksiyonundan faz geçişlerinin varlığını gösteren ilk çözümdü. 1960’ da ise Domb, Ising modelinin tam çözümünü iki boyutlu bal peteği ve üçgen örgü üzerinde göstermiştir.

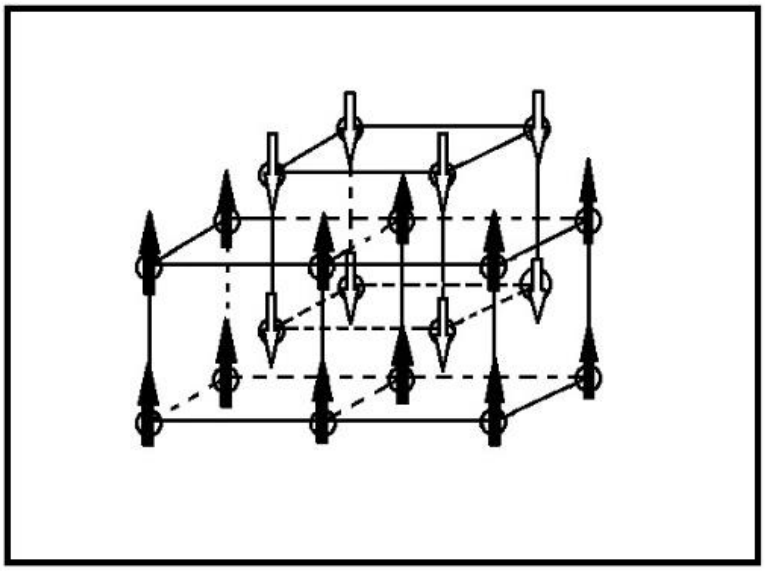
Antiferromanyetik malzemeler ise ferromanyetik malzemelere benzerdir. Fakat bunların manyetik momentleri komşu momentlere zıt olarak yönelmiştir. Antiferromanyetizma fikri ilk kez Louis Néel tarafından ortaya atılmıştır (Néel 1932). Louis Néel atomlar arası mesafe ile değiş-tokuş etkileşmelerinin pozitif ve negatif değişimleri üzerine çalışmalar (Néel 1936.a, Néel 1936.b) yapmıştır. Bu çalışmalarında, iki tane özdeş iç içe geçmiş ferromanyetik alt örgülerden oluşan ve bu alt örgülerin her birinin self mıknatıslanmalarının moleküler alan yaklaşımı denklemlerine uyduğu, Antiferromanyetizma modelini öne sürmüştür. Manyetik momentlerin bu şekilde yönelmesi Neel sıcaklığı adı verilen bir sıcaklık değerinin altında kendiliğinden kısa süreli olarak oluşur. Neel sıcaklığı Louis Néel tarafından antiferromanyetizmanın keşfi ve 1970' de bunun için Nobel Ödülünü almasından sonra isimlendirilmiştir. Neel sıcaklığının üstünde malzeme paramanyetik özellik kazanmaktadır.

Antiferromanyetikler diğer tür manyetik davranışlara göre daha az yaygındır ve sadece düşük sıcaklıklarda gözlemlenebilir. Antiferromanyetik malzemelerin manyetik momentleri dışarıdan bir manyetik alan uygulandığında ve sıcaklık değeri belli bir kritik sıcaklığın altındayken birbirine zıt olarak yönlenen malzemelerdir. Bir antiferromanyetik maddenin manyetizasyonu kritik sıcaklık değerinin altındayken sabittir ve dış manyetik alan kaldırıldığında da manyetik momentleri birbirine zıt kalmaya devam eder. Manyetik moment değerlik elektronlarının spin özelliğinden kaynaklanır. Dışarıdan uygulanan manyetik alanın yokluğunda her bir elektronun manyetik momenti rastgele sıralanır. Malzemeye dışarıdan bir manyetik alan uygulandığında ise elektronların manyetik momentleri buna cevap verir ve her biri komşu manyetik momente zıt olarak yönlenir. Bu durum aşağıda Şekil 1.1 (Hummel 2011)’ de gösterilmiştir .



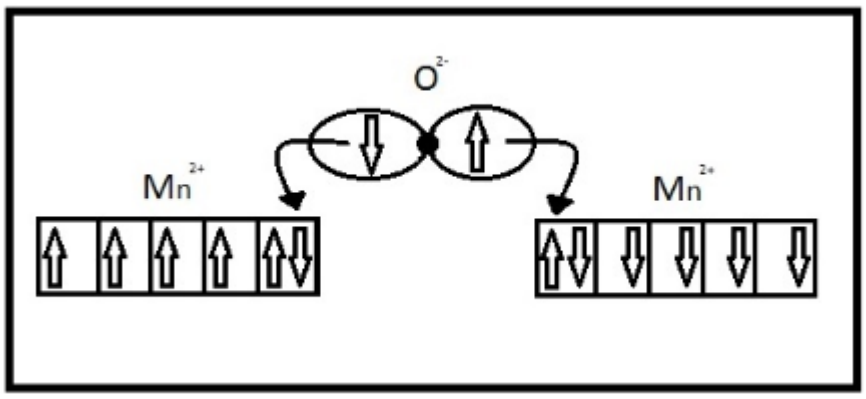
Şekil 1.1 : Manyetik momentlerin zıt yönelimleri

Kristal yapısında bir düzlemdeki iyonlar birbirleriyle paralel spinler şeklinde yönlenirken bitişik düzlemdeki iyonlar ise birbirlerine zıt spinler şeklinde yönlendirirler, Şekil 1.2 (Hummel 2011**)**. Bu durum birbirine karşı manyetik momentlere sahip alt kafesler yaratır, böylece toplam manyetik moment sıfır olur.



Şekil 1.2. Birbirine karşı manyetik momentlere sahip antiferromanyetik alt kafeslerin kristal yapısı.

Manyetik momentlerin zıt yönelimi maddenin içinde spin enerjisinin karşılıklı değişiminin bir sonucudur. Anti ferromanyetizmanın önemli örneklerinden bir tanesi Mangan II oksit' tir. MnO Mn^{+2} ve O^{-2} iyonlarının lineer zincir yapısıyla birlikte iyoniktir. Oksijen iyonu, komşu Mn^{+2} iyonlarının spinini doğrudan etkileyen p orbitallerinde tam bir değerlik elektron setine sahiptir. Bu iyonik bileşiğin bir dereceye kadar kovalent bağa sahip olması enerjik olarak uygundur. Hem Mn hem de O iyonları tam elektron kabuklarına sahip olduklarından, O^{-2} elektronlarının Mn^{+2} iyonlarının açık orbitallerine bağışlanmasıyla hibridizasyon meydana gelir. Mn^{+2} yukarı-spinli elektronlar içeren orbitaller, O^{-2} p orbitalinden bir aşağı-spinli elektron alır ve bir yukarı spinli O^{-2} elektronu bırakır. O^{-2} iyonu daha sonra yukarı dönüşünü zincirdeki bağları tamamlayan bir sonraki Mn^{+2} iyonuna bağışlayabilir. Ancak bu bağış, yalnızca sonraki Mn^{+2} iyonunun aşağı dönüş yönünde d seçimlerine sahip olması durumunda gerçekleşir. Hund Kuralı'na göre tüm eşleşmemiş elektronlar bir yörüngedeki paralel dönüşlerle aynı hizada olması gerektiğinden, tüm Mn^{+2} elektron dönüşleri ters çevrilmelidir. Böylece Mn^{+2} iyonları kristal yapı içinde zıt spinlerle hizalanır. (Şekil 1.3) (Spaldin 2003).



Şekil 1.3. MnO süper değişim şeması

Antiferromanyetik maddelerin manyetik momentleri sıcaklığa bağlıdır ve kritik sıcaklıkları da Neel sıcaklığıdır, T_N bu sıcaklıkta manyetik faz değişimi gerçekleşir. Genel olarak Neel sıcaklığı oda sıcaklığının altındadır fakat bazı istisnalar da mevcuttur. Bu sıcaklığın üstünde malzeme paramanyetik davranış gösterir yani bütün manyetik momentler dışarıdan uygulanan manyetik alan yönünde yönlenerek manyetik alanı

genişletir. Neel sıcaklığının altında ise bütün manyetik momentler birbirine zıt şekilde yönlenerek toplam manyetizasyonu sıfırlar çünkü alt kafeslerdeki her bir manyetik moment birbirini sıfırlar. Malzemenin manyetik duyarlılığı Neel sıcaklığı civarında Şekil 1.4 ' teki gibi değişir. Duyarlılık Neel sıcaklığının üstünde sıcaklıkla ters orantılı olarak artarken, Neel sıcaklığının altında ise sıcaklıkla ters orantılı olarak azalır. Paramanyetik malzemelerin sıcaklık bağımlılığı Curie yasası ile belirlenebilir.

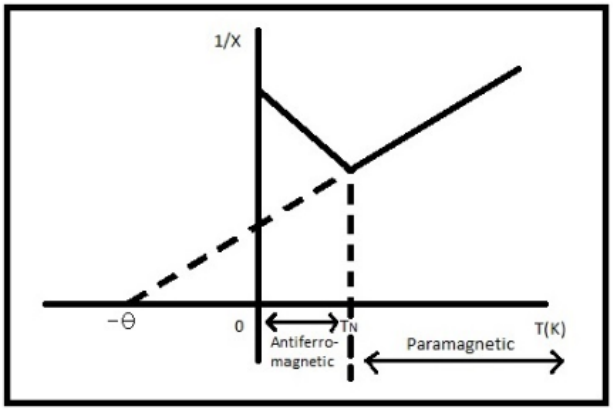
$$x=C/T \tag{1.1}$$

Burada duyarlılık sıcaklıkla ters orantılı, C ise Curie sabitdir. Bunun daha genel hali Curie- Weiss yasasıdır.

$$x=C/(T-\theta) \tag{1.2}$$

Burada ise Θ sıcaklık cinsinden bir başka Curie sabitidir ve malzemeye bağlı olarak pozitif veya negatif olabilir. Bundan dolayı malzemenin duyarlılığı sıcaklığın bir fonksiyonudur. Burada sıcaklık düştüğünde uygulanan manyetik alana karşı malzemenin duyarlılığı düşer. Neel sıcaklığın üstünde antiferromanyetik malzemenin duyarlılığındaki artış negatif bir Θ değeri görmemize yol açar, (Şekil 1.4) (Spaldin 2003) . Böylece antiferromanyetik malzeme için Curie-Weiss yasası aşağıdaki gibi olur.

$$\chi = \frac{C}{T+\theta} \tag{1.3}$$



Şekil 1.4 Antiferromagnetik malzemenin sıcaklık bağımlılığı

Malzemelerin manyetik özellikleri, bir manyetik alana yerleştirildiklerinde ki davranışları, atomlarının spin yönelişleri ve spinlerin etkileşimleri, bu etkileşimlerin çıktıları bilim insanlarının inceleme ve araştırma alanı olmaya başlamıştır. Bilgi teknolojilerinin gelişmesiyle birlikte yeni nesil mikrolektronik spintronik cihazlar yüksek depolama yoğunluğuna, düşük güç tüketimine ve yüksek yazma-okuma hızına sahip oldukları için özellikleri yoğun olarak araştırılmaktadır. Spintronik cihazlarda antiferromanyetik malzemelerin kullanılmaya başlaması bu malzemelerin teknolojik kapasite ve olası faydalarını göstermektedir. Son zamanladaki deneysel çalışmalar bağıl spin-yörünge torklarının antiferromanyetik momentlerin verimli bir elektrik kontrolü için araçlar sağlayabildiğini göstermiştir (Olejnik *et. al.* 2017). Manyetik düzenleri gereği antiferromanyetik malzemeler çok az mıknatıslandıkları veya hiç mıknatıslanmadıkları için dış manyetik alan oluşturmazlar. Bundan dolayı birbirleriyle çok az etkileşirler. Antiferromanyetik malzemeler, radyasyon ve manyetik alan sertliği, rastgele manyetik alanların yokluğu ve terahertz mertebesinde spin dinamiği frekans ölçeği gibi özellikleri sebebiyle eşdeğer ferromanyetik malzemelerle kıyaslandığında bilgi teknoloji alanındaki uygulamalarda kullanımları daha uygundur (Wang *et. al* 2017). Günümüze kadar, spintronik cihazların temel bileşeni ferromanyetik malzemelerdi ama Mathias ve arkadaşları tarafından yapılan çalışmalarda (Mathias *et.al.* 2018) görülmüştürki antiferromanyetik malzemeler ferromanyetik malzemelerin yerininalmaya başlamıştır. Bu da antiferromanyetik malzemelerin teknolojik potansiyelini ortaya koymuştur.Antiferromanyetizmanın pratik uygulamalar için kullanılması zor olsa da son

zamanlarda antiferromanyetizma üzerine yapılan teorik ve deneysel çalışmaların artarak devam ettiği görülmektedir.

1.1 Tezin Amacı

Antiferromanyetizmanın pratik uygulamalar için kullanılması zor olsa da son zamanlarda antiferromanyetizma üzerine yapılan teorik çalışmaların ve özellikle deneysel çalışmaların artarak devam ettiği görülmektedir. İkili alaşımların düzenli-düzensiz faz geçişleri, en derinlemesine çalışılan en eski konulardan biridir ve düzenli ikili bir kristalin büyütülmesinde düzenli katı fazı ile sıvı fazın bir arada bulunması oldukça önemlidir. Bir katı malzemede kristalleşmenin yanı sıra düzenli-düzensiz geçişlerini de dikkate almak için yoğunluk ve alt örgü düzeni gibi en az iki düzen parametresi gereklidir. Kristalleşmenin yanı sıra böyle bir faz geçişine uğrayan ikili bir alaşımı bir kafes üzerinde antiferromanyetik Ising modeli ile simüle etmek mümkündür. Kafes modeli, kristalleşme için bazı fiziksel olmayan özellikler göstersmesine rağmen kristalleşme ile alaşımdaki düzen arasında meydana gelen ilişki hakkında bazı fikirler verir.

Gerçek katıların çoğunun termodinamik özelliklerini etkileyen ve özellikle faz geçişleri altındaki bir sistemin davranışını önemli ölçüde etkileyen donmuş yapı kusurlarına sahip düzensiz sistemlerin kritik davranışlarının araştırılması teorik ve deneysel ilgi alanı halini almıştır. Son zamanlarda yapılan araştırmaların çoğu, rastgele faz geçişi sıcaklığı gibi yapısal bozukluğun etkileriyle Ising modelinin kritik özelliklerini incelemeyle alakalıdır (Borodikhin *et. al*. 2004). Rastgele alanların manyetik sistemlerin davranışı üzerindeki etkisi, rastgele manyetik alana sahip bir ferromanyetik Ising modeli ve düzgün harici manyetik alana sahip düzensiz bir antiferromanyetik Ising modeli gibi niteliksel olarak biribirne eşdeğer iki model kullanılarak açıklanır. Rastgele alanların etkilerine sahip gerçek manyetik sistemler donmuş manyetik olmayan safsızlık atomlarına sahip antiferromanyetiklerdir. Bu tipte sistemlerin davranışlarında hem en yakın atomlar arasındaki antiferromanyetik etkileşimler hem de en yakın atomları takip eden atomlar arasındaki ferromanyetik etkileşimin etkileri ortaya çıkar. Ayrıca manyetik sistemlere rastgeleliğin katılmasının sistemin kritik doğasında önemli ölçüde farklılıklar katacağı iyi bilinen bir gerçektir. Araştırmacılar rastgele ortamda ^{3}He-^{4}He karışımları (Maritan.

*et.al.*1992) gibi ve diğer ferromanyetik sistemlerin kritik davranışları üzerine rastgele kristal alanın etkilerini birçok çalışma yaparak incelemişlerdir. Fakat antiferromanyetik Ising modellerinin faz diyagramlarının elde edilmesinin zor olmasından dolayı araştırmacılar bu alana yeterince ilgi göstermemişlerdir. Dolaysıyla antiferromanyetik Ising modelin rastgele kristal alan varlığında ki faz diyagramları ve modelde meydana gelecek olan kritik olayların incelenmesi problemi araştırmacılar tarafından el değmemiş bir alan olarak karşımızda durmaktadır.

Dolaysıyla tez çalışmasının amaçları;

i) Antiferromanyetik Spin-2 Blume-Capel modelinin faz diyagramlarının (H , T) düzleminde farklı ihtimaliyetlere sahip rastgele kristal alan varlığında elde edilmesi,

ii) Modelin faz diyagramları, kristal alanın rastgele olduğu durumu ile kristal alanın rastgele olmadığı durum için karşılaştırılarak çeşitli kritik davranışları izah etmek,

olarak belirtilebiliriz.

1.2 Tezin Anahatları

Tezin birinci bölümünde; Manyetizma hakkında ve tezin çalışma konusu olan antiferromanyetizma hakkında genel bilgiler ile tezin amaçları anlatılmıştır.

