

YAQIN VA UCHINCHI QO'SHNILAR O'ZARO TA'SIRI ORQALI ANIQLANGAN 1-D
IZING MODELING FAZAVIY DIAGRAMMASI

Nosir Nabiyevich G'anixodjayev

*V.I.Romanovskiy nomidagi Matematika
instituti laboratoriya mudiri*

Umarov Jahongir Sayfullajon o'g'li

*Mirzo Ulug'bek nomidagi O'zbekiston Milliy universiteti Fizika fakulteti
Nazariy fizika kafedrası Matematika fizika yunalishi 2-kurs magistr talabasi*

Samiyeva Fayoza Sadullo qizi

*Mirzo Ulug'bek nomidagi O'zbekiston Milliy universiteti Fizika fakulteti
Nazariy fizika kafedrası Matematika fizika yunalishi 2-kurs magistr talabasi*

Raqobat qiluvchi eng yaqin qo'shni va keyingi eng yaqin qo'shni o'zaro ta'sirga ega tizim Kayli daraxtida ko'rib chiqiladi. Faza diagrammasi davriy panjaralardagi o'xshash modellar uchun topilgan modulyatsiyalangan fazani o'z ichiga oladi, lekin ko'p kritik Lifshitz nuqtasi nol haroratda. To'lqin vektorining modulyatsiyalangan fazadagi harorat bilan o'zgarishi batafsil o'rganiladi, u nomutanosib hududlar ("to'liq bo'lmagan shayton zinapoyasi") orasidagi tor mutanosib qadamlarni ko'rsatadi. Turli o'tishlar yaqinidagi kogerentlik uzunligining harakati ham tahlil qilinadi.

Kirish

Raqobatbardosh o'zaro ta'sirlarning mavjudligi magnit tizimlardagi turli xil asl hodisalarning markazida yotadi, ular ko'plab tartibsiz materiallarda topilgan shpin-shisha o'tishlaridan tortib cheksiz sonli mutanosib hududlarga ega modulyatsiyalangan fazalargacha. davriy o'zaro ta'sirga ega bo'lgan ba'zi modellarda . Ushbu muammolar uchun umumiy bo'lgan ajoyib xususiyat bu o'rtacha maydon nazariyasi darajasida allaqachon duch kelgan boylik va murakkablikdir. Bu ferromagnitizm kabi odatiy muammolar uchun vaziyatdan keskin farq qiladi, bu erda o'rtacha maydon nazariyasi to'g'ridan- to'g'ri va qiyinchiliklar etarli darajada yuqori bo'shliq o'lchovlari uchun ahamiyatsiz bo'lgan tebranishlardan kelib chiqadi. "Frustatsiya" effektlari paydo bo'lganda, oddiy molekulyar- maydon g'oyalarini to'g'ridan- to'g'ri transpozitsiya qilish etarli emasligini isbotlaydi va hatto cheksiz o'lchov chegarasida aniq bo'ladigan nazariyani qanday qurish mumkinligi ham aniq emas. "Yaxshi" o'rtacha maydon nazariyasining ta'rifi va uning to'liq echimi keyinchalik asosiy bosqichlarga aylanadi. Ko'rib chiqilgan muammoga qarab, bir nechta yondashuvlar mumkin. Masalan, Spin ko'zoynaklarining Sherrington- Kirkpatrick modelida cheksiz o'zaro ta'sir diapazonining chegarasi ko'rib chiqiladi. Shunday ta'riflangan nazariyani hal qilish qiyin bo'lib qolmoqda, lekin ko'plab kutilmagan xususiyatlarni ko'rsatadi va u spin ko'zoynaklari ustida ishlashda markaziy rol o'ynaydi. Yana bir qiziqarli misol ANNNI (Axial NextNearest- Neighbour Ising) modeli tomonidan keltirilgan bo'lib, u CeSb kabi

