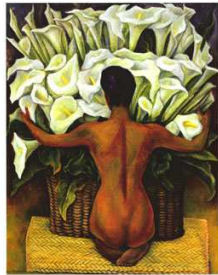


Critical_3b



Funciones de correlacion

A partir de experimentos de scattering se obtiene que para r grande comparado con la "distancia intermolecular v "

$$T = T_c$$

$$g_c^{(2)}(\mathbf{r}) \sim \frac{1}{r^{(d-2+\eta)}}$$

con $0 \leq \eta \leq 0.1$

Lejos de T_c es una funcion complicada

Para $\epsilon = |T - T_c|/T_c \ll 1$ y r grande

$$g_c^{(2)}(\mathbf{r}) \sim \exp\left(-\frac{r}{\xi}\right)$$

Donde ξ es la **distancia de correlacion**

Esto significa que la magnitud relevante fluctua en bloques de todos los tamaños hasta ξ y fluctuaciones mas grandes son muy raras

Experimentalmente se verifica que

$$\xi \sim |T - T_c|^{-\nu}$$

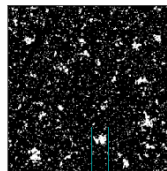
con $(|T - T_c|/T_c \ll 1)$

En suma:

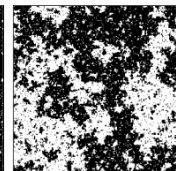
Por encima o debajo de T_c correlaciones de largo rango son exponencialmente improbables
En T_c , son potenciales.

3

$T < T_c$

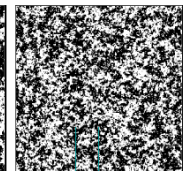


$T \simeq T_c$



$$\xi \simeq \infty$$

$T > T_c$



Cual es cual?

4

Construcción de Kadanoff

Sea un sistema de Ising con un Hamiltoniano
(en unidades de kT)

$$\beta H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} s_i s_j - h \sum_{i=1} s_i$$

Kadanoff considera la siguiente situación:

1) Sea a la "distancia" entre dos spines vecinos (constante de la red).

5

Definimos celdas de tamaño La con $L \gg 1$.

2) El número de celdas es $n = N/L^d$

3) Sea $|T - T_c|/T_c \ll 1$ y por lo tanto $\xi \sim |T - T_c|^{-\nu}$ como $\nu \sim \frac{2}{3} \Rightarrow \xi$ es muy grande $\gg La$

Cada celda contiene L^d spines (d es la dimension)

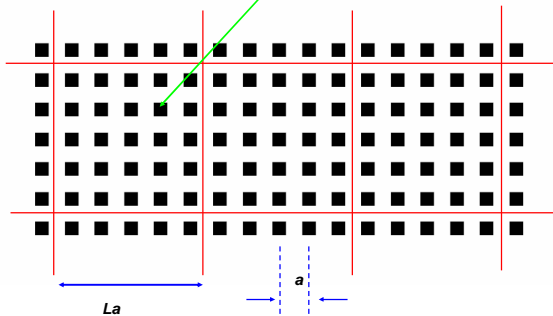
Como $1 \ll L \ll \xi/a$ en un cluster de spines correlacionadas habrá muchas celdas.

6

ESTRUCTURA DE CELDAS

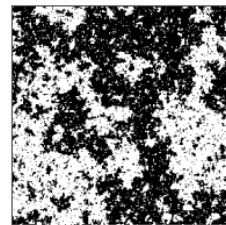
Con $L=5$

L^2 spines = 25



7

$$T \simeq T_c$$



$$\xi \simeq \infty$$

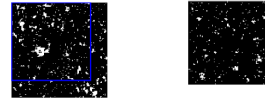
8

- Rotulamos las celdas con $\alpha = 1, 2, 3, \dots$
- A cada celda α le asociamos un momento magnetico \tilde{s}_α
- Suponemos ahora que \tilde{s}_α se comporta como un spin s_i i.e. estara \uparrow o \downarrow . Como las celdas estarán muy correlacionadas los spines individuales estaran "apuntando basicamente en la misma dirección"

De esta forma podemos pensar en reformular nuestro problema en termino de las celdas (y sus spines efectivos). Al ser "equivalentes" es de esperar que el hamiltoniano del sistema resultante sea de la misma forma (pero con coeficientes diferentes)

9

- In the ordered phase ($T < T_c$)



- Near the critical point ($T \simeq T_c$)



- In the disordered phase ($T > T_c$)



10

Entonces, si tenemos dos sistemas con hamiltonianos de la misma forma, esperamos que las funciones termodinamicas de ambos sistemas sean similares (a menos de diferencias en parametros).