Tezin ikinci bölümünde; Ising modelleri ile ilgili daha önce yapılmış çalışmaları içeren literatür özeti verilmiştir. Ayrıca Bethe Kafesi hakkında detaylı bilgiler verimiştir

Tezin üçüncü bölümünde; hem rastgele olmayan durum hem de rastgele durum için modelin faz diyagramlarını elde etmek ve kritik davranışlarını izah etmek için ihtiyacımız olan eşitlikler tam tekrarlama tekniği kullanılarak elde edilmiştir.

Tezin dördüncü bölümünde; incelenen modelin faz geçişlerinin derecesini belirlemek için elde ettiğimiz mıknatıslanma sıcaklık eğrileri rastgele durum için verilmiştir. Ayrıca aynı bölümde modelin ilgi çekici tüm faz diyagramaları koordinasyon saysısı q=4 için (H,T) düzleminde verilmiştir.

Tezin beşinci bölümünde ise elde edilen sonuçlar maddeler halinde verilmiştir.

2. LİTERATÜR ÖZETİ

Son yıllarıda kollektif fenomen anlayışımızdaki muazzam artışın çoğu, manyetik sistemlerin incelenmesinden kaynaklanmıştır. Evrensellik, simetri kırılması ve sürekli faz geçişleri civarındaki ölçeklenme gibi kavramların formülasyonunun yanı sıra teorik modellerdeki önemli gelişmeler de manyetizma alanındaki araştırmaları güçlü bir şekilde etkilemiştir. Bunun nedeni kısmen deneysel olarak erişilebilir bir dizi manyetik sistemin mevcudiyetinden ve kısmen de basit manyetizma modellerinin daha karmaşık sistemlerde fazların ve düzen geçişlerinin temel fiziğini ele alması gerçeğinden kaynaklanmaktadır. Nispeten yakın zamana kadar, mıknatısların ve diğer yoğun madde sistemlerinin kolektif davranışına ilişkin çalışmalar, büyük ölçüde mükemmel kristaller gibi ideal saf malzemelere odaklanmıştı.

Bahsedilen manyetik sistemlerin kollektif davranışlarını açıklamak için kullanılan en yaygın ve en basit model Ising modelidir. Ising modelinde (Ising 1925) kafesin örgü konumlarında manyetik moment diye adlandırılan spinler yer alır ve bu spinler ya pozitif yani yukarı yönde ya negatif yani aşağı yönde yönelirler. Yukarı yönelen spinler spin-yukarı (spin- up) aşağı yönelen spinler spin-aşağı (spin- down) diye düşünülür. Bu model spin-1/2 Ising modelidir ve yoğun madde fiziği alanında teorik olarak çalışılan problemlerden biridir. Aynı zamanda en basit olanıdır. Sözü geçen bu model iki duruma ve bir düzen parametresine sahiptir.Bu düzen parametreleri yoğunluk, konsantrasyon, kristalografik düzen parametresi, manyetizasyon, elektrik polarizasyon v.b olarak karşımıza çıkmaktadır. Bu model bir çok fiziksel olayın termodinamik davranışlarını açıklamak için oldukça kullanışlı bir modeldir (Iwasaki 2020). Bu yüzden Ising model yapay sinir ağları, mıknatıslar, spin camlar, kafes-gaz modeli, nöro bilim ve sosyo-ekonomi (Stauffer 2008) gibi birçok ilgi çekici farklı alana uygulanmıştır. Günümüzde de araştırmacılar tarafından yaygın olarak tercih edilmeye devam etmektedir.

2.1 Ising Modelleri Literatür Özeti

Bir manyetik model sistemi kesin teorik analize duyarlı bir, iki veya üç bileşenli spinlerle doldurulmuş basit bir kafes yapısına sahip olan sistemdir. Her gerçek numunenin, üç spin

bileşeni olan atomlar veya elektronlarla doldurulmuş sonlu, kusurlu, üç boyutlu bir kafesi olmasına rağmen, fizikte her zaman olduğu gibi, basitleştirilmiş modellerin özelliklerini hesaplayarak kazanılacak çok içgörüler vardır. En basit manyetik spin modellerinden biride Spin-1 Ising modelidir. Bu model için kafesin örgü noktalarında yer alan spinlerin her olası konfigürasyonunun enerjisini temsil eden Hamiltonyen olarak isimlendirilen bir enerji fonksiyonu yazabiliriz. Ising modelinin Hamiltonyenin' de yer alan etkileşme parametrelerinden biri, örgü noktalarındaki komşu spinlerin aynı yönde veya farklı yönde hizalanmaları ya da hizalanmalarını bozan, komşu spinler arasındaki etkileşmeden sorumlu olan bilineer etkileşim parametresi (J) iken diğeri spin yarılmalarından sorumlu olup sistemi daha mümkün olan daha düşük spin değerlerine götürmeye çalışan tek iyon anizotropi etkileşme parametresi (D) veya kristal alan etkileşme parametresidir. Ising Hamiltonyeni içerdiği etkileşme parametrelerine göre farklı isimler alır. Bu iki terimi içeren eden model Blume-Capel (BC) modeli olarak isimlendirilir. BC modeli ilk olarak Blume (Blume. 1966) ve ondan habersiz olarak Capel (Capel 1966) tarafından Spin-1 Ising modeli için tanımlanmıştır. Spin-1 Ising modeli farklı fiziksel sistemleri incelemek için kullanılan modellerden biridir.

Şimdi Spin-1 BC model ile ilgili çalışmalardan bazılarını verelim; model çok sayıda farklı teorik metodlar kullanılarak çeşitli şartlar altında neredeyse tüm davranışlarını kapsayacak şekilde kapsamlı bir şekilde incelenmiştir. Yüksek- ve düşük- sıcaklık seri açılım metodu (Saul1974), Ortalama Alan Yaklaşım (Mean Field Theory) (MFT) (Plascak *et. al* 1993) metodu, Monte-Carlo (MC) ve Sonlu-Boyutlu Ölçeklenme (finite-size scaling) metodları (Hontinfinde 2000, Youjin *et. al*. 2005 , Johannes 2017), Korelasyonlu Etkin Alan Teorisi(EFT) metodu altında koordinasyon sayısı q=3, 4 ve 6 için bir tür ayrışma yaklaşımı kullanmadan kolayca çoklu spin korelasyon fonksiyonlarının elde edildiği yeni bir metod (Polat *et. al*. 2003), genişletilmiş Bethe–Peierls Yaklaşımı metodu (Du *et. al*. 2003), Korelasyonlu Etkin Elan Teorisi (Effective Field Theory) (EFT) (Costabile *et. al*. 2012), serbest enerji için Bogoliubov Varyasyonel Yaklaşımı çerçevesinde geliştirilmiş bir çift yaklaşım metodu (Carvalho 2015), Kümesel Değişim metodu (Cluster-Variation Method) (CVM) (Buzano *et. al*. 1995, Balcerzak ve Tucker 2004), Renormalizasyon Grup Hesaplamaları (Burkhardt ve Knops 1977, Sznajd 2002), iki tabakalı (Albayrak ve Akkaya. 2009) ve Tek Tabakalı (Albayrak *et. al*. 2021)

Bethe Kafesi Üzerinde Tam Tekrarlama Bağıntıları metodu gibi farklı metodlar örnek olarak verilebilir.

Spin-2 Ising BC modeli ise bir diğer tam sayılı modelidir ve bu model $\mp 2, \mp 1$ ve 0' spin değerlerini alır. Hund kuralına göre Fe^{+2} iyonlarının spin değerinin spin-2 olduğu ve deneysel olarak bu iyonların anizotropik olduğu bulunmuştur (Mathoniere *et. al*. 1996). Spin-2 Ising BC modelinin kritik davranışlarını araştırmak için yapılmış az sayıda çalışma vardır. Bunun nedeni, genellikle bu sistem için kesin çözümler bulunmadığından, bu çözümlerin sayısal analiz metodları ile birlikte yapılması gerekir ve bu kadar yüksek bir spin değeri için, modelin tüm çözümlerini bulmak ve ayırt etmek gerçekten çok zordur. Teorik olarak spin-2 Ising BC modelin çeşitli manyetik özelliklerini incelemek için farklı yöntemler kullanılmıştır. Bu yöntemlerin kullanıldığı çalışmalar, Diferansiyel Operatör Tekniği (Kaneyoshi *et. al*. 1992), Ortalama Alan Yaklaşımı (Plascak *et. al*. 1993), Korelasyonlu Etkin Alan Teorisi (Jiang *et. al*. 2000), Dört-spin Model Yaklaşımı (Iwashita *et. al*. 2000), Klasik Transfer Matris metodu (Aydıner *et. al*. 2006), Glauber Tipi Stokastik Dinamik metodu (Temizer *et. al*. 2016), Tensör Renormalizasyon Grup metodu (Yang ve Xie 2016), Renormalizasyon Grubu Yaklaşımı metodu ve Migdal-Kadanoff Tekniği (Hachem *et. al*. 2017) olarak verilebilir. Bu çalışmalarda modelin çoklu kritik davranışlar sergilediği görülmüştür.

Spin sistemleri, bilineer etkileşim parametresi J 'nin işaretine bağlı olarak ferromanyetik veya anti-ferromanyetik olarak adlandırılır ve ferromanyetik durumda $J > 0$ (pozitif işaretli), antiferromanyetik durum ise $J < 0$ (negatif işaretli) ile verilir. Antiferromanyetizma Pauli dışarlama ilkesi nedeniyle atomların kısa mesafeli etkileşiminin bir sonucudur. Antiferromanyetik durumda sistem Hamiltonyenine bir dış manyetik alan eklenmesi ve igilendiğimiz kafesin iki alt örgüye bölünmesi gereklidir. Dış manyetik alan ferromanyetik durumda manyetik düzeni bozacaktır, fakat antiferromanyetik model, bu alanın yoğunluğu arttıkça, genellikle azalan geçiş sıcaklığına sahip bir alanın varlığında, düzenli bir faza sahiptir (Wentworth 1993). Bu yüzden antiferromanyetik sistemin faz diyagramları ferromanyetik sistemlere göre daha zengindir. Fakat antiferromanyetik modellerin faz diyagramlarını elde etmek

ferromanyetik modellere göre daha zordur. Buraya kadar verdiğimiz çalışmalar da ferromanyetik durum vardır.

Antiferromanyetik spin-1 Ising BC modeli ise çeşitli metodlar kullanılarak çalışılmıştır. Şimdi bu çalışmaları verelim. Renormalizasyon Grup metodu (Arizmendi 1986), Monte Carlo Simülasyon metodu (Kimel *et. al*.1987, Zukovic ve Bobak 2013), Ortalama Alan Yaklaşımı metodu (Wang *et. al*. 1991, Argın ve Canko 2012), Wang and Landau Yatay-Histogram Simulasyon metodu (Pawlowski 2006, Pawlowski 2009), Tam Tekrarlama Bağıntıları metodu Bethe Kafesi üzerinde (Ekiz 2004), Transfer Matris metodu (Ghulghazaryan *et. al*. 2007, Guo *et. al*. 2016), Bölüşüm Fonskiyon Sıfırları Hesaplama metodu (Kim and Swak 2014), Eşdeğer-Komşu Ferromanyetik Etkileşimlerinin En Yakın Komşu Antiferromanyetik Etkileşimlerinin Üzerine Bindirildiği metodu (Salmon *et. al*. 2015), Wang-Landau Örnekleme metodu (Hwang *et.al*.2016), İki Katlı Cayley Ağacı adı verilen yinelemeli bir kafes üzerinde Tam Tekrarlama Bağıntıları metodu (Ekiz ve Önderışık 2021). Antiferromanyetik spin-1 BC modeli çalışmaları incelendiğinde üçlü kritik noktanın kritik son nokta ve kritik noktaya ayrıştığı ve ferromanyetik spin-1 BC modelden farklı kritik davranışlar sergilediği görülmüştür.

Antiferromanyetik spin-2 Ising BC model ile ilgili, en iyi literatür bilgilerimiz dahilinde birkaç çalışma olduğunu görmekteyiz. Bu çalışmalardan ilkinde modelin tüm faz diyagramları Tam Tekrarlama Bağıntıları metodu kullanılarak Bethe Kafesi üzerinde en yakın komşu spin sayısı q=4 için ayrıntılı bir biçimde araştırılmıştır (Erdinç *et. al*. 2006). Bu çalışmada, modelin öncelikle farklı spin konfigürasyonlarını bulmak için sırasıyla indirgenmiş dış manyetik ve kristal alanlara karşılık gelen (H , D) düzleminde taban durum faz diyagramı elde edilmiştir. Daha sonra elde edilen bu taban durum faz diyagramları rehberliğinde, modelin iki alt örgü sistemine ait mıknatıslanmaları yani düzen parametrelerinin termal değişimi incelenerek modelin (H , T) düzlemlerinde en yakın komşu spin sayısı q=4 ve beş farklı kristal alan değeri için faz diyagramları sunulmuştur. Modelin birinci ve ikinci-derece faz geçiş sıcaklıkları, reentrant davranış, üçlü kritik nokta gibi ilginç kritik davranışlar sergilediği tespit edilmiştir. Özellikle kristal alan etkileşim parametresi D = -2.0 değerinden daha büyük değerlerinde model sadece ikinci-derece faz geçiş sıcaklığı sergilerken, D = -2.0 değerinde ilave olarak birinci-

derece faz geçiş sıcaklığı da serigilemektedir. D=-2.0 değerinden daha küçük değerlerde ise model tekrar sadece ikinci-derece faz geçiş sıcaklığı sergilemektedir. Bir diğer çalışma ise Husimi Ağacı üzerinde Antiferromanyetik Spin-2 Ising modelin manyetik özellikleri en yakın komşu spin sayısı q=4 için Monte Carlo simülasyonu ile araştırılmıştır (Jabar ve Masrour 2018). Sıcaklıkların ve dış manyetik alanın etkisi, kristal alan ile mıknatıslanmanın değişimi ile incelenmiştir. Çok düşük sıcaklıklarda modelde süperparamanyetik davranış bulunmuştur. Her iki çalışmada da kafes konumları üzerinde kristal alan etkileşme parametresi sabit olarak alınmıştır.

Kristal alan etkileşim parametresi, sistemin kritik davranışlarını önemli ölçüde etkiler. Kristal alan yeterince güçlüyse, bölünmüş seviyeler arasındaki enerji farkı büyüktür. Bu durumda, daha yüksek enerji seviyeleri dolmaya başlamadan önce, mümkün olduğu kadar çok elektron daha düşük enerji seviyelerine yerleşir. Daha düşük seviyelerdeki tüm orbitallerin doldurulması, elektronların her bir orbitalde zıt spin çiftler halinde sıralandığı anlamına gelir. Zıt spinlere sahip elektron çiftleri, toplam spine hiçbir katkı sağlamaz ve bu da daha düşük bir spin durumuna neden olur. Bu nedenle modelde bilineer etkileşme parametresi ve kristal alan parametresi arasında ki yarış birinci-dereceden faz geçişlerine sebep olur.

Araştırmacılar manyetik model sistemlerinde meydana gelen kritik davranışlara kristal alanın etkilerini daha detaylı incelemek için, kristal alanın kafesin örgü konumlarında sabit değerde olması yerine olasılık dağılımına sahip olduğu durumu göz önünde bulundurmaya başladılar ve rastgele kristal alanın sistemlerin manyetik özelliklerini nasıl değiştirdiği sorusuna yanıt aramaya başladılar. Genelde ferromanyetik etkileşime sahip Spin-1 Ising BC modelin manyetik faz geçişlerinin ve diğer manyetik özelliklerinin rastgele kristal alanın etkileri ile nasıl değiştiği ile ilgili birçok araştırma (Branco and Boechat 1997, El Yadari *et. al*. 2010, Albayrak 2011, Yüksel *et. al*. 2012, Gülpınar ve Vatansever 2012, Akıncı 2016, Boughrara *et. al*. 2016, Gülpınar 2017, Alexandros *et. al*. 2021, Yessoufou *et. al*. 2022) yapılmasına rağmen, incelenmesi daha zahmetli olan yüksek spinli modeller yeterince araştırılmamıştır. Kare kafes üzerinde serbest enerji için Bogoliubov eşitsizliğine dayalı Çift Yaklaşım metodu (Lara and Plascak 1998), bal peteği kafesinde ferromanyetik Spin-2 Ising BC modelin faz diyagramları üzerine rastgele

kristal alanın etkileri, Korelasyonlu Etkin Alan Teorisi ile Ortalama Alan Yaklaşım metodu sırasıyla (Bahmad *et. al*.2007) ve (Yiğit 2012) kullanılarak araştırılmış ve ilginç sonuçlar elde edilmiştir. Öyleki spin-2 sistemine ait olan taban durumu faz konfigürasyonlarına ilaveten ±3/2 ve ±1/2 değerlerini içeren faz konfigürasyonları da bulunmuştur. Ayrıca birinci-derece faz geçiş sıcaklıklarının kristal alanın belirli ihtimaliyet değerleri için yok olduğu görülmüştür.

Antiferromanyetik etkileşmeye sahip modeller için ise ferromanyetik duruma göre çok az çalışma mevcuttur; Spin-1 Ising BC model (Albayrak 2021) ve Spin-3/2 BC model (Kaman *et. al*. 2020). Rastgele kristal alan varlığında Bethe Kafesi üzerinde incelenmiş ve modellerin sergiledikleri zengin faz diyagramları izah edilmiştir.