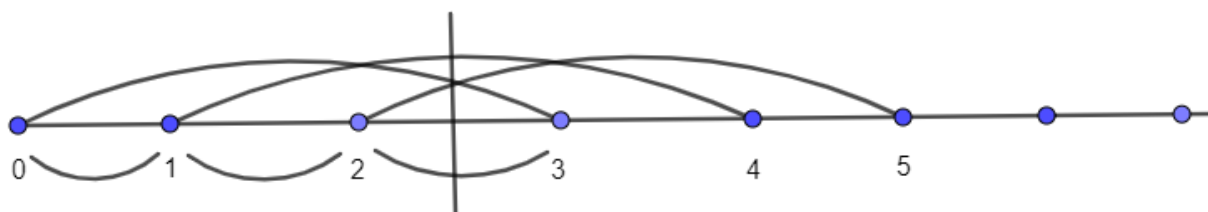
materiallar bilan bog'liq holda ko'p o'rganilgan, bu erda turli belgilarning o'zaro ta'siri bir yo'nalish bo'ylab qarama- qarshi bo'ladi. Odatda o'rtacha maydon tenglamalarini yozishda magnitlanish faqat shu yo'nalish bo'ylab o'zgaradi deb taxmin qilinadi. Shundan so'ng, to'liq vektorning haroratga bog'liq bo'lgan "shayton zinapoyasi" xatti-harakati ekanligini aniqlaydi, ya'ni. qadamlarning cheksizligi shundayki, har qanday ikki qadam boshqa qadam bilan ajratiladi. Ushbu hisob magnit tekisliklar orasidagi ba'zi bilvosita o'zaro ta'sirlarni e'tiborsiz qoldiradi va ularni hisobga olgan holda "zararsiz zinapoya" ni oladi . Cheklangan zichlikka ega bo'lgan qadamlar ketmaketligi, faqat alohida nuqtalardan tashqari. Har holda, bashorat qilingan faza diagrammasi juda boy va uning keng xususiyatlari uch o'lchovli shaklda saqlanib qoladi. hisob-kitoblar . Bu so'zlar Cayley daraxtlariga raqobat ta'sirini o'rganish uchun kuchli turtki beradi. Darhaqiqat, ko'p muammolarni hal qilish oddiy panjaraga qaraganda daraxtda ancha sodda va standart BethePeierls nazariyasiga ekvivalentdir . Perkolatsiya uchun daraxt yondashuvi "o'rtacha maydon" natijalarini olishning eng to'g'ridan- to'g'ri usulidir va u o'zaro bog'liq perkolatsiya kabi bog'liq muammolarga osongina umumlashtiriladi. Xafagarchilik 1 uchun, bu yo'nalishda kam ish qilingan ko'rinadi, chunkiBir vaqtning o'zida tartibsizlik va raqobat ta'sirining mavjudligi umumiy muammoni juda murakkab qiladi (esda tutingki, tasodifiy belgili bog'langan oddiy Kayli daraxti umidsizlikka tushmaydi , chunki u yopiq tsikllarni o'z ichiga olmaydi). Ushbu maqola a ni o'rganishga bag'ishlangan ANNNI modelining Kayli daraxtidagi hamkasbi bo'lgan, umidsizlikka uchragan, ammo aloqalar buzilishisiz oddiy model. Fazalar diagrammasi olinadi, uning eng yorqin xususiyati nol haroratda ko'p kritik nuqtaning mavjudligi bo'lib, bu erda to'rtta faza uchrashadi: ferromagnit, paramagnit, modulyatsiyalangan va (+ +) davriylikka ega antiferromagnit. Modulyatsiyalangan faza to'liq vektor haroratga qarab o'zgarib turadigan nomutanosib hududlarni ham, u belgilangan qiymatga bog'langan mutanosib qadamlarni ham o'z ichiga oladi, lekin uzluksiz sakrashlar kuzatilmaydi, bu "to'liq bo'lmagan shayton zinapoyasi" holatiga to'g'ri keladi . Ushbu natijalar ANNNI modelining o'rtacha maydon nazariyalarida olingan natijalardan farq qiladi, ammo hozirgi model aslida barcha yo'nalishlarda raqobatdosh o'zaro ta'sirga ega tizimga o'xshaydi, chunki daraxtda hech qanday yo'nalish imtiyozli emas. Bunday izotropik Ising tizimlari uchun ko'p kritik nuqta to'rt o'lchov ostida nol haroratgacha tushirilishi kutilmoqda . Daraxtdagi yechim, masalan, Monte- Karlo simulyatsiyalaridan foydalangan holda, uch o'lchovli vaziyatning foydali sifat tavsifini beradimi yoki yo'qligini bilish juda qiziq bo'lar edi . Nihoyat, yechim texnikasi qiziqishsiz emas. Bu chiziqli bo'lmagan takroriy tenglamalar tizimini o'rganishni o'z ichiga oladi va hozirda shunga o'xshash tizimlar ko'plab sohalarda paydo bo'lishi va turli xil ajoyib xususiyatlarni namoyish etishi tan olingan. Shunga o'xshash yondashuv yaqinda ANNNI o'rtacha maydon tenglamalarini taxminiy davolash uchun ishlatilgan . va to'liq bo'lmagan shaytonning narvon rejimi ham topilgan. Daraxtlar ustidagi modellarning afzalligi shundaki, hech qanday taxmin qilish shart emas va

hisob- kitoblar yuqori aniqlik bilan amalga oshirilishi mumkin. Ushbu modellarning ba'zilar o'tish davridagi intervalgacha hodisalarni ko'rsatishi mumkin yoki tartibsizlikka olib keladigan davrning ikki baravar ko'payishi ketma- ketligini ko'rsatishi va shunga o'xshash xususiyatlarga ega bo'lgan yanada real tizimlarni ochishga yordam berishi mumkin, deb taxmin qilish jozibali.