Proponemos entonces para la energia libre de Gibbs

$$\overline{G}(\tilde{\epsilon}, \tilde{h}) = L^d \overline{G}(\epsilon, h)$$

donde $\overline{G}(\tilde{\epsilon}, \tilde{h}) \rightarrow$ es el Gibbs **por celda**

donde $\overline{G}(\epsilon, h) \rightarrow$ es el Gibbs **por spin**

Relacionamos ahora $(\tilde{\epsilon}, \tilde{h})$ con (ϵ, h)

11

Es de esperar que

$$\tilde{h} = H(L)h$$

donde $H(L)$ es una constante de proporcionalidad dependiente de L

Cambia la Distancia Al punto Critico!

Del mismo modo

$$\tilde{\epsilon} = T(L)\epsilon$$

Que es esto?

Kadanoff propone

$$H(L) = L^x \quad T(L) = L^y$$

con x, y numeros arbitrarios.

12

(con esto tomamos en cuenta que no todos esten alineados, etc.)

De esta forma

$$\overline{G}(L^y \epsilon, L^x h) = L^d \overline{G}(\epsilon, h)$$

Por spin

y esto es una función homogenea generalizada!!!!

De donde

$$\overline{G}(L^{y/d} \epsilon, L^{x/d} h) = \overline{G}(\epsilon, h)$$

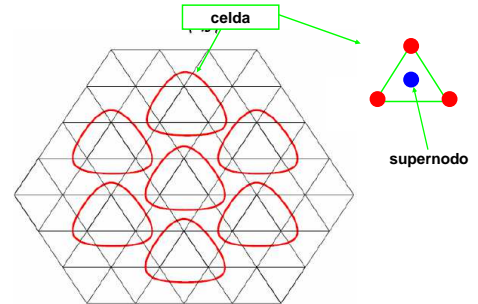
Pero esta es la hipotesis de escaleo estatica con

$$p = \frac{y}{d} \quad q = \frac{x}{d}$$

13

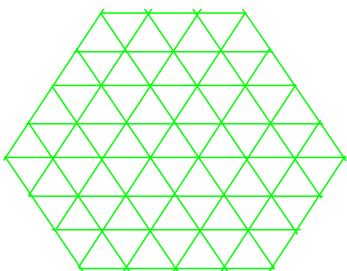
Renormalizacion en percolacion

Sea una red triangular

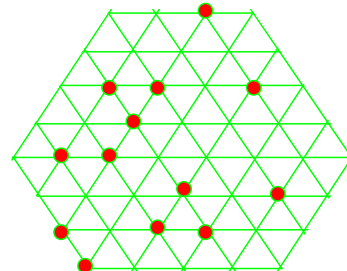


14

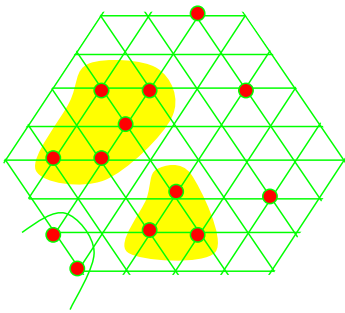
Red "vacía"



Activamos nodos
Con probabilidad p



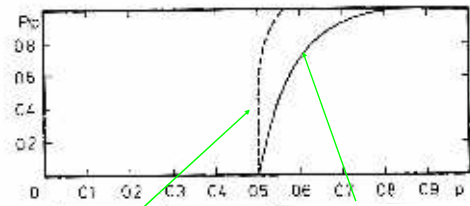
Reconocemos clusters



En un problema de percolacion se pueblan o activan nodos/links con una cierta probabilidad p

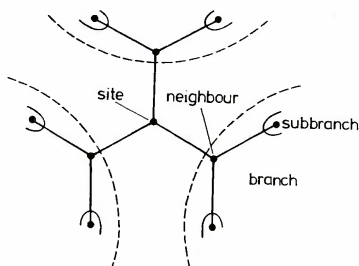
Algunas propiedades :

a) La fuerza del cluster percolante (parametro de orden)



18

Red de Bethe



19

b)

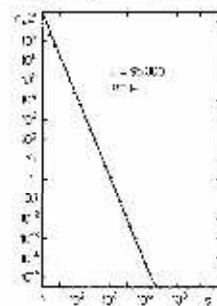


Fig. 10. 1000 q/100 data on cluster numbers at the percolation threshold, based on the simulation of a 95 000 x 95 000 triangular lattice. The slope of the straight line in the log-log plot gives -1.7 , the Fisher exponent of Eq. (26). From Mangelson *et al.* (1994); see also Rajagopai (1982, 1992).

20

Renormalizacion de celda pequeña en percolacion

La distancia de correlacion se comporta en la vecindad del punto critico como:

$$\xi = (p - p_c)^{-\nu}$$

#

En el punto critico el cluster percolante es autosimilar?

- Supongamos un proceso en el cual dividimos nuestra lattice en celdas y a cada celda le asignamos estado ocupado o vacio con algun criterio.

- Pensamos en la red triangular, formamos celdas con tres nodos que forman triangulos. El resultado de aplicar esto sobre toda la red y el resultado es una nueva red triangular.