Literatür özetinden de görüleceği üzere yüksek spine sahip, hem ferroanyetik etkileşimli hem de antiferromanyetik etkileşimli Ising modellerin incelenmesi alanı hala yeterince derinlemesine araştırılmamıştır. Dolayısıyla bu alan araştırmacılar için daha fazla ilgiye ihtiyaç duymaktadır. Dolayısıyla antiferromanyetik etkileşime sahip Spin-2 Blume-Capel modelinin manyetik özelliklerinin rastgele etkileşmelerden nasıl değiştiği sorusunu araştıran literatürde herhangi bir çalışmaya rastlanmamıştır. Dolayısıyla bu çalışma önerdiğimiz model için bu sorunun cevabını araştıran ilk çalışmadır.

2.2 Bethe Kafesi

Ising modelinin tam olarak çözümünün yapılabildiği modellerden biride Bethe Kafesidir. Ortalama alan modeli gibi kare veya kübik bir kafes yaklaşımına dayanır. (Bethe,1935).

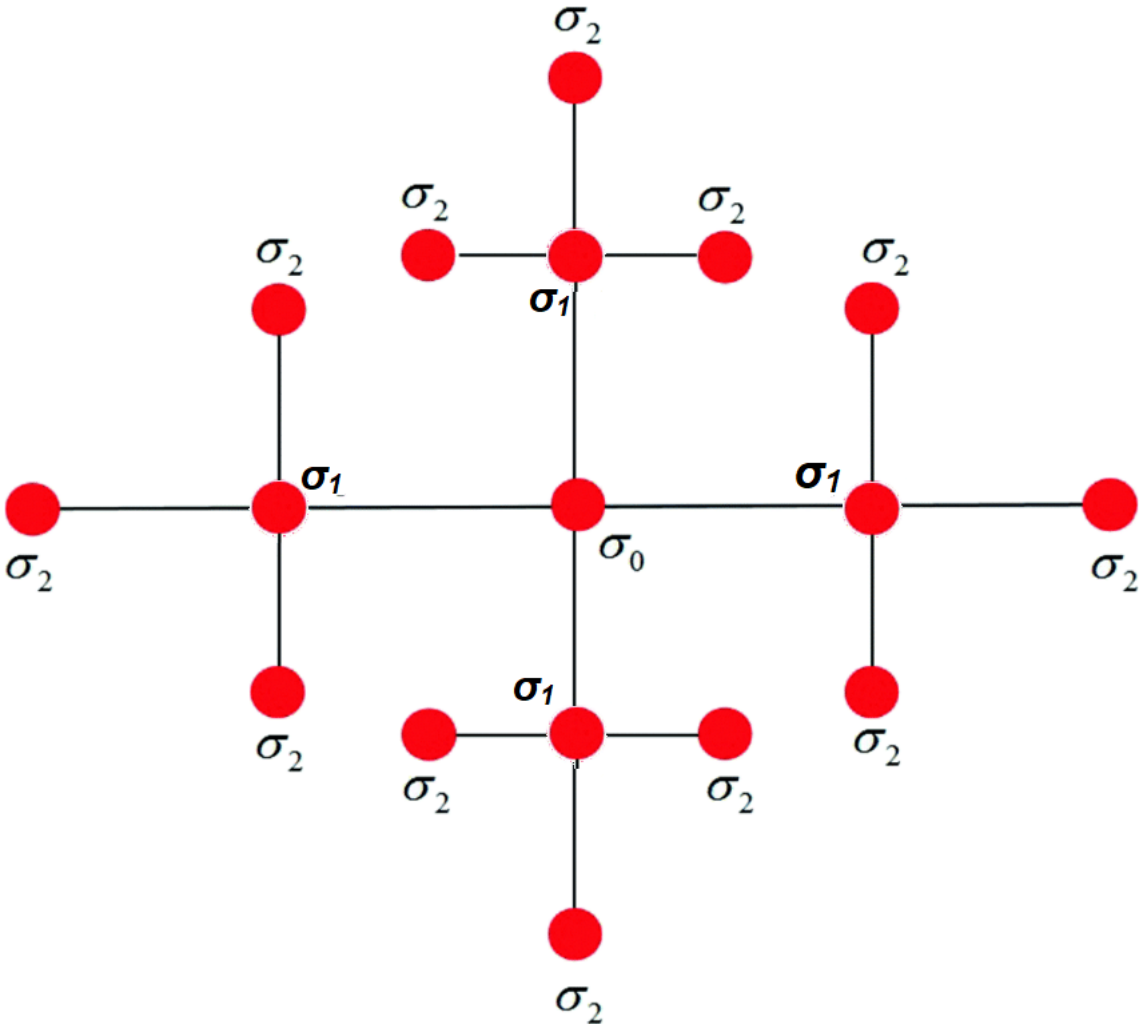
Merkezi bir 0 noktası düşünelim ve bu 0 noktasına başlı q kadar başka noktalar ilave edelim. Bu q noktalarının kümesine "ilk kabuk" diyelim. R' inci kabuktan yeni bir nokta seçerek, bu noktaya bağlı q-1 adet yeni noktalar ilave etmek suretiyle, yeni kabuklar oluşturalım. Bunu r kabuğundaki bütün noktalar için yapıp yeni noktaların oluşturduğu kümeye r+1 kabuğu diyelim. Bu şekilde tekrarlayarak ilerleyerek 2,3…,n 'inci kabukları

oluşturalım. Bu bize Şekil 1.3.1' deki bir sonuç verecektir. r kabuğunda $q(q-1)^{r-1}$ adet nokta bulunur. Grafikte bulunan toplam nokta sayısı ise şu şekilde olur.

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

N' inci kabuktaki noktalar sınır noktaları olarak isimlendirilir. Bu sınır noktalarının yalnızca bir adet komşusu vardır. Buna karşıt olarak diger noktaların ise (içerideki) her birinin q kadar komşusu vardır. Bu grafik Cayley Ağacı olarak bilinir. Bizim açımızdan bu ağaç koordinasyon numarası olan q nun düzenli bir kafesi olarak düşünülebilir. Sınır katmanlarındakiler ihmal edilebilir.

Burada bir sorun vardır : Normalde büyük bir sistemin termodinamik sınırları içinde sınır katmanlarının sayısı ve iç katmanlarının sayısının oranı küçük olmaktadır. Fakat burada her iki sayıda $(q-1)^n$ şeklinde arttığından küçük olmaz. Bu sorunu aşmak için grafiğin derinliklerine sınır katmanlarından uzağa bölgesel olarak bakacağız. (yani: $n \to \infty$ limitinden sınır katmalarından sonsuz uzaklıkta) Bu katmanların hepsi koordinasyon numarası q olan özdeş katmanlar olmalıdır. Ve bu katmanlara Bethe Kafesi adı verilir. (Bethe Kafesi ve Cayley Ağacı ayrımı her zaman yapılmaz fakat kullanışlı bir terminoloji olarak görülür).



Şekil 2.1. q= 4 için Bethe Kafesi gösterimi

Eğer bütün Cayley Ağacı üzerinde bir Ising modeli oluşturacak olursak, bölüşüm fonksiyonu Z grafiğin derinindeki katmanlardan ve sınırdaki veya sınıra yakın katmanlardan da katkılar içerir. İkincisinin katlarda termodinamik limitte dahi ihmal edilemez. Eğer tam bölüşüm fonksiyonunu düşünüyorsak "Cayley Ağacı üzerinde Ising modelini" düşünüyoruz demektir. Bu problem Runnels. 1967 , Eggarter. 1974 , MüIler-Hartman ve Zittarts1974 tarafından çözüldü ve epeyce sıradışı özelliğe sahip olduğu görüldü. Burada bölüşüm fonksiyonuna grafiğin derinlerinden gelen katkı incelenecektir.

Herhangi düzgün bir kafes için düşük sıcaklık açılımı yapmak istersek, ikinci mertebeye kadar kafeslerin özelliği için katman sayısı ve koordinasyon numarasını bilmek gerekir.

Üçüncü mertebe için kafesteki üçgen sayılarını bilmek gerekir. Dördüncü mertebe için dört yüzlülerin sayısını bilmek gerekir. Enteresan basit bir durum ise hiç devre olmadığı zamandır, böylece ne üçgen ne de dörtyüzlü yoktur. Bu durumda Bethe Kafesi üzerinde lsing modeli burada tanımladığı gibi elde edilmiş olur.

3. MATERYAL VE YÖNTEM

Bu bölümde rastgele kristal alan varlığında Spin – 2 antiferromanyetik BC modelin kritik davranışlarını elde etmek için tam tekrarlama bağıntıları terimlerinde alt örgü mıknatıslanma denklemleri elde edilecektir. Bunun için ilk olarak antiferromanyetik Spin-2 BC modelin tekrarlama bağıntıları hesaplanacak, ikinci olarak ise rastgele kristal alan varlığının tekrarlama bağıntılarına nasıl ilave edileceği gösterilecektir.

3.1. Tekrarlama Bağıntılarının Elde Edilmesi

Spin -2 antiferromanyetik modelin ($J < 0$) Hamiltonyeni şöyledir:

$$\varkappa = -J \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_i \sigma_j - D \sum_i {\sigma_i}^2 - H \sum_i \sigma_i \tag{3.1}$$

Burada σ_i spin -2 ile belirtilir ve $\pm 2, \pm 1, 0$ gibi beş farklı değer alabilir. D ve H ise kristal alan ve dış manyetik alanları gösterir. İlk toplam en yakın komşu çiftler üzerinden yürütülürken son iki toplam bütün katman üzerinden yürütülür.

Sistemin faz diyagramını hesaplayabilmek için sistemin Bethe Kafesi üzerinde tekrarlama bağıntıları cinsinden formülasyonunu elde etmemiz gerekir. Bunun için önce bölüşüm fonksiyonuyla başlayalım.

$$z = \sum_{\{\sigma\}} e^{-\beta \varkappa} = \sum_{Spc} P(spc) \tag{3.2}$$

$$= \sum_{\{\sigma\}} e^{\left[\beta\left(J \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_i \sigma_j + D \sum_i \sigma_i^2 + H \sum_i \sigma_i\right)\right]} \tag{3.3}$$

Burada normalize edilmemiş olasılık dağılımı P(spc) olarak ele alınır. Ayrıca burada k_β basitlik için 1'e eşit alınmıştır, bilineer etkileşim parametresi J'de -1 değerine eşit

alınmıştır. Eğer Bethe Kafesi derinlerde merkezi bir noktadan σ_0 gibi bir spin ile kesilirse q kadar özdeş kola ayrılır. Bu kolların sayısı en yakın komşu sayısına veya koordinasyon numarasına bağlıdır. Her bir kol merkezi spin σ_0 'a bağlıdır . Bu durum P (Spc) 'nin merkezi katmanda σ_0 spinine sahip spin konfigürasyonu olduğunu gösterir ve şu şekilde bulunur,

$$P(\sigma) = e^{[\beta(D\sigma_0^2 + H\sigma_0)]} \prod_{k=1}^{q} Q_n\left(\sigma_0 | \sigma^{(k)}\right) \tag{3.4}$$

Burada indis olan "n" alt ağacın n katmanlı olmasını ifade eder. Yani kökten sınır katmana kadar olan adım sayısını belirtir. Eşitlikteki çarpımda yeralan Q_n ise ,

$$Q_n\left(\sigma_0 | \sigma^{(k)}\right) = e^{\left[\beta\left(\sigma_0\sigma_1 + J\sum_{<ij>}\sigma_i\sigma_j + D\sum_i \sigma_i^2 + H\sum_i \sigma_i\right)\right]} \tag{3.5}$$

Bu eşitlikteki ilk toplam alt ağacın tüm köşeleri üzerinden yapılırken diğerleri (0,1) köşesinden yapıldı ve i üzerinden yapılan toplama σ_0 katmanı dışında tüm katmanlar üzerinden yapıldı. Eğer alt ağaç sıfırıncı katmanın yanındaki birinci katman ile kesildiyse bile q kadar parçaya ayrıştırılır. (0,1) deki 'gövde' adını alır ve diğer kollara özdeştir. Bütün bu dallar orjinaline benzerdir, n – 1 tane kabuğa ve q -1 tane komşuya sahiplerdir. Bu yüzden ,

$$Q\left(\sigma_0 | \{\sigma_1^k\}\right) = e^{[\beta(J\sigma_0\sigma_1 + D\sigma_1^2 + H\sigma_1)]} \times \prod_{l=1}^{q=1} Q_{n-1}\left(\sigma_1^k \middle| \{T_2^l\}\right) \tag{3.6}$$

Burada $\{T_2^l\}$ alt ağacın l'inci kolunda yer alan σ_1^k spin konfigürasyonunu belirtiyor. Merkezi spin için bir formülasyon elde edebilmek için σ_0 belli olasılıkta belli bir spin değerine sahip olmalıdır ve onun dış parametreler ile $\sigma_1$in q kadar yakın komşusuyla etkileşiminden ;

$$g_\eta(\sigma_0) = \sum_{\{\sigma_1\}} Q_n(\sigma_0 | \{\sigma_1\}) \tag{3.7}$$

tanımı yapılabilir. Burada toplam σ_1 üzerinden alınır çünkü merkezi spin yalnızca q kadar yakın komşuyla etkileşir. Böylece

$$g_\eta(\sigma_0) = \sum_{\{\sigma_1\}} e^{[\beta(J\sigma_0\sigma_1 + D\sigma_1^2 + H\sigma_1)]} \times [g_{n-1}(\sigma_1)]^{q-1} \tag{3.8}$$

elde edilir. σ_0 'in her bir değeri için beş değişik farklı değer alabilir. Bundan dolayı 5 farklı g_n fonksiyonu elde ederiz.

$\sigma_0 \equiv \pm 2$ için:

$$g_\eta(\pm 2) = \sum_{\{\sigma_1\}} e^{[\beta(\pm 2J\sigma_1 + D\sigma_1^2 + H\sigma_1)]} \times [g_{n-1}(\sigma_1)]^{q-1}$$

$$= e^{[(\pm 4\beta J + 4\beta D + 2\beta H)]} [g_{n-1}(+2)]^{q-1} + e^{[(\pm 4\beta J + 4\beta D - 2\beta H)]} [g_{n-1}(-2)]^{q-1}$$

$$+ e^{[(\pm 2\beta J + \beta D + \beta H)]} [g_{n-1}(+1)]^{q-1} + e^{[(\pm 2\beta J + \beta D - \beta H)]} [g_{n-1}(-1)]^{q-1} + [g_{n-1}(0)]^{q-1} \tag{3.9}$$

$\sigma_0 \equiv \pm 1$ için:

$$g_\eta(\pm 1) = \sum_{\{\sigma_1\}} e^{[\beta(\pm J\sigma_1 + D\sigma_1^2 + H\sigma_1)]} \times [g_{n-1}(\sigma_1)]^{q-1}$$

$$= e^{[(\pm 2\beta J + 4\beta D + 2\beta H)]} [g_{n-1}(+2)]^{q-1} + e^{[(\pm 2\beta J + 4\beta D - 2\beta H)]} [g_{n-1}(-2)]^{q-1} \tag{3.10}$$

$$+ e^{[(\pm \beta J + \beta D + \beta H)]} [g_{n-1}(+1)]^{q-1} + e^{[(\pm \beta J + \beta D - \beta H)]} [g_{n-1}(-1)]^{q-1} + [g_{n-1}(0)]^{q-1}$$

Ve son olarak,

$\sigma_0 \equiv \pm 0$ için:

$$g_\eta(\pm 0) = \sum_{\{\sigma_1\}} e^{[\beta(D\sigma_1^2 + H\sigma_1)]} \times [g_{n-1}(\sigma_1)]^{q-1}$$

$$= e^{[(4\beta D + 2\beta H)]} [g_{n-1}(+2)]^{q-1} + e^{[(4\beta D - 2\beta H)]} [g_{n-1}(-2)]^{q-1}$$

$$+ e^{[(\beta D + \beta H)]} [g_{n-1}(+1)]^{q-1} + e^{[(\beta D - \beta H)]} [g_{n-1}(-1)]^{q-1} + [g_{n-1}(0)]^{q-1}$$

Son olarak bütün spinlere karşılık gelen beş adet g_n fonksiyonuna bağlı dört adet tekrarlama bağıntısı elde edilir. Bunu yapmak için elde ettiğimiz gn fonksiyonlarını $g_n(0)$ 'a bölmek gerekir.

$$X_n = \frac{g_n(+2)}{g_n(0)} \quad , \quad Y_n = \frac{g_n(-2)}{g_n(0)} \quad , \quad Z_n = \frac{g_n(+1)}{g_n(0)} \quad , \quad W_n = \frac{g_n(-1)}{g_n(0)} \tag{3.12}$$

Düzen parametrelerini bu dört tekrarlama bağıntısı türünden elde edebilmek için öncelikle bölüşüm fonksiyonu ;

$$Z = \sum_{\{\sigma_0\}} e^{[\beta(D{\sigma_0}^2 + H\sigma)][g_\eta(\sigma_0)]^q} \tag{3.13}$$

tanımlanır ve g_n fonksiyonu türünden şu şekilde bulunur.