Yaqin va uchinchi qo'shnilar o'zaro ta'siri orqali aniqlangan

1-D Izing modeling fazaviy diagrammasi

1-D o'lchovli modeldagi raqobatdosh eng yaqin qo'shni va keyingi eng yaqin qushni o'zaro ta'sirga ega tizim ko'rib chiqamiz. Faza diagrammasi davriy panjaralardagi o'xshash modellar uchun topilgan modulyatsiyalangan fazani o'z ichiga oladi. Ko'rilayotgan 1-D o'lchovli modelda:



$\lambda_n = 0, 1, 2, 3, 4, \dots, n$ Chekli;

$\lambda_n^c = [n+1, n+2, n+3, \dots]$ Cheksiz to'ldirma;

$\sigma_n : \lambda_n \rightarrow \pm 1$ dagi konfiguratsiya;

Chegaraviy shart $\sigma_n : \lambda_n^c \rightarrow \pm 1$;

$J_1 : < i, i + 1 >$ Ikki yaqin qo'shni o'zaro ta'siri

$J_3 : > i, i + 3 <$ Uchinchi qo'shni o'zaro ta'siri

$\Omega_n \rightarrow \Lambda_n$ dagi barcha konfiguratsiyalar to'plami;

$|X_n| = n + 1$;

$\Omega_n = 2n+1$;

Asosiy tenglamalar

Standart yondashuv N- avlod daraxtining bo'linish funksiyasini (N-1) avlodlarni o'z ichiga olgan quyi tizimlarning bo'linish funksiyalariga bog'liq bo'lgan takrorlanish tenglamalarini yozishdan iborat. Biror kishi daraxtni teskari yo'nalishda, uning yuzasidan boshlanib, ildiziga qarab quradi. Er yuzasida birinchi avlod uchun dastlabki shartlar berilishi kerak va takrorlanish tenglamalari ularning ta'siri daraxt bo'ylab qanday tarqalishini ko'rsatadi. Etarlicha katta tizim uchun faqat eng tez o'sib borayotgan shartlarni hisobga olish kerak. Bu sxemani biroz umumlashtirish kerak, chunki har bir avlod oldingi ikkita avlod bilan bog'langan. Keyin takrorlanish ikki ketma- ket avlodda aylanishlarning barcha mumkin bo'lgan konfiguratsiyasi uchun qisman bo'linish funksiyalariga ta'sir qiladi. Masalan, N avlod daraxtining bolinish funksiyasi bolib, bunda oxirgi avloddagi spin yuqoriga, oldingi avloddagi ikkita spin pastga tushadi. Aniqrog'i sakkiz xil Z bor, hisobga olish kerak. Odatda daraxtlardagi modellar uchun qilinganidek, turli novdalar ekvivalent deb taxmin qilish oqilona.

Bu turli xil konfiguratsiyalar sonini oltitaga qisqartiradi, chunki Z(+ -) va Z(+ +) misol uchun tengdir. Shuni ta'kidlash kerakki, bu taxmin, hatto davriy bo'lsa ham,

buzilgan tizimlar uchun mutlaqo haqiqiy emas. Ba’zi modellarda chegara sharoitida zaif bir xillik ichki qismda kuchayishi mumkin . Bu erda bir jinsli eritma boy faza diagrammasini ko’rsatadi va uning bir jinsli tebranishlarga nisbatan barqarorligini o’rganish hali ham bajarilmagan og’ir vazifadir. Qaytalanish tizimini aniq yozish uchun qisqaroq belgidan foydalanish qulay:

$$Z_n^{+++} = z_1;$$

$$Z_n^{++-} = z_2;$$

$$Z_n^{+-+} = z_3;$$

$$Z_n^{+--} = z_4;$$

$$Z_n^{-++} = z_5;$$

$$Z_n^{-+-} = z_6;$$

$$Z_n^{--+} = z_7;$$

$$Z_n^{---} = z_8;$$

Boshlang’ich (z'_1, \dots) o’zgaruvchilar (Z_{n+1}) ga mos keladi va o’zaro ta’sirlar parametrlar orqali namoyon bo’ladi. quyidagicha belgilab olamiz:

$$a = \exp(J_1/T), b = \exp(J_3/T)$$

$$z'_1 = abz_1 + ab^{-1} z_2$$

$$z'_2 = abz_3 + ab^{-1} z_4$$

$$z'_3 = a^{-1}bz_5 + a^{-1} b^{-1} z_6$$

$$z'_4 = a^{-1}bz_7 + a^{-1} b^{-1} z_8$$

$$z'_5 = a^{-1}b^{-1}z_1 + a^{-1} b z_2$$

$$z'_6 = a^{-1}b^{-1}z_3 + a^{-1} b z_4$$

$$z'_7 = ab^{-1}z_5 + a b z_6$$

$$z'_7 = ab^{-1}z_5 + a b z_6$$

$$z'_8 = ab^{-1}z_7 + a b z_8$$

Yangi o’zgaruvchilarni kiritish orqali quyidagi tenglamalarni hosil qilamiz;

$$x_1 = \frac{z_2+z_7}{z_1+z_8}; \quad x_2 = \frac{z_3+z_6}{z_1+z_8}; \quad x_3 = \frac{z_4+z_5}{z_1+z_8};$$

$$y_1 = \frac{z_1-z_8}{z_1+z_8}; \quad y_2 = \frac{z_2-z_7}{z_1+z_8}; \quad y_3 = \frac{z_3-z_6}{z_1+z_8}; \quad y_4 = \frac{z_4-z_5}{z_1+z_8};$$

yuqoridagi tenglamani akslantiramiz;

$$x_1 \longrightarrow x'_1;$$

$$x_1 = \frac{z_2+z_7}{z_1+z_8} \longrightarrow X'_1 = \frac{z'_2+z'_7}{z'_1+z'_8};$$

$$x_2 \longrightarrow x'_2;$$

$$x_2 = \frac{z_3+z_6}{z_1+z_8}; \longrightarrow X'_2 = \frac{z'_3+z'_6}{z'_1+z'_8};$$

$$x_3 \longrightarrow x'_3;$$

$$x_3 = \frac{z_4+z_5}{z_1+z_8} \longrightarrow X'_3 = \frac{z'_4+z'_5}{z'_1+z'_8};$$

$$y_1 \longrightarrow y'_1;$$

$$y_1 = \frac{z_1 - z_8}{z_1 + z_8} \rightarrow y'_1 = \frac{z'_1 - z'_8}{z'_1 + z'_8};$$

$$y_2 \rightarrow y'_2;$$

$$y_2 = \frac{z_2 - z_7}{z_1 + z_8} \rightarrow y'_2 = \frac{z'_2 - z'_7}{z'_1 + z'_8};$$

$$y_3 \rightarrow y'_3;$$

$$y_3 = \frac{z_3 - z_6}{z_1 + z_8} \rightarrow y'_3 = \frac{z'_3 - z'_6}{z'_1 + z'_8};$$

$$y_4 \rightarrow y'_4;$$

$$y_4 = \frac{z_4 - z_5}{z_1 + z_8} \rightarrow y'_4 = \frac{z'_4 - z'_5}{z'_1 + z'_8};$$

akslantirish orqali topilgan tenglamardagi:

z'_1, z'_2, \dots, z'_8 larning o'rniga a, b va z_1, z_2, \dots, z_8 ga bog'liq topilgan tenglamalarni qo'yamiz va quyidagicha natijaga ega bo'lamiz:

$$X'_1 = \frac{z'_2 + z'_7}{z'_1 + z'_8} = \frac{b^2 x_2 + x_3}{b^2 + x_1};$$

$$X'_2 = \frac{z'_3 + z'_6}{z'_1 + z'_8} = \frac{b^2 x_3 + x_2}{a^2(b^2 + x_1)};$$

$$X'_3 = \frac{z'_4 + z'_5}{z'_1 + z'_8} = \frac{b^2 x_1 + 1}{a^2(b^2 + x_1)};$$

$$y'_1 = \frac{z'_1 - z'_8}{z'_1 + z'_8} = \frac{b^2 y_1 + y_2}{b^2 + x_1};$$

$$y'_2 = \frac{z'_2 - z'_7}{z'_1 + z'_8} = \frac{b^2 y_3 + y_4}{b^2 + x_1};$$

$$y'_3 = \frac{z'_3 - z'_6}{z'_1 + z'_8} = \frac{b^2 y_4 + y_3}{a^2(b^2 + x_1)};$$

$$y'_4 = \frac{z'_4 - z'_5}{z'_1 + z'_8} = \frac{b^2 y_2 + y_1}{a^2(b^2 + x_1)};$$