$$z = e^{\beta(4D+2H)}[g_n(+2)]^q + e^{\beta(4D-2H)}[g_n(-2)]^q + e^{\beta(D+H)}[g_n(+1)]^q + e^{\beta(D-H)}[g_n(-1)]^q + [g_n(0)]^q \tag{3.14}$$

Buradan da dipolar düzen parametresinin tanımından mıknatıslanma,

$$M = Z^{-1} \sum_{\{\sigma_0\}} \sigma_0 P(\sigma_0) \tag{3.15}$$

bulunur. Bu bağıntı içine bölüşüm fonksiyonu yerleştirilerek daha açık olarak hesaplanabilir.

$$M = Z^{-1} \sum_{\{\sigma_0\}} \sigma_0 e^{\beta\left(D{\sigma_0}^2 + H\sigma_0\right)} [g_n(\sigma_0)]^q$$

$$= \frac{2e^{4\beta D}\left[e^{2\beta H} X_n^q - e^{-2\beta H} Y_n^q\right] + e^{\beta D}\left[e^{\beta H} Z_n^q - e^{-\beta H} W_n^q\right]}{e^{4\beta D}\left[e^{2\beta H} X_n^q - e^{-2\beta H} Y_n^q\right] + e^{\beta D}\left[e^{\beta H} Z_n^q - e^{-\beta H} W_n^q\right] + 1} \tag{3.16}$$

Yukarda belirtilen tekrarlama bağıntılarımız $\{X_n , Y_n , Z_n , W_n\}$ termodinamik limit içerisinde sabit kararlı bir noktaya yakınsayacak şekilde bir iterasyon formu oluşturmaktadır. Mıknatıslanma ifadesini de kullanarak bu noktalar sistemin muhtemel hallerini tamamıyla tanımlar. Tekrarlama bağıntıları ve bölüşüm fonksiyonu kullanılarak serbest enerji ifadesi yazılabilirki bu da birinci derece faz geçiş sıcaklığını elde etmek için kullanılabilir.

$$-\beta F = \frac{ln\, z}{N} = ln[\, e^{\beta(4D+2H)} X_n^q \; + e^{\beta(4D-2H)} Y_n^q \; + \; e^{\beta(D+H)} Z_n^q \; + \; e^{\beta(D-H)} W_n^q \; + 1]$$
$$+ \frac{q}{2-q} ln[\, e^{\beta(4D+2H)} X_n^{q-1} \; + e^{\beta(4D-2H)} Y_n^{q-1} \; + \; e^{\beta(D+H)} Z_n^{q-1}$$
$$+ \; e^{\beta(D-H)} W_n^{q-1} \; + 1] \tag{3.17}$$

Burada Bethe Kafesinin derinliklerinde termodinamik limit de $n \to \infty$ gider iken bütün katmanların özdeş olduğu gerçeğini kullandık.

Antiferromanyetik çiftler için sistemi simüle edebilmek için A ve B şeklinde iki alt kafes tanımlamalıyız. Böylece düzen parametreleri her bir alt kafese ait olacak ve her spin kendi yakın komşusuyla etkileşeceğinden Alt kafes manyetizasyonlar şöyle yazılabilir.

$$\{M\} \rightarrow^{\{M_A\}\, çift\; n\; ler}_{\{MB\}\, tek\; n\; ler}$$

$$= \frac{2e^{4\beta D}\left[e^{2\beta H}X_n^q - e^{-2\beta H}Y_n^q\right] + e^{\beta D}\left[e^{\beta H}Z_n^q - e^{-\beta H}W_n^q\right]}{e^{4\beta D}\left[e^{2\beta H}X_n^q - e^{-2\beta H}Y_n^q\right] + e^{\beta D}\left[e^{\beta H}Z_n^q - e^{-\beta H}W_n^q\right] + 1} \tag{3.18}$$

Veya bu ifade tekrarlama bağıntıları cinsinden aşağıdaki gibi yazılabilir.

$$\{X_n, Y_n, Z_n, W_n\} \longrightarrow, \begin{matrix}\{X_n^A, Y_n^A, Z_n^A, W_n^A\} \\ \{X_n^B, Y_n^B, Z_n^B, W_n^B\}\end{matrix} \tag{3.19}$$

Bu yaklaşımın önemli noktaları şunlardır: Sabit noktalar ile $\{X_n, Y_n, Z_n, W_n\} \rightarrow \{X, Y, Z, W\}$ kademeli olmayan fazlar tanımlanırken çift döngülü duble noktalar şeklinde kademeli fazlar görülmüştür. Çalışmanın bundan sonraki bölümünde rastgele kristal alan etkisini gözlemlemek için rastgeleliğin hesaba dahil edilmesi olacaktır.

3.2 Rastgele Kristal Alan Etkisinin İncelenmesi

Bu çalışmada amacımımız Spin-2 Antiferromanyetik BC modelin rastgele kristal alan varlığında kritik davranışlarını açıklamak olduğundan rastgeleliği işlemlerimize nasıl dahil edeceğimizi bu kısımda açıklamaya çalışağız.

Aşağıda verilen iki modlu dağılım fonksiyonunu çalışmamıza uygulayarak faz diyagramlarındaki kritik çizgilerin davranışlarını gözlemleyeceğiz. Bu ifade,

$$P(D_i) \quad = p\delta(D_i - D) + 1 - \delta(D_i) \tag{3.20}$$

şeklindedir. Bu ifadedeki birinci terim spinlerin p adedinin kristal alandan etkilenme derecesini, ikinci terim ise (1 - p) adedinin kristal alan tarafından etkilenme mertebesini ifade eder. Bu ifadedeki δ Dirac Delta fonksiyonudur ve aşağıdaki matematiksel işleve sahiptir.

$$\delta_{(x-x_0)} = \begin{cases}\infty, & x = x_0 \\ 0, & x = x_0\end{cases} \int_{-\infty}^{\infty} f(x)\delta(x)\,dx = f(0), \int_{-\infty}^{\infty} f(x)\delta(x - x_0)\,dx = f(x_0) \tag{3.21}$$

Rastgele olmayan durum için eşitlik 3.9, 3.10 ve 3.11 denklemleri 3.12 denkleminde yerlerine yazılarak elde edilen tekrarlama bağıntılarının açık halleri aşağıdaki gibidir.

$$\boldsymbol{X_n = \frac{g_n(+2)}{g_n(0)}}$$

$$= \frac{e^{[\beta(+4J+4D+2H)]}\ [g_{n-1}(+2)]^{q-1} + e^{[\beta(4J+4D-2H)]}\ [g_{n-1}(-2)]^{q-1} + e^{[\beta(+2J+D+H)]}\ [g_{n-1}(+1)]^{q-1} + e^{[\beta(+2J+D-H)]}\ [g_{n-1}(-1)]^{q-1} + [g_{n-1}(0)]^{q-1}}{e^{[\beta(4D+2H)]}\ [g_{n-1}(+2)]^{q-1} + e^{[\beta(4D-2H)]}\ [g_{n-1}(-2)]^{q-1} + e^{[\beta(D+H)]}\ [g_{n-1}(+1)]^{q-1} + e^{[\beta(D-H)]}\ [g_{n-1}(-1)]^{q-1} + [g_{n-1}(0)]^{q-1}}$$

$$= \frac{e^{[\beta(+4J+4D+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(4J+4D-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(+2J+D+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(+2J+D-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}{e^{[\beta(4D+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(4D-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(D+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(D-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1} \quad (3.22)$$

$$\boldsymbol{Y_n = \frac{g_n(-2)}{g_n(0)}}$$

$$= \frac{e^{[\beta(-4J+4D+2H)]}\ [g_{n-1}(+2)]^{q-1} + e^{[\beta(4J+4D-2H)]}\ [g_{n-1}(-2)]^{q-1} + e^{[\beta(-2J+D+H)]}\ [g_{n-1}(+1)]^{q-1} + e^{[\beta(+2J+D-H)]}\ [g_{n-1}(-1)]^{q-1} + [g_{n-1}(0)]^{q-1}}{e^{[\beta(4D+2H)]}\ [g_{n-1}(+2)]^{q-1} + e^{[\beta(4D-2H)]}\ [g_{n-1}(-2)]^{q-1} + e^{[\beta(D+H)]}\ [g_{n-1}(+1)]^{q-1} + e^{[\beta(D-H)]}\ [g_{n-1}(-1)]^{q-1} + [g_{n-1}(0)]^{q-1}}$$

$$= \frac{e^{[\beta(-4J+4D+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(4J+4D-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(-2J+D+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(+2J+D-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}{e^{[\beta(4D+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(4D-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(D+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(D-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1} \quad (3.23)$$

$$\boldsymbol{Z_n = \frac{g_n(+1)}{g_n(0)}}$$

$$= \frac{e^{[\beta(+2J+4D+2H)]}\ [g_{n-1}(+2)]^{q-1} + e^{[\beta(-2J+4D-2H)]}\ [g_{n-1}(-2)]^{q-1} + e^{[\beta(+J+D+H)]}\ [g_{n-1}(+1)]^{q-1} + e^{[\beta(-J+D-H)]}\ [g_{n-1}(-1)]^{q-1} + [g_{n-1}(0)]^{q-1}}{e^{[\beta(4D+2H)]}\ [g_{n-1}(+2)]^{q-1} + e^{[\beta(4D-2H)]}\ [g_{n-1}(-2)]^{q-1} + e^{[\beta(D+H)]}\ [g_{n-1}(+1)]^{q-1} + e^{[\beta(D-H)]}\ [g_{n-1}(-1)]^{q-1} + [g_{n-1}(0)]^{q-1}}$$

$$= \frac{e^{[\beta(+2J+4D+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(-2J+4D-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(+J+D+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta-]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}{e^{[\beta(4D+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(4D-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(D+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(D-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1} \quad (3.24)$$

$$\boldsymbol{W_n = \frac{g_n(-1)}{g_n(0)}}$$

$$= \frac{e^{[\beta(-2J+4D+2H)]}\ [g_{n-1}(+2)]^{q-1} + e^{[\beta(2J+4D-2H)]}\ [g_{n-1}(-2)]^{q-1} + e^{[\beta(-J+D+H)]}\ [g_{n-1}(+1)]^{q-1} + e^{[\beta(+J+D-H)]}\ [g_{n-1}(-1)]^{q-1} + [g_{n-1}(0)]^{q-1}}{e^{[\beta(4D+2H)]}\ [g_{n-1}(+2)]^{q-1} + e^{[\beta(4D-2H)]}\ [g_{n-1}(-2)]^{q-1} + e^{[\beta(D+H)]}\ [g_{n-1}(+1)]^{q-1} + e^{[\beta(D-H)]}\ [g_{n-1}(-1)]^{q-1} + [g_{n-1}(0)]^{q-1}}$$

$$= \frac{e^{[\beta(-2J+4D+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(2J+4D-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(-J+D+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(+J+D-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}{e^{[\beta(4D+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(4D-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(D+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(D-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1} \quad (3.25)$$

Elde edilen bu tekrarlama bağıntılarına kristal alanın dağılım fonksiyonu uygulandığında ,

$$\boldsymbol{X'_n = \int X_n[p\delta(D_i - D) + (1-p)\delta(D_i)]\, dD_i}$$

$$X'_n = pX_n(D) + (1-p)X_n(0)$$

$$X'_n = p\left[\frac{e^{[\beta(+4J+4D+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(4J+4D-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(+2J+D+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(+2J+D-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}{e^{[\beta(4D+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(4D-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(D+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(D-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}\right]$$

$$+ (1-p)\left[\frac{e^{[\beta(+4J+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(4J-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(+2J+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(+2J-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}{e^{[\beta(2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}\right] \quad (3.26)$$

$$\boldsymbol{Y'_n = pY_n(D) + (1-p)Y_n(0)}$$

$$Y'_n = p\left[\frac{e^{[\beta(-4J+4D+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(4J+4D-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(-2J+D+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(+2J+D-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}{e^{[\beta(4D+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(4D-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(D+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(D-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}\right] +$$

$$(1-p)\left[\frac{e^{[\beta(+4J+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(4J-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(+2J+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(+2J-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}{e^{[\beta(2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}\right] \quad (3.27)$$

$$\boldsymbol{Z'_n = pZ_n(D) + (1-p)Z_n(0)}$$

$$Z'_n = p\left[\frac{e^{[\beta(+2J+4D+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(2J+4D-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(J+D+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(J+D-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}{e^{[\beta(4D+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(4D-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(D+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(D-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}\right] +$$

$$(1-p)\left[\frac{e^{[\beta(+2J+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(2J-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(J+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(J-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}{e^{[\beta(2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}\right] \quad (3.28)$$

$$\boldsymbol{W'_n = pZ_n(D) + (1-p)W_n(0)}$$

$$W'_n = p\left[\frac{e^{[\beta(-2J+4D+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(2J+4D-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(-J+D+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(J+D-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}{e^{[\beta(4D+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(4D-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(D+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(D-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}\right] +$$

$$(1-p)\left[\frac{e^{[\beta(-2J+2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(2J-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(-J+H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(J-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}{e^{[\beta(2H)]}\ [X_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(-2H)]}\ [Y_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(H)]}\ [Z_{n-1}]^{q-1} + e^{[\beta(-H)]}\ [W_{n-1}]^{q-1} + 1}\right] \quad (3.29)$$

rastgele kristal alan varlığında tekrarlama bağıntıları elde edilmiş olur. Alt örgü mıknatıslanmaları rastgele kristal alan varlığındaki tam tekrarlama bağıntıları terimlerinde aşağıdaki şekilde

(3.30)

$$M_A = \frac{2e^{4\beta D}\left[e^{2\beta H}(X'^{A}_{n})^q - e^{-2\beta H}(Y'^{A}_{n})^q\right] + e^{\beta D}\left[e^{\beta H}(Z'^{A}_{n})^q - e^{-\beta H}(W'^{A}_{n})^q\right]}{e^{4\beta D}[e^{2\beta H}(X'^{A}_{n}))^q - e^{-2\beta H}(Y'^{A}_{n})^q] + e^{\beta D}[e^{\beta H}(Z'^{A}_{n})^q - e^{-\beta H}(W'^{A}_{n})^q] + 1}$$

$$M_B = \frac{2e^{4\beta D}\left[e^{2\beta H}(X'^{B}_{n})^q - e^{-2\beta H}(Y'^{B}_{n})^q\right] + e^{\beta D}\left[e^{\beta H}(Z'^{B}_{n})^q - e^{-\beta H}(W'^{B}_{n})^q\right]}{e^{4\beta D}[e^{2\beta H}(X'^{B}_{n})^q - e^{-2\beta H}(Y'^{B}_{n})^q] + e^{\beta D}[e^{\beta H}(Z'^{B}_{n})^q - e^{-\beta H}(W'^{B}_{n})^q] + 1} \quad (3.31)$$

yazılabilir.

4. MODELİN KRİTİK DAVRANIŞLARI

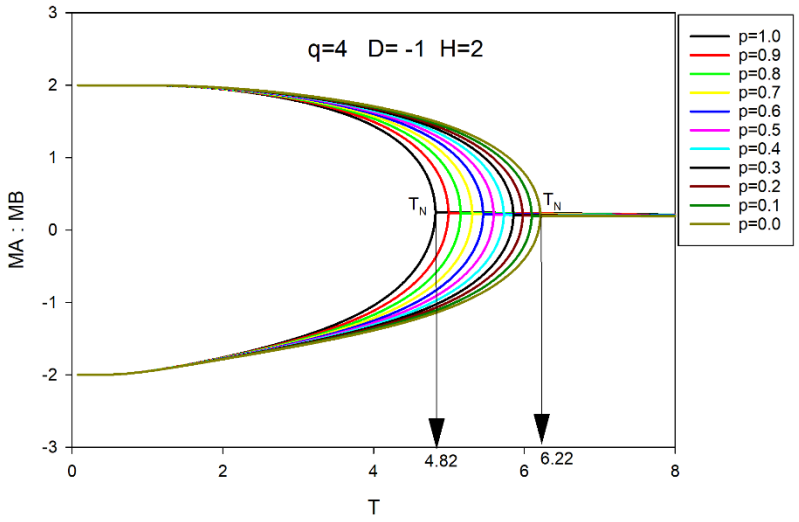
Bu bölümde Antiferromanyetik Spin-2 BC modelin bilineer etkileşim parametresinin negatif durumları için rastgele kristal alan varlığında kritik davranışları ve faz diyagramları incelenecektir. 3.30 ve 3.31 denklemleri iterasyon metodu ile çözülerek sıcaklık değişim analizleri yapılmış ve koordinasyon sayısı q=4 için modelin kristal alan D değerlerinin kafes üzerinde farklı olasılık dağılımları $0.0 \leq p \leq 1.0$ arasında 0.1 artışları için (H,T) düzleminde faz diyagramları elde edilmiştir.

4.1 Düzen Parametreleri Mıknatıslanmaların Sıcaklıkla Değişimi

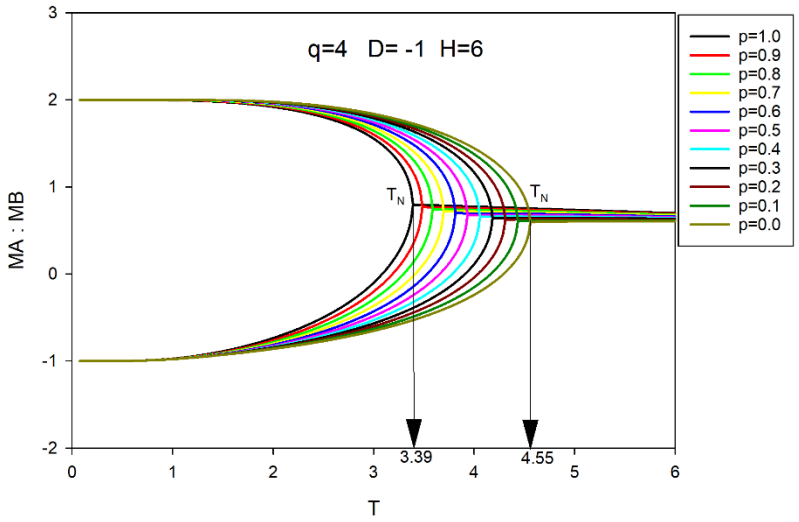
Antiferromanyetik Spin-2 Ising BC modelin faz diyagramlarının elde edilmesi için öncelikle, modelin tekrarlama bağıntıları terimlerinde elde etmiş olduğumuz alt örgü mıknatıslanmaları (M_A ve M_B) olan düzen parametrelerinin sıcaklık ile nasıl değiştiğini incelemek gereklidir. Modelde meydana gelen faz geçişlerinin doğasını yani birinci- veya ikinci- derece faz geçişi olup olmadığını anlamak için düzen parametrelerinin termal analiz grafikleri büyük bir öneme sahiptir. Alt örgü mıknatıslanmalarının sıcaklıkla değişimleri, farklı ihtimaliyet değerlerine sahip olan kristal alan değeri ve koordinasyon sayısı q = 4 için Şekiller 4.1 ile 4.2' de ayrıntılı olarak gösterilmiştir. Bu şekillerde T_N ikinci-derece faz geçiş sıcaklığı olan Neel sıcaklığını, Tt ise birinci-derece faz geçiş sıcaklığını göstermektedir. Ayrıca kristal alanın p ihtimaliyetinin farklı değerlerinin her biri değişik renkler ile ifade edilmiştir. Örneğin Bethe Kafesi üzerinde kristal alan için ihtimaliyet değerinin p= 0.9 alınması durumu, Bethe Kafesine ait her bir kabuktaki spinlerin rastgele olarak, %90' nın kristal alandan etkilendiğini, geriye kalan %10' nun ise kristal alandan etkilenmediği anlamına gelmektedir. Yani ihtimaliyet değerine bakılarak, kristal alanın kafes üzerinde spinleri ne kadar etkisi altına aldığını veya almadığını tespit edebiliriz.

Kristal alan parametresi D= -1.0 değeri için sırasıyla manyetik alan parametresininin H = 2, 6, 8 ve 10 değerlerinde alt örgü mıknatıslanmalarının sıcaklıkla değişimleri p ihtimaliyet değerleri için ve koordinasyon sayısı q=4 için şekil 4.1 (a)-(d) de elde

edilmiştir. Kristal alanın sabit D=-1 değeri için elde edilen bu grafikler sayesinde manyetik alan değerinin değişmesinin ve kristal alanın farklı ihtimaliyet değerlerinin sistemde meydana getirdiği kritik davranışları görebiliriz.

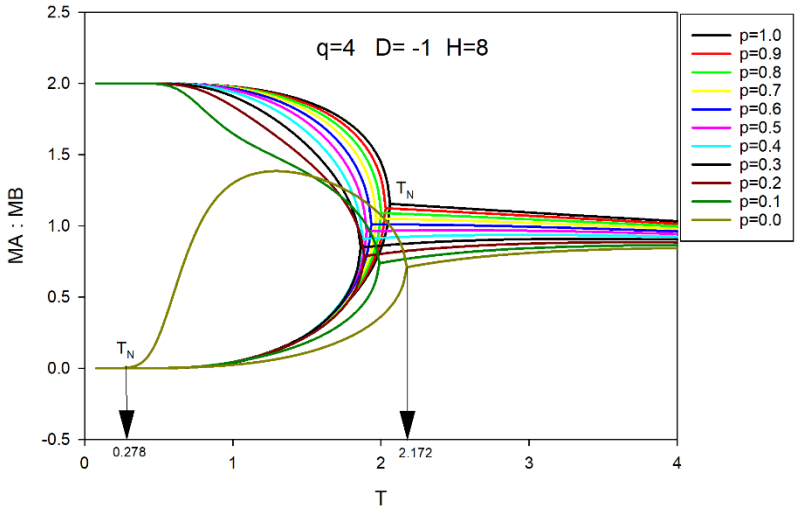


a

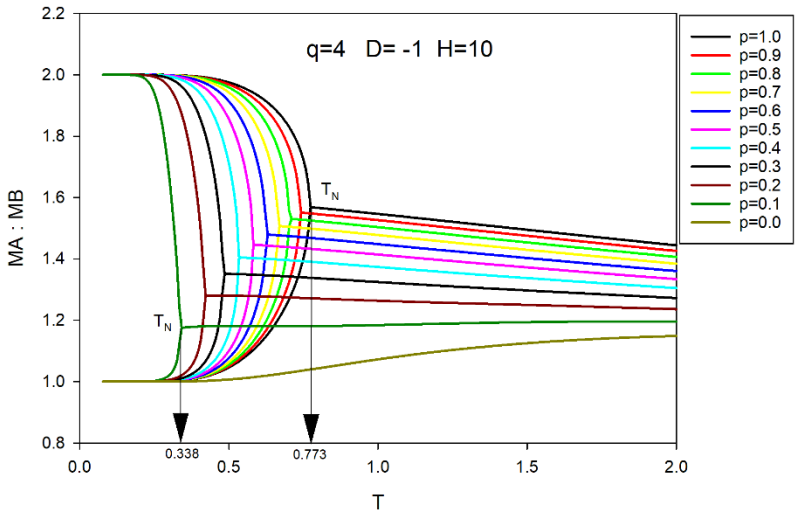


b

Şekil 4.1 Kristal Alan Parametresi D= -1' in Farklı İhtimaliyetleri için, a) Manyetik Alan Parametresi H=2 ,b) Manyetik Alan Parametresi H=6, c) Manyetik Alan Parametresi H=8, d) Manyetik Alan Parametresi H=10 alınarak elde edilen, Alt Örgü Mıknatıslanmalarının Sıcaklıkla Değişimi.



c



d

Şekil 4.1 Kristal Alan Parametresi D=-1' in farklı İhtimaliyetleri için, a) Manyetik Alan Parametresi H=2 ,b) Manyetik Alan Parametresi H=6, c) Manyetik Alan Parametresi H=8, d) Manyetik Alan Parametresi H=10 alınarak elde edilen, Alt Örgü Mıknatıslanmalarının Sıcaklıkla Değişimi.(devam)

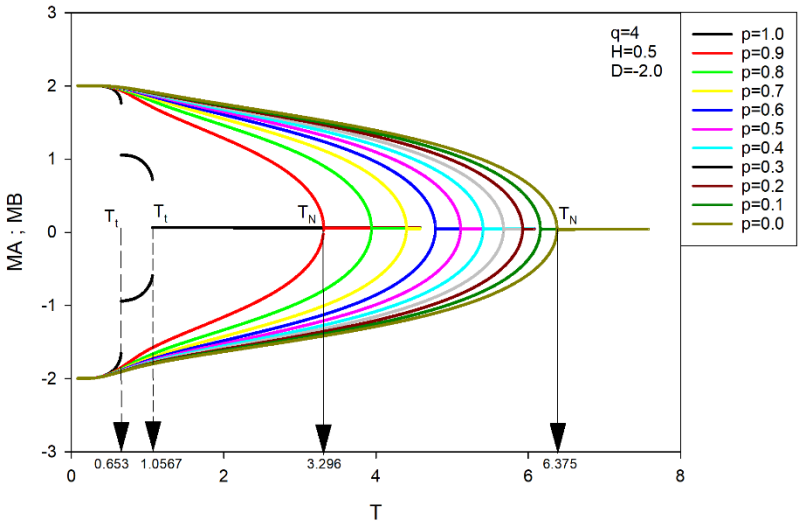
Burada p =1.0 durumu kristal alanın kafes üzerindeki spinlerin hepsine aynı sabit değerinde etki ettiği rastgele olmayan duruma karşılık gelirken, p = 0 durumu ise kafes üzerindeki spinlere kristal alanın etki etmediği durumu ifade etmektedir. Kristal alan dağılım fonksiyonundan da görüleceği gibi p=0 için D=0 olmaktadır ve böylece modelin

Hamiltonyen' inde J ve H parametreleri kalacaktır. Aslında kristal alanın p ihtimaliyet değerleri $0<p<1.0$ aralığında alındığında sistem rastgele kristal alanın etkisi altında olmaktadır. Şekil 4.1. (a) dan görüldüğü üzere $0\leq p\leq 1.0$ aralığı için sıfır sıcaklık değerinde (T=0 taban durumu için) düzen parametreleri alt örgü mıknatıslanmaları M_A =-2 ve M_B =2 doyum değerinde olmaktadırlar. Saf durum p=1 için elde edilen taban durumu faz konfigürasyonları (Erdinç *et. al*. 2006) Şekil-1' de gösterilen (-2,2) faz konfigürasyonu Antiferromanyetik Faz olarak adlandırılır ve kristal alanın farklı ihtimaliyet değerleri için de modelde ortaya çıkmaktadır. Sıcaklık arttırıldıkça M_B mıknatıslanma değerleri doyum değerinden itibaren sürekli olarak azamakta, M_A mıkatıslanma değerleri ise doyum değerinden itibaren sürekli olarak artmakta ve ikinci-derece faz geçiş sıcaklığı T_N sıcaklığında her iki mıknatıslanma değeri de eşit olmaktadır. Sıcaklık daha da arttığında alt örgü mıknatıslanmalarının değerleri eşit olarak devam etmektedir. Bu Neel kritik T_N sıcaklığı altında spinler düzenli bir durum oluştururken bu sıcaklığın üstünde spinler rastgele yönelime sahip olacaklar ve düzensiz bir durum oluşturacaklardır. Alt örgü mıknatıslanmalarının her ikiside tüm ihitimaliyet değerleri için simetrik bir davranış göstermektedir. Şekil 4. 1 (b)' de T=0 da düzen parametreleri alt örgü mıknatıslanmaları M_A =-1 ve M_B =2 başlangıç değerlerinde olmaktadır. Bu (-1,2) faz konfigürasyonu Antiferrimanyetik Faz olarak adlandırılır ve farklı p değerleri içinde modelde ortaya çıkmıştır. Alt örgü mıkntıslanmalarının sıcaklıkla değişimleri Şekil 4.1.(a)' daki davranışlarına benzerdir. Fakat manyetik alan parametresi H değerinin artması ile alt örgü mıknatıslanmalarının simetrik davranışılarının bozulmaya başladığı görülmektedir. Şekil 4.1.(c)' de T=0 da düzen parametreleri alt örgü mıknatıslanmaları M_A =0 ve M_B =2 başlangıç değerlerinde olmaktadır. Bu (0,2) faz konfigürasyonu tüm p değerlerinde ortaya çıkmaktadır ve manyetik olmayan faz olarak adlandırılmaktadır. Alt örgü mıknatıslanmaları diğer iki şekildeki gibi ikinci-derece faz geçişi sergilemektedirler ve simetri davranışları ise kaybolmaktadır. Ayrıca p=0 değeri için alt örgü mıknatıslanmala eğrileri diğer p değerlerindeki davranışlarından farklı bir davranış sergilediği görülmektedir. M_A ve M_B eğrileri T=0 da sıfır başlangıç değerinde çakışıkken sıcaklığın artması ile ilk önce birinci Neel sıcaklık (T_{N1}) değerinde birbirlerinden ayrılmakta, sıcaklık dahada arttıkça ikinci Neel sıcaklık (T_{N2}) değerinde tekrar çakışık hale gelmektedirler, öyleki sistem aynı parametreler için iki farklı ikinci-derece faz geçiş sıcaklığı sergilemektedir. Bu kritik davranış reentrant davranış olarak adlandırılmaktadır.

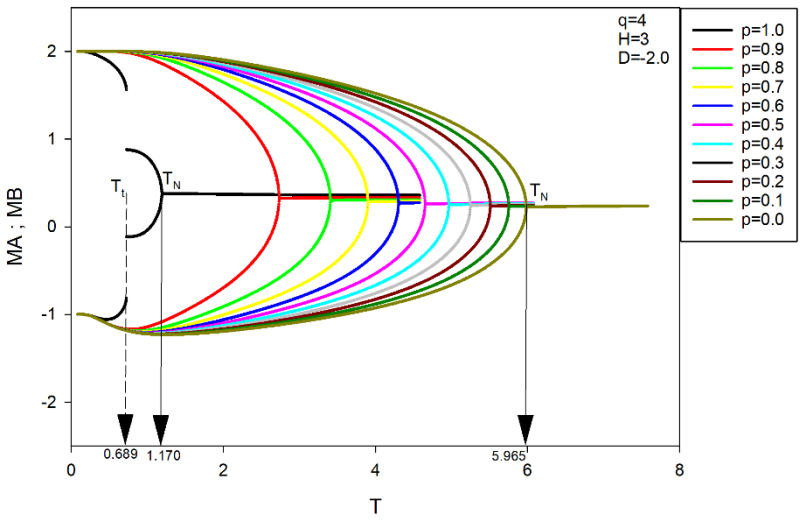
Bu kritik davranış, elde edilen faz diyagramlarında detaylı olarak açıklancaktır. Alt örgü mıknatıslanmalarının sıcaklıkla değişimleri kapsamında ki bir değer Şekil 4. 1. (d)' de ise M_A ve M_B eğrileri T=0 da sıfır başlangıç değerleri sırasıyla 1 ve 2 dir. Dolaysıyla taban durumunda ortaya çıkan bu faz konfigürasyonu (1,2) Ferrimanyetik Faz olarak adlandırılır. p=0.0 hariç mıknatıslanma eğrileri önceki üç şekildeki gibi ikinci-derece faz geçişi sergilemektedir. p=0.0 durumunda ise artık herhangi bir faz geçişi yoktur. Ayrıca elde edilen grafiklerden, manyetik alan H değeri arttıkça aynı ihtimaliyet değerleri için Neel kritik sıcaklıklarının azaldıklarını görmekteyiz. Ayrıca düşük manyetik H değerlerinde Şekil-4.1(a) ve (b) de p ihtimaliyet değerleri azaldıkça Neel kritik sıcaklıklarının arttığını, yüksek mayetik alan değerlerinde ise Şekil 4.1. (d) de p ihtimaliyet değerleri azaldıkça Neel sıcaklıklarının da azaldığını görmekteyiz. Şekil 4. 1. (a) ve (b) de T=0 da spin konfügürasyonları antiferromanyetik fazı ve antiferrimanyetik fazı işaret ederken, Şekil 4. 1 (d) ise ferrimanyetik fazı işaret etmektedir.

Şekil 4. 2. (a) ve (b) ise D=-2 değeri için alt örgü mıknatıslanmalarının sıcaklıkla değişimlerini göstermektedir. Bu değer p=1 saf durumu için (Erdinç *et. al*. 2006) yapılan çalışmada belirtidiği gibi kristal alanın en kritik değeridir. Öyleki saf durum da modelin en ilgi çekici ve en karmaşık faz diyagramı bu kritik değer için elde edilmiştir. Bu yüzden D= -2 değeri için farklı ihtimaliyet değerleri alınarak elde edilen alt örgü mıknatslanmaların sıcaklıka değişimlerini incelemek önem arz etmektedir.

Şekil 4. 2. (a) da sıcaklık T=0 taban durumunda mıknatıslanma eğrilerinin başlangıç değerleri p=1.0 saf durumu için M_A=-2 ve M_B=2 değerlerinden başlamakta sıcaklık arttıkça M_A değeri artmakta ve M_B değeri azalmakta ve kritik T_t=0.656 sıcaklık değerinde aniden M_A=-1 ve M_B=1 değerlerine bir atlama yapmaktadırlar. Sıcaklık daha da arttırıldığında ise ikinci bir kritik sıcaklık T_t=1.0567 değerinde M_A=0 ve M_B=0 değerine atlama yapmaktadırlar. Mıknatslanma eğrilerinin göstermiş oldukları bu atlama davranışı veya süreksizlik davranışı bu kritik sıcaklık değerlerinde modelin birinci-derece faz geçişi sergilediği manasına gelmektedir. Kristal alanının rastgele hale getirilmesi ile modelde ilginç bir davranış görülmektedir. Öyleki p=0.9 ile 0.0 aralığında ise alt örgü mıknatıslanma eğrileri Şekil 4.1 de gösterildiği gibi ikinci derece faz geçişi sergilemektedir.



a



b

Şekil 4.2 Kristal Alan Parametresi D=-2'n in Farklı İhtimaliyetleri için, a) Manyetik Alan Parametresi H=0.5, b) Manyetik Alan Parametresi H=3, alınarak elde edilen, Alt Örgü Mıknatıslanmalarının Sıcaklıkla Değişimi.