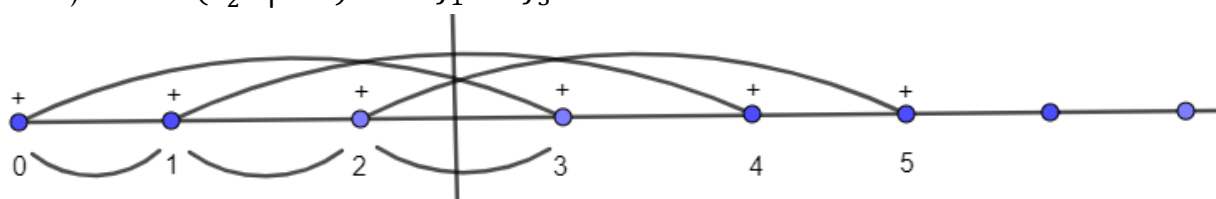
Gamiltanian

Biz ko'rayotgan modul uchun Gamiltanian hisoblash formulasi quyidagicha:

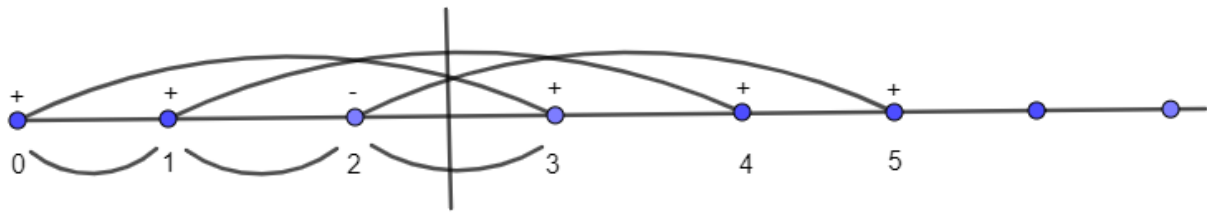
$$H(\sigma_n | \sigma^n) = -J_1 \sigma_n(n) \sigma^n(n+1) - J_1 \sigma_n(n+1) \sigma^n(n+2) - J_1 \sigma_n(n+2) \sigma^n(n+3) - J_3 \sigma_n(n-2) \sigma^n(n+1) - J_3 \sigma_n(n-1) \sigma^n(n+2) - J_3 \sigma_n(n) \sigma^n(n+3)$$

Chegaraviy shartni ” + ” deb olamiz. Agar chegaraviy shartni ” + ” deb olsak chegarada joylashgan atomdan keyingi barcha atomlar spinlarini ham ” + ” hamda 0, 1, 2- tartibda joylashgan atomlar spinlarini barcha kombinatsiyalarini ko'rib chiqamiz.

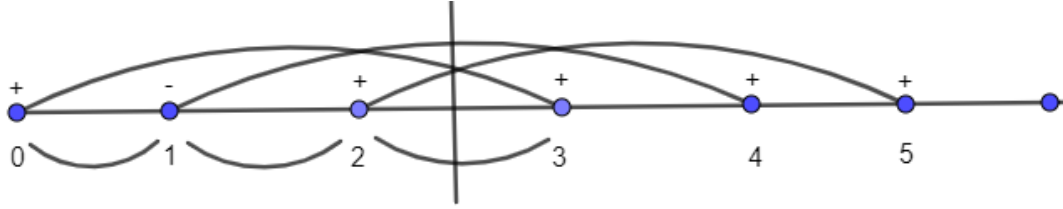
$$1) \quad H(\sigma_2^{(1)} | \sigma^{(2)}) = -3J_1 - 3J_3$$



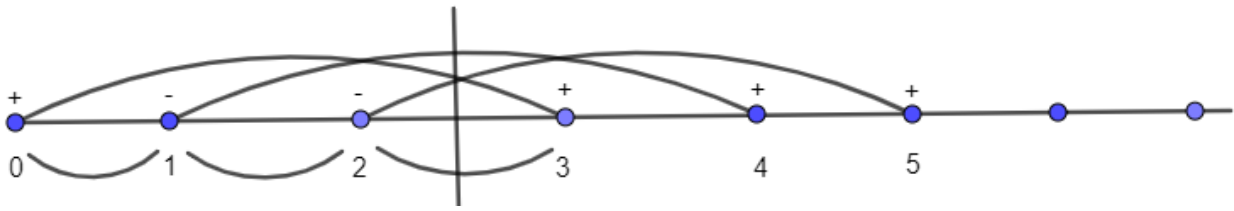
$$2) \quad H(\sigma_2^{(2)} | \sigma^{(2)}) = J_1 - J_3$$