Rastgelelik etkilerinin kritik davranışları nasıl etkilediği sorusunu araştıran çalışmalarda, rastgeleleliğin birinci-derece faz geçişilerinin ikinci-derece faz geçişlerine dönüştürdüğü görülmüştür (Puha and Diep, 2001, Tüksel *et. al.* 2012). Şekil 4. 2. (b)' de ise manyetik alan değerini arttırdığımız da Şekil 4. 1 (a)' daki davranışın benzeri davranışlar sergilenmektedir. İhtimaliyet değeri p=1.0 için mıknatsılanma eğirileri T=0 sıcaklığında

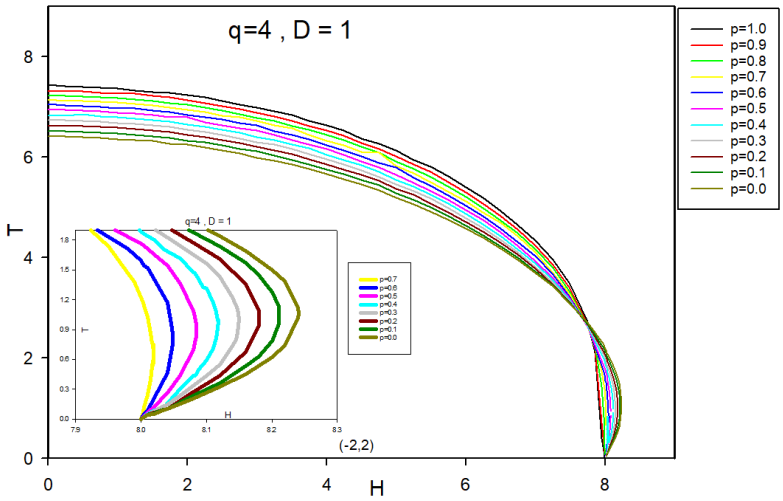
(-1,2) değerinden başlamakta sıcaklık artırıldıkça ilk Tt=0.689 değerinde (0,1) değerine atlamaktadır. Sıcaklık daha da arttıkça bu sefer sürekli olarak Neel kritik sıcaklığına doğru gitmekteler ve T_N=1.170 olmaktadır.. Yani bir adet birinci-derce faz geçişi ve bir adet ikinci-derece faz geçişi sergilenmektedir. Rastgele durumlarda ise sadece ikinci-derece faz geçiş sıcaklıkları ortaya çıkmaktadır.

4.2 Modelin Faz Diyagramları

Bu kısımda modelimizin, daha önceki kısımda elde ettiğimiz termal analizi göz önünde bulundurularak, faz diyagramları kristal alan etkileşme parametresini farklı ihtimaliyet değerleri $0.0 \leq p \leq 1.0$ aralığında 0.1 artışlarla (H, T) düzleminde koordinasyon sayısı q=4 için verilecektir. Modelin p=1.0 ihtimaliyetine karşılık gelen saf durumu için detaylı incelemesi daha önce yapılan çalışmada (Erdinç *et. al*. 2006) elde edilmiştir. Bu çalışmada model için önemli kristal alan değerleri alnırak modelin tüm faz diyagramları elde edilmiştir. Tez çalışmamızda ise bu kritik kristal alan değerlerinin farklı ihtimaliyet değerlerine sahip hali alması neticesinde yani rastgele olması durumunda faz diyagramlarının nasıl etkilendiğini ortaya koymaktır. Elde edilen faz diyagramlarımızda, ikinci-derece faz geçiş çizgileri sürekli çizgilerle, birinci-derece faz geçiş çizgileri noktalı çizgiler ile gösterilmiştir. p ihtimaliyet değerleri ise farklı renkler ile gösterilmiştir. Ayrıca modelimizde faz geçiş çizgilerinin sona ermesine göre isimlendirilen (Hoston ve Berker 1991) çeşitli kritik noktalar ortaya çıkmıştır. Faz diyagramladındaki bu kritik noktalar, ikinci derece faz geçiş çizgisi ile birinci derece faz geçiş çizgisinin birleştiği kritik sıcaklık noktası üçlü kritik noktayı (T), birinci derece faz geçiş çizgisinin ikinci-derece faz geçiş çizgisi üzerinde kritik bir noktada son bulduğu sıcaklık noktası çift kritik noktayı (B), ikinci derece faz geçiş çizgisinin birinci derece faz geçiş çizgisi üzerinde kritik bir noktada son bulduğu sıcaklık noktası kritik son noktayı (E) ve birinci-derece faz geçiş çizgisinin sona erdiği sıcaklık noktası kritik noktayı (C) ifade etmektedir.

İlk faz diyagramımız (H,T) düzleminde D = 1 değerinde farklı ihtimaliyet değerleri alınarak çizilmiştir. Şekil 4.3 (a)' da görüldüğü gibi tüm faz geçiş çizgileri sadece ikinci-derece çizgilerden oluşmaktadır. Tüm p değerleri için Antiferromanyetik Faz (-2,2) fazı düzensiz fazdan ($M_A=M_B=0$ veya $M_A=M_B>0$) ikinci-derece faz geçiş çizgileri ile

ayrılmaktadır. Çizgiler H=0 değerinde ihtimaliyet değeri p'nin büyük değerlerinde daha büyük kritik sıcaklıklardan başlamaktadır ve H değer arttırıldıkça kritik sıcaklık değerleri azalmakta ve belirli bir H ve kritik sıcaklık T değerinde tüm çizgiler ilk kez buluşmaktadırlar. Manyetik alan H değeri arttıkça ikinci-derece faz geçiş çizgileri büyük p değerlri için daha çabuk bir şekilde T=0.0 noktasına aynı manyetik alan H=8.0 değerinde ulaşmaktadırlar. H=8.0 değeri modelin saf durumda (Erdinç *et. al.* 2006) elde edilen değer ile aynı değerdir.

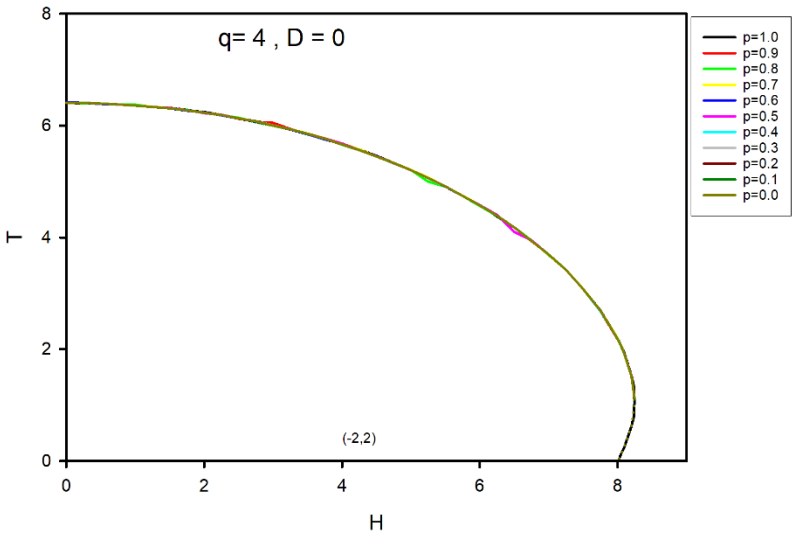


Şekil 4.3 Modelin D=1değeri için (H,T) düzleminde farklı ihtimaliyet değerleri için faz diyagramı

Ayrıca p=0.7 – p=0.0 aralığındaki değerleri için ikinci-derece faz dönüşüm çizgileri düşük kritik sıcaklık bölgesinde reentrant davranış sergilemektedirler. Bu ilginç davranış saf durum p=1 için mevcut değilken rastgele durumda ortaya çıkmıştır. Spin sistemlerinde reentrant davranış aşağıdaki gibi izah edilebilir. Yüksek sıcaklıkta entropi çok önemlidir ve ilişiksiz dalgalanmalar termodinamiği belirler. Yüksek sıcaklıkta sistem düzensiz fazdadır, ancak sistem uygulanan dış manyetik alan nedeniyle sistem düzenli bir faza sapma eğilimindedir. Sıcaklığın düşürülmesi ile hem enerji hem de entropi önem kazanmaya başlar ve ilişikli dalgalanmalar her iki fazın baskınlığını önemli ölçüde etkiler. Bu durumda sistem düzenli faza girer. En düşük sıcaklıklarda ise entropi yerine enerji

daha önem kazanır ve her iki fazın temel durum enerjisi hangi fazın daha baskın olacağını belirler. Bu durumda da sistem düzensiz faza girer (Hui 1988).

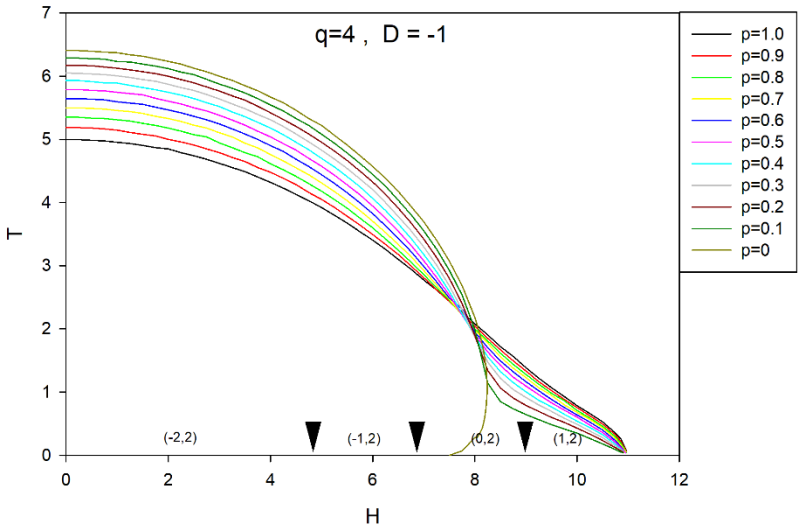
Bir diğer faz diyagramı ise D=0 seçilerek elde edilmiştir ve Şekil 4. 4' de gösterilmiştir. Tüm faz geçiş çizgileri tıpkı D=1 durumundaki gibi ikinci-derece çizgilerden oluşmaktadır ve antiferromanyetik (-2,2) fazını düzensiz fazdan ayırmaktadırlar ve düşük kritik sıcaklıklarda tüm ihtimaliyet değerleri için reentrant davranış sergilemktedirler. Şekilden de görüldüğü gibi tüm ihtimaliyet değerleri için faz geçiş çizgileri üst üste gelmektedirler. Bu beklenilen bir davranıştır. Çünkü D=0 olması demek modelimizin Hamiltonyen'inde sadece bilineer etkileşim parametresi J ve manyetik alan parametresi H' ın kalması demektir. Kristal alanın rastgele durumundan bahsedebilmemiz için kristal alanın sıfırdan farklı bir değer alması gereklidir.



Şekil 4.4 Modelin D=0değeri için (H,T) düzleminde farklı ihtimaliyet değerleri için faz diyagramı

Modelin Kristal alan D=-1 değeri için çizilen faz diyagramı ise şekil 4.5 de gösterilmiştir. Tüm ihitimaliyet p değerleri için faz geçiş çizgileri ikinci-derece çizgilerden oluşmaktadır. Kristal alanın negatif değerinin alınmasıyla birlikte daha önceki iki faz diyagramımızdan farklı (-1,2), (0,2), (1,2) faz konfigürasyonlarının ortaya çıktığı görülmektedir. Ratgele durum ve saf durum için bu faz konfigürasyonları aynı

olmaktadır. Şekillerdeki sıfır sıcaklıktaki küçük ters üçgenler bu faz konfigürasyonlarının birbirinden ayrıldığı manyetik alan değerini göstermektedir.

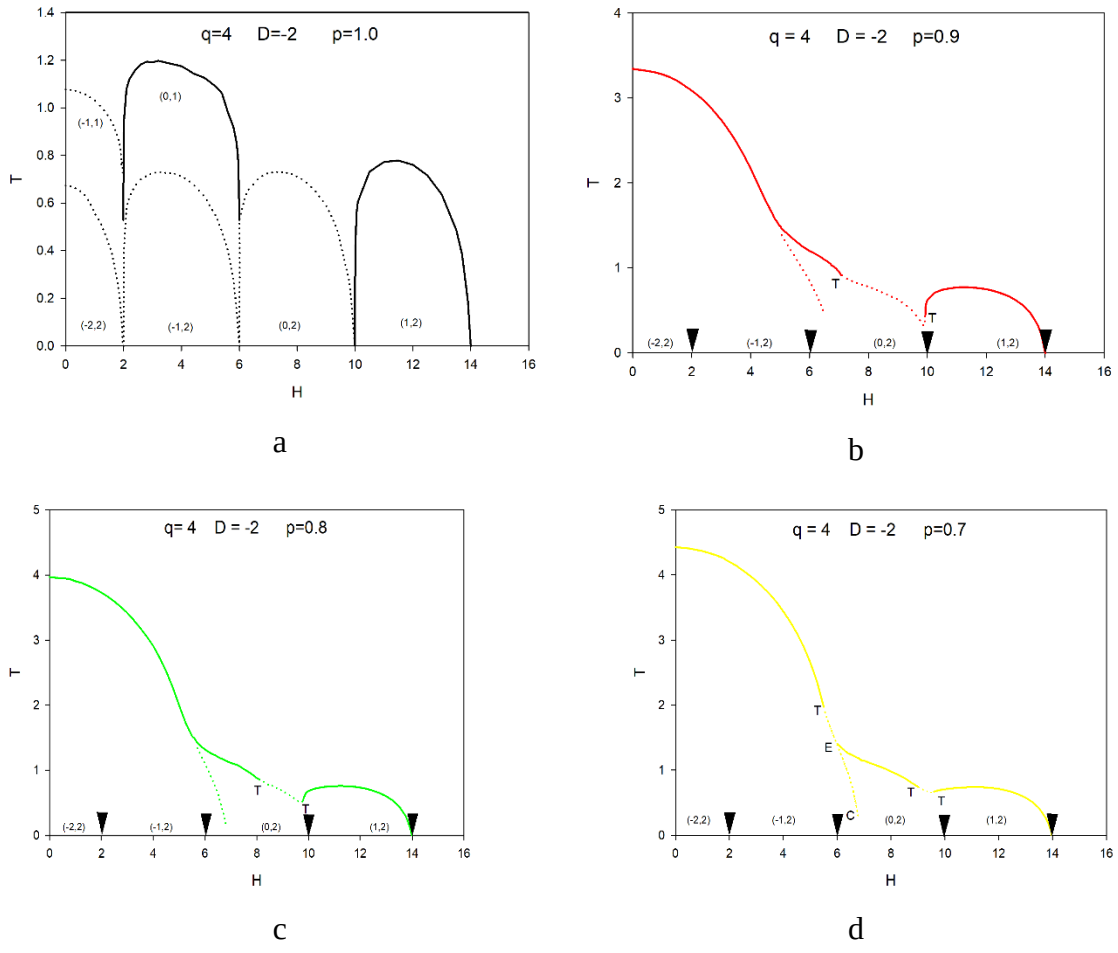


Şekil 4.5 Modelin D=-1 değeri için (H,T) düzleminde farklı ihtimaliyet değerleri için faz diyagramı

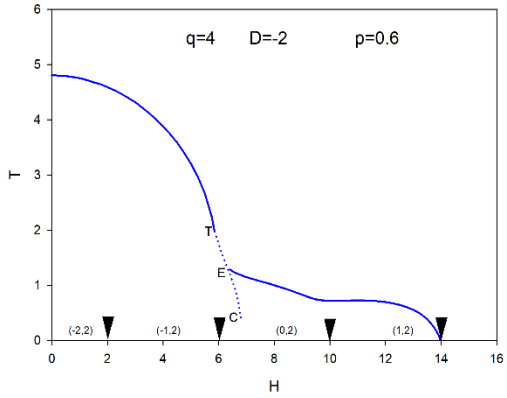
Faz konfigürasyonları hem rastgele durum hem de saf durum için T=0 sıcaklığında aynı kritik H manyetik alan değerlerinde birbirlerinden ayrılmıştır. İkinci-derece faz geçiş çizgileri H=0 değerinde ihtimaliyet değeri p'nin büyük değerlerinde daha küçük kritik sıcaklıklardan başlamaktadır ve H değeri arttırıldıkça kritik sıcaklık değerleri azalmakta ve p=0 hariç T=0.0 noktasına aynı manyetik alan H=11.0 değerinde ulaşmaktadırlar.