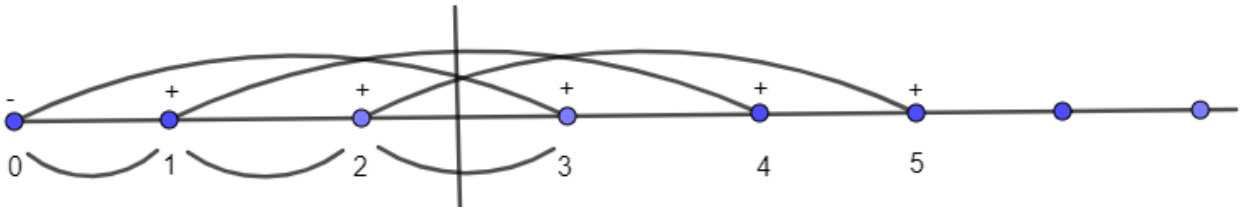
3) $H(\sigma_2^{(3)} | \sigma^{(2)}) = J_1 - J_3$



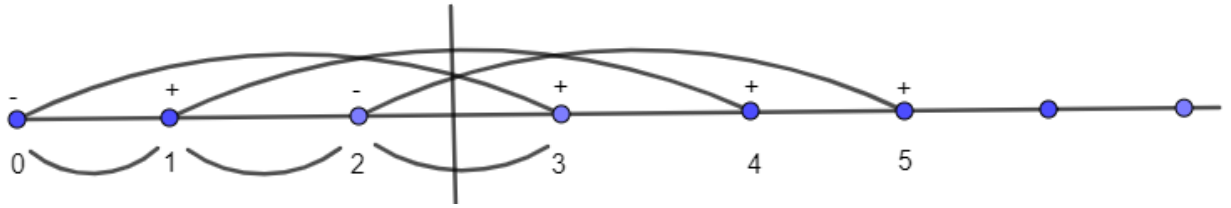
4) $H(\sigma_2^{(4)} | \sigma^{(2)}) = J_1 + J_3$



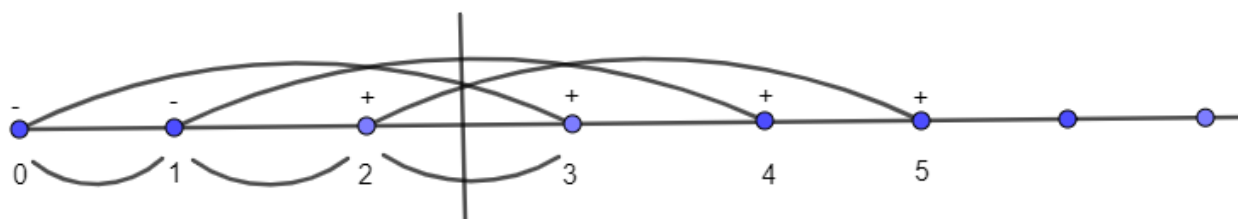
5) $H(\sigma_2^{(5)} | \sigma^{(2)}) = -J_1 - J_3$



6) $H(\sigma_2^{(6)} | \sigma^{(2)}) = 3J_1 + J_3$

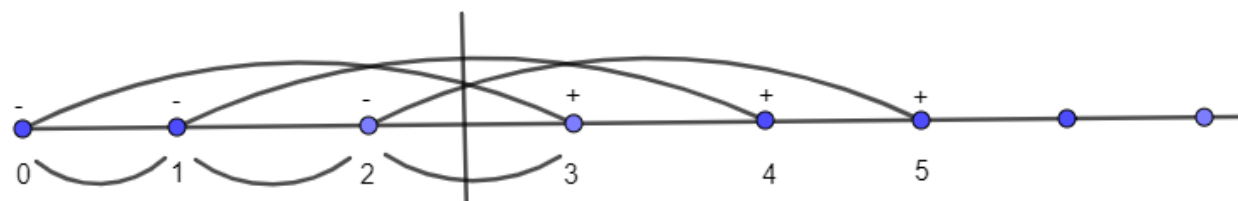


7) $H(\sigma_2^{(7)} | \sigma^{(2)}) = -J_1 + J_3$



8)

$$H(\sigma_2^{(8)} | \sigma^{(2)}) = -J_1 + J_3$$



Chiqarilgan natijalarni $z'_n = \exp(-BH(\sigma_n | \sigma^n))$, $a = \exp(J_1/T)$, $b = \exp(J_3/T)$ formulaga qo'yamiz:

$$z'_1 = \exp(3B(J_1 + J_3)) = a^3 b^3;$$

$$z'_2 = \exp(-B(J_1 - J_3)) = a^{-1} b;$$

$$z'_3 = \exp(-B(J_1 - J_3)) = a^{-1} b;$$

$$z'_4 = \exp(-B(J_1 + J_3)) = a^{-1} b^{-1};$$

$$z'_5 = \exp(-B(-J_1 - J_3)) = ab;$$

$$z'_6 = \exp(-B(3J_1 + J_3)) = a^{-3} b^{-1};$$

$$z'_7 = \exp(-B(-J_1 + J_3)) = ab^{-1};$$

$$z'_8 = \exp(-B(-J_1 + J_3)) = ab^{-3};$$

Chiqqan natijadan foydalanib " $X'_1, X'_2, X'_3, y'_1, y'_2, y'_3, y'_4$ " larni "a" va "b" ga bog'liq tenglamalarni yozamiz. Ya'ni:

$$X'_1 = \frac{z'_2 + z'_7}{z'_1 + z'_8} = \frac{b^4 + a^2 b^2}{a^4 b^6 + a^2};$$

$$X'_2 = \frac{z'_3 + z'_6}{z'_1 + z'_8} = \frac{a^2 b^4 + b^2}{a^6 b^6 + a};$$

$$X'_3 = \frac{z'_4 + z'_5}{z'_1 + z'_8} = \frac{b^2 + a^2 b^4}{a^4 b^6 + a^2};$$

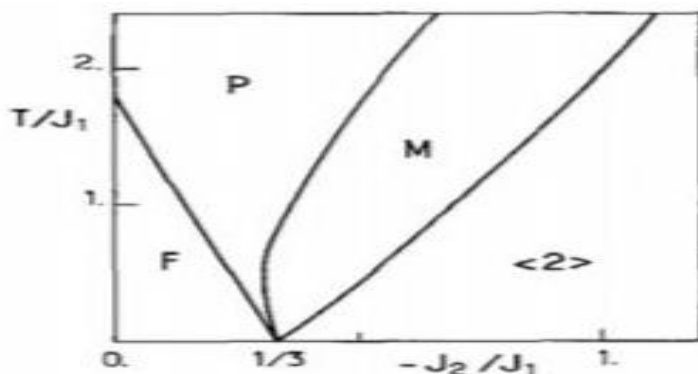
$$y'_1 = \frac{z'_1 - z'_8}{z'_1 + z'_8} = \frac{a^2 b^6 - 1}{a^2 b^6 + 1};$$

$$y'_2 = \frac{z'_2 - z'_7}{z'_1 + z'_8} = \frac{b^4 - a^2 b^2}{a^4 b^6 + a^2};$$

$$y'_3 = \frac{z'_3 - z'_6}{z'_1 + z'_8} = \frac{a^2 b^4 - b^2}{a^6 b^6 + a^4};$$

$$y'_4 = \frac{z'_4 - z'_5}{z'_1 + z'_8} = \frac{b^2 - a^2 b^4}{a^4 b^6 + a^2};$$

Nihoyat olingan 7 ta tenglama tizimi taxmin qilinganidan kamroq murakkab. Oddiy chegaralardan tashqari analitik tarzda hal qilish qiyin bo'lib qolmoqda va uning batafsil xatti- harakatlarini o'rganish uchun raqamli usullar zarur. Fazali diagrammaning morfologiyasi ning keng xususiyatlarini bilish qulay turli xil translyatsiyalarni muhokama qilishdan oldin bosqich diagrammasi batafsilroq. Bunga ko'p sonli erishish mumkin to'g'ridan- to'g'ri tarzda chaqirish. Tasodifiy boshlang'ich shartlardan ($y; 3+0$ bilan) boshlab, takrorlanish munosabatlari takrorlanadi va ko'p takrorlanishlardan keyin ularning xatti- harakatlari kuzatiladi. Eng oddiy holatda qo'zg'almas nuqtaga (x, y, y) erishiladi. U $y_t=y =0$ bo'lsa paramagnit fazaga yoki 0 bo'lsa ferromagnit fazaga mos keladi (y_i, y_0 lekin $m-0$ bo'lishi mumkin bo'lmagan holat). Chegaraviy aylanish davri saytlar orasidagi masofaning ko'paytmasiga ega bo'lgan mutanosib holatni bildiradi (davriy panjaralar uchun ishlatiladigan atamalar tabiiy ravishda daraxtlarga taalluqlidir). Nihoyat, tizim aperiodik bo'lib qolishi mumkin, bu hozirgi kontekstda nomutanosib fazaga to'g'ri keladi. Haqiqiy aperiodik holat va juda uzoq davr o'rtasidagi farqni raqamli aniqlash qiyin, bu nuqta keyinroq batafsil ko'rib chiqiladi. x o'zgaruvchisi y ning birinchi tartibida ta'sir qilmaydi va F_1 va chiziqli tenglamalar matritsa shaklida: $1 \ b^2+x^*$ Ruxsat etilgan nuqta chiziqli barqaror bo'ladi, agar ning xos qiymatlari modullari birdan kichik bo'lsa. Xususiy qiymatlar haqiqiy yoki murakkab ekanligiga qarab ikkita holatni tekshirish kerak. 1. O'tish temir yo'li Agar ning xos qiymatlari haqiqiy bo'lsa, bu shart eng kattasi 1 ga teng bo'ladi: $3x+(5/ b-3b)x-1-0$ Olingan faza diagrammasi 2- rasmda ko'rsatilgan. T-0 da faqat ikki xil asosiy holat uchraydi: ferromagnit holat, $p(- J/ J)$ uchun $1/3$ dan kichik va bir holat. 4- davr, bunda keyingiavlodlarning magnitlanishi antiferromagnit struktura bilan almashinadi (+ +−). $p>1/3$ uchun. Bu holat ba'zan "anti- faza" [1] deb ataladi va ixchamlik uchun bilan belgilanadi. Natijalar ANNNI modeli bilan bir xil, o'tish nuqtasining joylashuvi bundan mustasno (ANNNI holatida $p \ 1/2$). Ferromagnit va fazalar cheklangan haroratlarda aloqada qolmaydi. Ular $T =0$ gacha cho'zilgan paramagnit mintaqa va modulyatsiyalangan faza, ya'ni magnitlanish to'lqin vektori harorat bilan uzluksiz o'zgarib turadigan faza bilan ajratiladi. Barcha to'rt faza ko'p kritik nuqtada uchrashadi ($T=0, p=1/3$). Modulyatsiyalangan faza yuqori haroratlarda mavjud bo'lib, para va fazalarni ajratib turadi; u mutanosib va nomutanosib hududlarni o'z ichiga oladi, ularning tuzilishi keyinroq muhokama qilinadi.