Modelin en kritik davranışlarının sergilendiği faz diyagramları ise şekil 4. 6 (a)-(k) da kristal alanın D=-2 değeri için farklı ihtimaliyet değerlerinde elde edilmiştir. Bu faz diyagramları arasında en fazla birinci-derece ve ikinci-derece faz geçiş çizgisi içeren en karmaşık faz diyagramı modelin saf durumu p=1.0 ihtimaliyetine karşılık gelen grafiktir. Bu faz diyagramı, Erdinç ve arkadaşları (Erdinç *et. al.* 2006) tarafından yapılan çalışmada elde edilmiştir. Araştırmacılar bu faz diyagramı ile ilgili detaylı açıklamaları ilgili çalışmada bulabilirler. Tez çalışmamızda ise kristal alanın Bethe Kafesi üzerinde örgü noktalarındaki spinlere rastgele olarak etki ettiği durum ele alınmaktadır. Dolaysıyla ihtimaliyet değerlerinin $0.1 \leq p \leq 0.9$ arasında hesaplanan faz diyagramları bu duruma karşılık gelmektedir. Özellikle kristal alanın D=-2 değeri için bu faz diyagramlarında

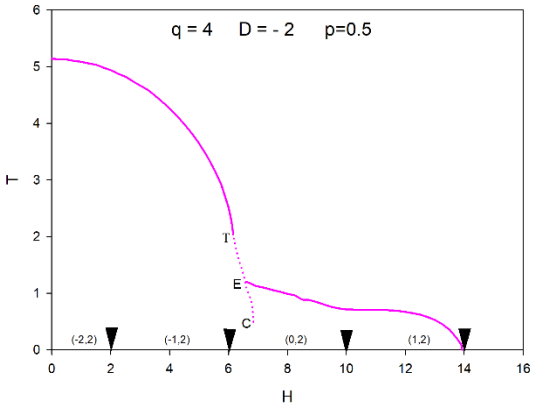
ilginç davranışlar görülmüştür. Manyetik alanın $0.0 \leq H \leq 2.0$ düşük değerlerinde, grafiklerdeki faz konfigürasyonları incelendiğinde rastgele durumda kristal alanın p ihtimaliyeti $0.1 \leq p \leq 0.9$ aralığında, şekil 4.6 (a) saf durumda ortaya çıkan (-1,1) antiferromanyetik faz konfigürasyonu görülmemektedir. Ayrıca saf durumda antiferromanyetik fazı (-2,2) bir diğer antiferromanyetik fazdan (-1,1) ve bu aynı fazı düzensiz fazdan ayıran birinci-derece faz geçiş çizgilerinin kaybolduğu ve rastgele durumu gösteren faz diyagramlarında ise sadece (-2,2) antiferromanyetik fazı düzensiz fazdan ayıran ikinci-derece faz geçiş çizgisinin ortaya çıktığı görülmektedir



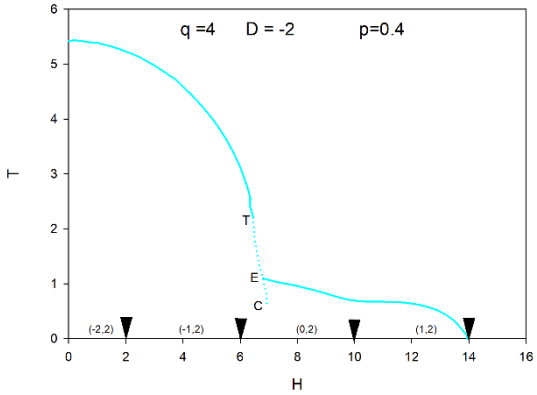
Şekil.4.6. Modelin D = -2 değeri için (H,T) düzleminde, a) p=1.0, b) p=0.9, c) p=0.8, d) p=0.7, e) p=0.6, f) p=0.5, g) p=0.4, h) p=0.3, i) p=0.2, j) p=0.1 ve k) p=0.0 için faz diyagramları



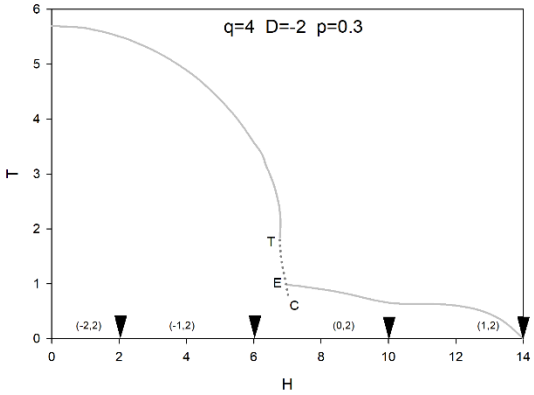
e



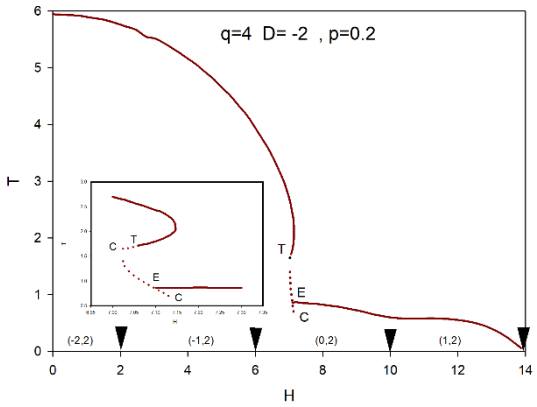
f



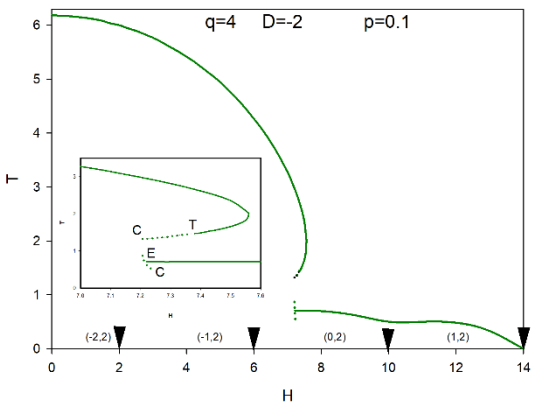
g



h

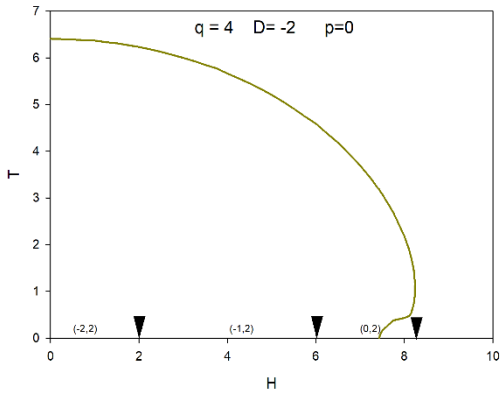


i



k

Şekil.4.6. Modelin D = -2 değeri için (H,T) düzleminde, a) p=1.0, b) p=0.9, c) p=0.8, d) p=0.7, e) p=0.6, f) p=0.5, g) p=0.4, h) p=0.3, i) p=0.2, j) p=0.1 ve k) p=0.0 için faz diyagramları (devam)

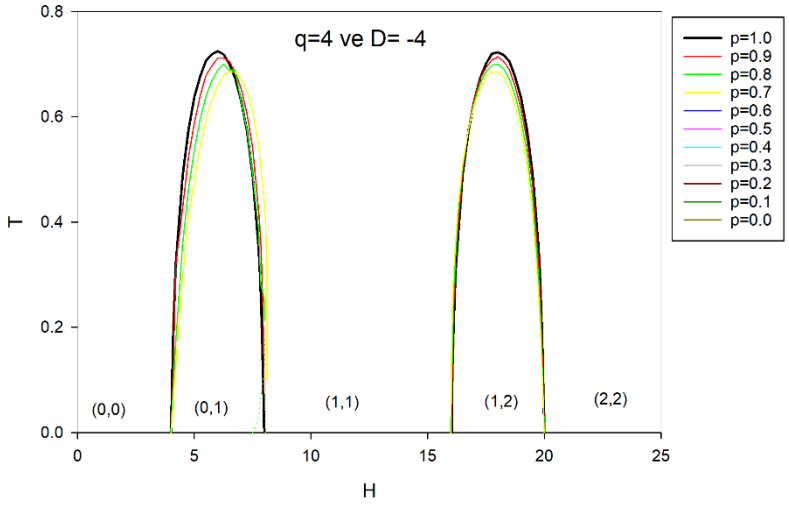


l

Şekil 4.6 Modelin D = -2 değeri için (H,T) düzleminde, a) p=1.0, b) p=0.9, c) p=0.8, d) p=0.7, e) p=0.6, f) p=0.5, g) p=0.4, h) p=0.3, i) p=0.2, j) p=0.1 ve k) p=0.0 için faz diyagramları . (devam)

Ayrıca ikinci-derece faz geçiş çizgileri, p ihtimaliyet değeri küçüldükçe daha büyük kritik sıcaklıklardan başlamaktadır. Manyetik alanın $2.0 \leq H \leq 7.0$ değerlerinde ise rastgele durumu içeren grafiklerde, manyetik olmayan (0,1) fazın kaybolduğu dolaysıyla saf durumda (0,1) fazı, antiferrimanyetik (-1,2) fazdan ayıran birinci-derece faz geçiş çizgisinin kaybolduğu görülmektedir. Ayrıca düşük sıcaklıklarda p=0.9 ve p=0.8 için bir tane birinci-derece faz geçiş çizgisinin ise belirli bir kritik sıcaklıkta başladığı ve belirli bir kritik sıcaklıkta son bulduğu görülmüştür. Yine aynı manyetik alanın $2.0 \leq H \leq 7.0$ aralığında ihtimaliyetlerin $0.3 \leq p \leq 0.7$ değerleri için ve manyetik alanın $2.0 \leq H \leq 7.4$ aralığında p=0.1 ve p=0.2 değerlerinde yüksek sıcaklık bölgesinde modelde belirli bir kritik sıcaklıkta üçlü kritik nokta (T) ortaya çıkmıştır. Öyle ki antiferrimanyetik (-1,2) fazdan düzensiz fazı ayırt eden ikinci derece faz geçiş çizgisi ile birinci derece faz geçiş çizgisi bu üçlü kritik noktada buluşmaktadırlar. Ayrıca bu bölgede ihtimaliyet değerleri p=0,1, 0.2 ve 0.3 için ikinci-derece faz geçiş çizgileri üçlü kritik nokta (T) den hemen önce reentrant davranış sergilemektedir. Manyetik alanın $2.0 \leq H \leq 7.0$ aralığında ihtimaliyet değerleri $0.3 \leq p \leq 0.7$ için bu birinci derece faz çizgisi bir başka kritik nokta olan kritik son noktaya (E) doğru uzanmakta ve belirli bir sıcaklıkta kritik bir noktada (C) son bulmaktadır. Burada kritik son noktaya (E) dikkat edilirse, birinci derece faz geçiş çizgileri üzerinde yeni bir ikinci-derece faz geçiş çizgisinin, tam kritik son noktasında (E) ortaya çıktığı görülebilir. Bu ilginç davranış üçlü kritik noktanın (T), kritik son nokta (E) ve kritik noktaya (C) ayrışması olarak adlandırılmaktadır ve antiferromanyetik spin

modellerinde ortaya çıkmaktadır. Araştırmacılar bu üçlü kritik noktanın, iki farklı kritik nokta olan kritik son nokta (E) ve kritik nokta (C) ye ayrışma (decomposition) davranışının örneklerini farklı çalışmalarda (Kimel *et. al*. 1992, Ekiz 2004, Kaman *et. al.* 2020, Albayrak 2021) bulabilirler. İhtimaliyet p değerleri p=0.2 ve 0.1 de ise üçlü kritik noktada başlayan birinci-derece faz geçiş çizginin belirli bir kritik sıcaklıkta son bulduğu ve bir diğer birinci-derece faz geçiş sıcaklığının belirli bir kritik sıcaklıktan başlayarak kritik son noktaya (C) uzandığı ve manyetik alanın $7.1 < H \leq 7.3$ değer aralığında üçlü kritik noktanın tekrar bir ayrışma davranışı sergilediği görülmektedir. Son olarak faz diyagramlarında manyetik alanın büyük değerlerine doğru gidildikçe $7.0 \leq H \leq 14.0$ değerlerinde p=0.9,0.8 ve 0.7 değerlerinde şekiller 4. (b), (c) ve (d) de, düzenli fazların düzensiz fazlardan hem ikinci-derece hem de birinci-derece faz geçiş çizgileri ile ayrıldığını görmekteyiz. Bu ihtimaliyet değerlerinde iki farklı kritik sıcaklık noktasında üçlü kritik noktaların ortaya çıktığını ve bu üçlü kritik noktalar arasında ki birinci-derece faz dönüşüm çizgisinin uzunluğu p değerlerinin azalmasıyla kısalmaktadır. Kalan ihtimaliyet $0.0 \leq p \leq 0.6$ değerlerinde ise bu bölgedeki birinci-derece faz geçiş çizgileri kaybolmakta ve düzenli fazlar ile düzensiz faz sadece ikinci-derece faz geçiş çizgisi ile ayırt edilirler. Rastgele kristal alan durumu $0.1 \leq p \leq 0.9$ için elde edilen tüm faz diyagramlarında ikinci-derece faz geçiş çizgileri hemen hemen H=14.0 değerinde sıfır sıcaklığına ulaşmaktadır. Şekil 4.6 (k) faz diyagramı ise p=0.0 durumuna karşılık gelmektedir ki kristal alanın kafes üzerindeki spinlere etkileşmediği manasına gelmektedir.



Şekil 4.7 Modelin D = -4 değeri için (H,T) düzleminde farklı ihtimaliyet değerleri için faz diyagramı

Modelimizin son faz diyagramı ise kristal alanın D=-4 değeri için farklı ihtimaliyet değerleri için şekil 4.7 de elde edilmiştir. Tıpkı saf durum p=1 deki gibi sadece (0,1) ve (1,2) faz konfigürasyonları için çözümler elde edilmiştir. Sadece ikinci-derece faz geçiş çizgileri ortaya çıkmaktadır ve bu kritik çizgiler düşük ve yüksek manyetik alan bölgelerinde iki farklı kapalı blok oluşturarak düzenli fazları düzensiz fazdan ayırmaktadırlar. Bu kapalı blokların pik noktaları aynı p değerleri için hemen hemen aynı değerde olmaktadır ve p değerlerinin azalmasıyla bu pik değerleri de azalmaktadır.

Bu son faz diyagramı ile birlikte rastgele kristal alan varlığında Antiferromanyetik Spin-2 BC modelinin en yakın komşu sayısı sayısı q=4 için faz diyagramları elde edilmiştir.

5. SONUÇ - ÖNERİLER

Bu çalışmada, Bethe Kafesi üzerinde rastgele kristal alan varlığında Antiferromanyetik Spin-2 BC modelde ortaya çıkan kritik davranışları araştırmak için Tam Tekrarlama Bağıntıları metodu vasıtasıyla q= 4 için modelin faz diyagramları tüm detayları ile çizilmiştir. Öncelikle Ising modelleri hakkında gerekli bilgiler ve bu modeller üzerine farklı çözüm metotları kullanılarak şimdiye kadar yapılan çalışmalar verildi. İlk olarak sistemin mıknatıslanma ifadelerinin elde edilmesi için gerekli olan tam tekrarlama bağıntıları elde edildi ve bu tekrarlama bağıntıları üzerinden kristal alanın rastgele hale getirilmesi için gerekli hesabın nasıl yapıldığı izah edildi. Alt örgü mıknatıslanmalarının tam tekrarlama bağıntıları terim ifadeleri uzun hesaplar sonunda elde edildi. Elde edilen bu ifadeler nümerik olarak İterasyon metodu kullanılarak bir bilgisayar programlama dili vasıtasıyla çözüldü. Elde edilen veriler ile modelin düzen parametreleri mıknatıslanma eğrilerinin sıcaklıkla değişimleri araştırıldı. Faz geçişlerinin derecesini anlamak için bu sıcaklık mıknatıslanma diyagramları kullanıldı. Daha sonra ise p=1.0 a karşılık gelen modelin saf durumunda yapılan çalışmada ortaya konulan kritik kristal alan değerleri alınarak modelin sonlu sıcaklık faz diyagramları (H, T) düzleminde kristal alanın rastgele durumu için $0.1 \leq p \leq 0.9$ ihtimaliyetleri aralığında q=4 için elde edildi. Saf durumda ortaya çıkan kritik davranışların, rastgele durumdan nasıl etkilendiği incelenmiştir. Elde edilen sonuçlar aşağıda kısaca verilmiştir.

i- Model kristal alanın pozitif değerlerinde, hemen hemen yaklaşık D=-2 değerine kadar ve D<-2 değerlerinde tüm ihtimaliyet değerleri için, aynen rastgele olmayan durumda olduğu gibi sadece ikinci-derece faz geçişi sergilemektedir.

ii- D=1 için rastgele olmayan durumda, ikinci-derece faz geçiş çizgilerinde herhangi bir reentrant davranış görülmez iken, rastgele durumda ihtimaliyet değerleri $0.0 \leq p \leq 0.7$ için reentrant davranış görülmüştür. İhtimaliyet değerleri azaldıkça bu reentrant davranış daha güçlü bir şekilde görülmüştür. Ayrıca D=0 değerinde ise saf durum ve rastgele durum için kritik çizgilerde reentrant davranış gözlemlenmiştir.

iii- Kristal alanın, D=-2 değerinde saf durumda düşük manyetik alan değerlerinde ortaya çıkan birinci-derece faz geçiş çizgileri rastgele durumda kaybolmuştur ve rastgele durumda ikinci-derece faz geçiş çizgileri ortaya çıkmıştır.

iv- Düşük manyetik alan değerlerinde, saf durumda D=-2 değerinde faz diyagramlarında ortaya çıkan antiferromanyetik (-1,1) faz ve manyetik olmayan (0,1) faz, rastgele durumdaki faz diyagramlarında görülmemiştir. Kristal alanın rastgele hale getirilmesi spin değerlerinin daha düşük değerlere gitmesini önlemiştir.

v- Kristal alanın D=-2 değerinde rastgele durumda üçlükritik noktanın (T), kritik son nokta (E) ve kritik nokta (C) ye ayrışması olayı çeşitli p değerleri için ortaya çıkmıştır. Öyle ki bu durum antiferromanyetik etkileşimli spin sistemlerinde ilgi çekici bir kritik davranıştır.

vi- Ayrıca kristal alanın D=-2 değerinde p=0.1,0.2 ve 0.3 değerlerinde ikinci-derece faz dönüşüm çizgileri üçlü kritik nokta civarında reentrant davranış sergilemiştir. Bu durum rastgele olmayan durumda mevcut değildir.