Raqobatdosh o'zaro ta'sirga ega daraxtning faza diagrammasi: F ferromagnit, P paramagnit, M modulyatsiyalangan degan ma'noni anglatadi. davriy (+ +) strukturani bildiradi

Xulosa

Ushbu maqolada ko'rib chiqilgan Kayli daraxtidagi raqobatdosh o'zaro ta'sirga ega model davriy panjaralardagi modellar bilan haqiqiy qiziqish uyg'otadigan darajada o'xshashlik ko'rsatishi apriori aniq emas edi. Darhaqiqat, u ular bilan juda ko'p umumiy xususiyatlarga ega, xususan, modulyatsiyalangan fazaning mavjudligi va patologik xatti-harakatlarning hech qanday belgisini ko'rsatmaydi, hech bo'lmaganda o'xshash tizimlarning o'rtacha maydon nazariyalaridan boshqa narsa emas! Bundan tashqari, uning xususiyatlarini batafsil o'rganish juda oddiy raqamli usullardan foydalangan holda mohiyatan aniq natijalar bilan amalga oshirilishi mumkin. Bu shuni ko'rsatadiki, yangi bosqichlar yoki noodatiy xatti-harakatlar turlarini kashf qilish umidida birinchi navbatda daraxtlarda yanada murakkab modellarni o'rganish kerak. Muhim nuqta shundaki, daraxtlardagi statistik mexanika chiziqli bo'lmagan rekursiya tenglamalarini o'z ichiga oladi va tabiiy ravishda dinamik tizimlarning boy dunyosi bilan bog'liq, bu dunyo hozirda qizg'in tadqiq qilinmoqda. Biroq, ba'zi yo'naltiruvchi g'oyalar kerak chunki hozirgi usullar juda katta miqdordagi raqamli ishlarni o'z ichiga oladi va potentsial qiziqish modellari orasida tizimli qidiruv amalga oshirilmaydi

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR:

1. Fisher, M.E., Selke, W.: Phys. Rev. Lett. 44, 1502 (1980)
2. Bak, P. von Boehm, J.; Phys. Rev. B21, 5297 (1980)
3. Villain, J. Gordon, M.: J. Phys. C13, 3117 (1980)
4. Parisi, C.: Phys. Rep. 67, 25 (1980)
5. Redner, S., Stanley, H.E. J. Puys, C10, 4765 (1977)
6. Aubry, S. In: Solitons and Condensed Matter Physics. Bishop. A.R., Schneider, T. (eds.), Berlin, Heidelberg, New York: Springer Verlag 1978
7. Katsura, S. Takizawa, M.: Prog. Theor. Phys. 51, 82 (1974)
8. Fisher, M.E, Essam, J.W.: J. Math. Phys. 2, 609 (1961)
9. Turban, L., Guilmin, P.: J. Phys. C12, 961 (1979)