Son söz olarak bu tez çalışmasında elde edilen sonuçlar ilk kez elde edilmiştir. Dolayısıyla, elde ettiğimiz sonuçların tez çalışmamızda sunulan modeli farklı metotlar vasıtasıyla araştıracak olan araştırmacılara ve Antiferromanyetik Spin-2 BC modelin Hamiltonyen' in de yer alan etkileşim parametrelerine rastgeleliğin katılması ile modeli daha da geliştiren araştırmacılara yol göstereceğini umuyorum.

KAYNAKLAR

Akıncı, Ümit. 2016. Crystal field dilution in S-1 Blume Capel model: Hysteresis behaviors. Physics Letters A, 380:1352-1357.

Albayrak , Erhan ve Akkaya, Şeyma. 2009. Crystal field effects on a spin-1 Ising model with AFM–AFM interactions on a two-layer Bethe lattice. Physica Scr, 79:065005.

Albayrak , Erhan. 2011. The spin-1 Blume–Capel model with random crystal field on the Bethe lattice. Physica A: Statistical Mechanics and its Applications, 390: 1529-1533.

Albayrak , Erhan. 2019. Isothermal Entropy Change for the Spin-1 Blume-Capel Model on the Bethe Lattice, 58:4111-4118.

Albayrak , Erhan. 2021. Random crystal field effects on antiferromagnetic spin-1 Blume-Capel model. Modern Physics Letters B, 35: 2150286.

Alexandros ,Vasilopoulos. Vatansever, Zeynep Demir.- Vatansever, Erol. and Nikolaos G. Fytas. 2021. Monte Carlo study of the two-dimensional kinetic Blume-Capel model in a quenched random crystal field. Phys. Rev. E, 104: 024108.

Argın, Kamil ve Canko, Osman. 2011. Blume–Capel model on the antiferromagnetic fcc lattice. Physica A, 391 : 2556–2563.

Arizmendi, C.M. 1986. Ferromagnetic and Antiferromagnetic Properties of the Blume-Capel Model in (1 + 1) and (2 + 1) Dimensions. Z. Phys. B - Condensed Matter 64: 231-235.

Aydıner, Ekrem. Akyüz, Cenk. Gönülol, Meltem. ve Polat, Hamza. 2006. Magnetization and Quadrupolar Plateaus in the One-Dimensional Antiferromagnetic Spin-3/2 and Spin-2 Blume–Capel model. phys. stat. sol. (b) 243, 12: 2901–2912.

Bahmad , L. Benypussef, A. ve El Kenz, A. 2007. Effects of Random Crystal Fieldon the Spin 2 Blume-Capel model. Physical Review B, 76: 094412.

Balcerzak, T ve Tucker, J.W. 2004. The spin 1 Blume Capel model with RKKY interactions. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 278: 87–95.

Belanger, D.P. 2000. Experimental Characterization of the Ising Model in Disordered Antiferromagnets, 30: 682-690.

Blume, M. 1966 . Theory of the First-Order Magnetic Phase Change in UO2. Physical Review, 141(2): 517.

Borodikhin, V.N. Dimitriev, D.V. ve Prudnikov , V. 2004. Investigation of The Disordered Antiferromagnetcising Model With the Effects of Random magnetic Fields. Russian Physics Journal, 5: 534-538.

Boughara , M. Kerouad, M ve Zaim, A. 2016. A Monte Carlo study of the Blume-Capel thin film in the presence of a random crystal field. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 410: 218-222.

Branco, N.S. ve Boechat, B. 1997. Real-space renormalization-group study of the two-dimensional Blume-Capel model with a random crystal field. Physical Review B, 56:11673-11677.

Branco , N.S 1999. Blume-Emery-Griffiths model in a random crystal field. Physical Review B ,60: 1033-1037.

Burkhardt , T.W ve Knops, H.J.F. 1977. Renormalization-group results for the Blume-Capel model in two and three dimensions. Physical Review B, 15:1602-1605.

Buzano, Carla ve Pelizzola , A. 1995. New topologies in the phase diagram of the semi-infinite Blume-Capel model. Physica A, 216: 158-168.

Capel, H. W. On the possibility of first-order phase transitions in Ising systems of triplet ions with zero-field splitting. Physica , 32.5 : 966-988.

Carvalho,D.C. ve Plascak,J.A . 2015. Spin-1 Blume- Capel Model in transverse crystal field: An improved variational approach. Physica A, 432:240-256.

Costabile, Emanuel. Amazonas, M. Roberto Viana, J. ve Ricardo de Souza, J. 2012. Study of the first-order transition in the spin-1 Blume–Capel model by using effective-field theory. Physics Letters A, 376 : 2922–2925.

Du , A. Yü, Y.Q ve Liu, H.J. 2003. Expanded Bethe–Peierls approximation for the Blume–Capel model. Physica A, 320 : 387 – 397.

Ekiz, C. 2004. Bethe lattice consideration of the antiferromagnetic spin-1 Ising model. Physics Letters A, 324 : 114–119.

Ekiz, C. ve ÖnderIşık, N. 2021. Reentrant Phase Transitions in the Blume-Capel Antiferromagnet on a Recursive Lattice. Journal of Superconductivity and Novel Magnetism , 34:3037–3043.

El Yadari, M. Benayad, M.R. Benyoussef, A. ve El Kenz, A. 2010. Effects of random-crystal-field on the kinetic Blume Capel model. Physica A, 389 : 4677_4687.

Erdinç, A. Canko,O. ve Albayrak, E. 2006. The spin-2 antiferromagnet on the Bethe lattice. Eur. Phys. Journal B, **52**: 521–529 .

Fischer, Daniel. Geoffrey , M.G. ve Khurana, A. 1988. Theory of Random magnets. Physics Today, American Institute of Physics, pp. 56-67.

Ghulghazaryan, R.G. Sargsyan, K. G. ve Ananikian, N. S. 2007. Partition function zeros of the one-dimensional Blume-Capel model in transfer matrix formalism. Physical Review E , 76: 021104 .

Guo, Yang.Ping. Zhong Qiang Liu, Yu-Liang X. ve Xiang Mu Kong. 2016. Exactly solvable antiferromagnetic Blume-Capel model on a sawtooth chain. Physical Review E, 93: 052151.

Gülpınar, G. ve Vatansever, E. 2012. Effects of the Quenched Random Crystal Field on the Dynamic Spin-1 Blume-Capel Model. J Stat Phys , 146:787–799.

Gülpınar, G. Erdem, R. ve Ağartıoğlu, M. 2017. Critical and multicritical behaviors of static and complex magnetic susceptibilities for the mean-field Blume-Capel model with a random crystal field. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 439 : 44–52.

Hachem, N. Lafhal, A. Zahir, H. El Bouziani, M. ve Madani , M. 2017. The spin-2 Blume-Capel model by position space renormalization group. Superlattices and Microstructures ,111: 927-937.

Hontinfinde, F. Bekhechi, S. ve Ferrando, R. 2000. The kinetic spin-1 Blume-Capel model with competing Dynamics. Eur. Phys. J. B , 16: 681-686.

Hoston, W. ve Berker,A.N. 1991. Multicritical Phase Diagrams of the Blume-Emery-Gri5ths Model with Repulsive Biquadratic Coupling. Physical Review Letters, 67 :1027-1030.

Hui,K. 1988. Reentrant Behavior of an in-plane Antiferromagnet in a Magnetic Field. Physical Reviev B, 38:802-804.

Hummel, Rolf E. 2011. Electronic Properties of Materials, 4th Edition, Ny:Springer Science + Business Media, Newyork.

Hwang, Chi. Park, S. ve Kwak, W. 2016. Study of the Antiferromagnetic Blume-Capel Model on kagomé Lattice. Journal of Physics: Conference Series, 750:012016.

Ising, Ernst. 1924. Beitrag zur Theorie des Ferromagnetismus . Von Ernst Ising in Hamburg, pp. 253-258.

Iwasaki, Y. *et. al.* 2020. Magnetic Properties of a Spin-2 Antiferromagnet with Metal-radical Hybrid Spins. Physical Reviev B, 101:174412.

Iwashita,T . Satou, R. Imada, T. ve Idogaki, T. 2000. Magnetization and ground state spin structures of Ising spin system with biquadratic exchange interaction. Physica B, 284-288 : 1203-1204.

Jabar, A ve Masrour ,R. 2018. Magnetic Properties of Simplest Pure Husimi Lattice:

a Monte Carlo Study. Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, 31:4185–4190.

Jiang, W. Wei, G.Z. ve Xin, Z.H. 2000. Phase Diagram and Tricritical Behavior of spin-2 Ising model With Transverse Crystal Field. Phys. stats. Sol. (b) 221:759-765.

Johannes, Z. et.al. 2017. Scaling and Universality in the Phase Diagram of the 2D Blume-Capel Model. Eur. Phys. J. Special Topics ,226:789-804.

Kaman, R. Yiğit, A. ve Albayrak, E. 2020. Antiferromagnetic Spin-3/2 Ising Model Under the Influence of Random Crystal Field. Brazilian Journal of Physics, 50:245–253.

Kaneyoshi, T. Tucker, J.W and Mascaur, M. 1992. Differential operator technique for higher spin problems. Physica A, 186: 495-512.

Kim, S.Y. Kwak , W. 2014. Study of the Antiferromagnetic Blume-Capel Model by Using the Partition Function Zeros in the Complex Temperature Plane. Journal of the Korean Physical Society, pp. 436∼440.

Kimel, J.D. Black, S. Carter, P. ve Wang, Y.L. 1987. Monte Carlo study of the antiferromagnetic two-dimensional Blume-Capel model. Physical Reviev B , 35: 3347-.3353.

Kimel, J.D. Rickwold, P. ve Wang, Y.L. 1992. Phase diagram for the antiferromagnetic Blume-Capel model near tricriticality. Physical Reviev B , 45:7237-7243.

Kinzel, W. ve Schick, M. 1981.Phenomenological scaling approach to the triangular Ising antiferromagnet. Physical Reviev B , 23:3435-3441.

Lara, D. P. ve Plascak, J.A. 1998. General spin Ising model with diluted and random crystal field in the pair approximation. Physica A, 260 : 443-454.

Maritan, A. Cieplak, M. Swift, M.R. Toigo, F. ve Banavar, J. 1992. Random-Anisotropy Blume-Emery-Griffiths Model. Physical Reviev Letters. , 69:221-224.

Mathoniere, C. Nuttal, C.J. Carling, S.G. ve Day, Peter. 1996. Ferrimagnetic Mixed-Valency and Mixed-Metal Tris(oxalato)iron(III) Compounds: Synthesis, Structure, and Magnetism. American Chemical Society, 35:1201-1206.

Milan, Z. ve Bobak,A. 2013. Critical Properties of a Spin-1 Triangular Lattice Ising Antiferromagnet, Journal of Korean Physical Society , 62: 1495-1498.

Niggemann, H. Klümper. ve Zittartz, J. 1999. Ground state phase diagram of a spin-2 antiferromagnet on the square lattice. Eur. Phys. J. B, 13: 15-19.

Olejnik,K. Schuler, X. Marti, V. Nova´k, Z. Kasˇpar, P. Wadley, R.P. Campion, K.W. Edmonds , B.L. Gallagher, J. Garces, M. Baumgartner, P. Gambardella ve T. Jungwirth. 2017. Antiferromagnetic CuMnAs multi-level memory cell with microelectronic compatibility. Nature Communications. Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, 8:15434.

Pal,S. 2020. The Ising Model: Brief Introduction and Its Application. Solid State Physics - Metastable, Spintronics Materials and Mechanics of Deformable. 71210.

Pawlowski, G. 2005. Multiphase structure of finite-temperature phase diagram of the Blume–Capel model. Wang–Landau sampling method. phys. stat. sol. (b) 243: 331–334.

Pawlowski, G. 2009. Percolation properties of the antiferromagnetic Blume_Capel model in the presence of a magnetic field. Physica A, 388 : 1111-1119.

Plascak, J.A. – Moreira, J.G. ve Barreto, F.C. 1993. Mean field solution of the general spin Blume-Capel model. Physics Letters A: 173: 360-364.

Polat, H. – Akıncı, Ü. ve Sökmen, İ. 2003. A method for phase diagrams of spin-1 Ising ferromagnetic systems. stat. sol. (b), 240: 189–200.

Puha,I ve Diep,H.T . 2001. Random-Bond and Random-Anisotopry Effects in the phase Diagram of the Blume-Capel Model. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 224 :85-92.

Saito, Y. 1981. Spin1 antiferromagnetic Ising model. I. Bulk phase diagram for a binary alloy. The Journal of Chemical Physics ,74: 713.

Salmon, O. Soussa, J.R. ve Neto, M. 2015. Phase diagrams of a spin-1 Ising system with competing short- and long-range interactions. Physical Review E , 92: 032120.

Saul, D.M. ve Wortis, Michael. 1974. Tricritical behavior of the Blume-Capel model. Physcial Review B, 9:4964-4980.

Spaldin, N. 2003. Magnetic Materials Fundementals and Device Applications. Cambridge , United Kingdom, 73:5485.

Stauffer, D. 2008. Social applications of two-dimensional Ising models. Am. J. Phys. ,76:470 .

Sznajd, J. 2002. Renormalization-group approach to weakly interacting spin chains. Physical Review B , 66: 104420.

Temizer Ümüt.- Yarar, Semih. ve Tülek Mesimi. 2016. The dynamic critical properties of the spin-2 Ising model on a bilayer square lattice. Physica A ,450: 369–384.

Wang, Y.L. ve Kimel, J.D. 1991. Multicritical behavior in the antiferromagnetic Blume–Capel model. Journal of Applied Physics, 69: 6176 .

Wang, Y.Y- Song, C. Zhang, J.Y. ve Pan, F. 2017. Spintronic materials and devices based on antiferromagnetic metals. Progress in Natural Science: Materials International , 27 : 208–216.

Wentwoth, Christopher. 1993. The antiferromagnetic Ising model in a magnetic field: Linked-cluster expansion analysis. Article in Journal of Applied Physics, 73:5485.

Yang, L.P. ve Xie, Z.Y. 2016. Tensor Renormalization Group Study of the General Spin-S Blume–Capel Model. Journal of the Physical Society of Japan, 85:104602 .

Yessoufou, R., Kpadonou, A., Seto, G. ve Albayrak, E. 2022. Random Crystal and Magnetic Field Effects on Hysteresis Loops and Phase Transition of Blume–Capel Model in Cluster Variation Method. Acta Physica Polonica A , 141: 634-641.

Yiğit , A. 2012. Phase diagrams of the spin-2 Ising model in the presence of a quenched diluted crystal field distribution. Chinese Physics B. 21:110503.

Youjin,D. - Guo, W. Blöte ve Henk. 2005. Percolation between vacancies in the two-dimensional Blume-Capel model. Physical Review E ,72: 016101.

Yung,L.W. ve Rauchwarger,K . 1976. Multicritical behavior in an Ising Antiferromagnet with zero splitting. Physicis Letters, 59: 73-74.

Yüksel, Yusuf. Akıncı , Ü. ve Polçat, H. 2012. Critical behavior and phase diagrams of a spin-1 Blume–Capel model with random crystal field interactions: An effective field theory analysis. Physica A, 391: 2819–2832.

Zukovic, M. ve Bobak ,A. 2013. Critical Properties of a Spin-1 Triangular Lattice Ising Antiferromagnet. Journal of the Korean Physical Society, 62: 1495-1498.

ÖZGEÇMİŞ

Kişisel Bilgiler

Adı ve Soyadı : İrfan MAHMUT

Eğitim

Yüksek Lisans	Çankırı Karatekin Üniversitesi Fen Bilimleri Enstitüsü Fizik Anabilim Dalı	2022-Halen
Lisans	Orta Doğu Teknik Üniversitesi Eğitim Fakültesi Fizik Öğretmenliği Bölümü	1990-1995

İş Deneyimi

Yıl	**Kurum**	**Görev**
1995-Halen	MEB	Fizik Öğretmeni