21

En este caso estamos escalando con una "distancia tipica" $b = \sqrt[3]{3}$ pues $b^3 = 3$ que es el numero de nodos que contiene la celda.

$$b \ll \xi$$

- Pensamos que los nuevos "supernodos" estaran ocupados si la celda original tiene 3 o 2 nodos ocupados, como resultado de este criterio la probabilidad de ocupacion de estos nuevos supernodos es

$$p' = p^3 + 3p^2(1 - p)$$

Donde

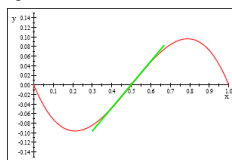
p^3 corresponde a la proba de tener los 3 nodos originales ocupados



22

$p^2(1-p)$ es la proba de tener 2 ocupados y 1 vacio. E' 3 enfrente corresponde a las 3 posibles formas de hacer esto

Si estudiamos $(p' - p)$ vemos que:



De donde se ve que p' es invariante para $p = 0$ y $p = 1$, que son triviales (la vacia queda vacia y la llena queda llena).

Pero hay otro punto interesante que es $p = 0.5 = p_c$ es decir el

23

punto critico donde esta el cluster percolate que es una fractal es tambien invariante!

A la p invariante la llamamos punto fijo p^*

Vemos aqui que al cambiar la dimension de la red en b la dimension lineal de la lattice pasa a ser L/b . (realizo un "escaleo" en el espiritu anterior)

La masa del cluster en la nueva lattice es

$$M(L/b) \propto (L/b)^D$$

$M(L) \propto L^D$

dim. fractal #

entonces

$$M(L) = b^D M(L/b)$$

#

pero esto significa que $M(L)$ es una funcion homogenea, luego

$$M(L) \propto L^D$$

#

O sea una ley de potencias

24

Que pasa con la distancia de correlación ante el proceso de renormalización

$$\xi \propto (p - p_c)^{-\nu}$$

la red renormalizada debera ser

$$\xi' \propto (p' - p_c)^{-\nu}$$

Pero debido a la transformacion de escala

$$\xi' = \xi/b$$

De donde

$$b|p' - p_c|^{-\nu} = |p - p_c|^{-\nu}$$

por lo que

$$\ln(b) + \ln(|p' - p_c|^{-\nu}) = \ln(|p - p_c|^{-\nu}) \\ \Rightarrow -\nu[\ln(|p - p_c|) - \ln(|p' - p_c|)] = \ln(b) \Rightarrow$$

Si ξ es FINITO al hacer la transformacion ξ' es mas pequeño \Rightarrow nos alejamos del punto critico!!!

25

$$\frac{1}{\nu} = \frac{\ln[(p' - p_c)/(p - p_c)]}{\ln(b)} = \frac{\ln \lambda}{\ln b}$$

De donde

$$\frac{(p' - p_c)}{(p - p_c)} = \frac{dp'}{dp} = \lambda$$

Volviendo al caso de la red triangular en celda pequeña obtenemos que podemos escribir p' en un entorno de p^* como (desarrollo lineal)

$$p' = p^* + (dp'/dp)(p - p^*) + O(p - p^*) \\ = p^* + \lambda(p - p^*) + O(p - p^*)$$

Calculando λ obtenemos:

$$\lambda = (dp'/dp) = 3p^2 + 6p(1 - p) - 3p^2 = 6p(1 - p)$$

$$(p' = p^3 + 3p^2(1 - p))$$

26

En $p_c = 1/2$ obtenemos 3/2 de donde

$$\frac{1}{\nu} = \frac{\ln \lambda}{\ln b} = \frac{\ln(1.5)}{\ln(\sqrt[3]{3})} = 0.73814 \Rightarrow$$

$$\nu = \frac{1}{0.73814} = 1.3548$$

Resulta que se parece al valor exacto $\nu = 4/3$ (J. Phys.A12,(1979),1857.)

27

Kadanoff y la función de correlación

Sea **Modelo de nodos**

$$g^{(2)}(r, \epsilon) \equiv \langle (s_i - \langle s \rangle)(s_j - \langle s \rangle) \rangle = \langle s_i s_j - s_i \langle s \rangle - s_j \langle s \rangle + \langle s \rangle^2 \rangle \\ = \langle s_i s_j - \langle s \rangle^2 \rangle$$

Modelo de celdas

$$\text{Sea } g^{(2)}(\tilde{r}, \tilde{\epsilon}) \equiv \langle (\tilde{s}_a - \langle \tilde{s} \rangle)(\tilde{s}_b - \langle \tilde{s} \rangle) \rangle \\ \text{con } \tilde{r} = r/L$$

28

Sea

$$L^{-d} \sum_{i \in a} s_i = \mathcal{L} \tilde{s}_a$$

Que define al parametro como no todos los spins estan perfectamente alineados

Con $\tilde{s}_a = \pm 1$

$$g^{(2)}(\tilde{r}, \tilde{\epsilon}) = \frac{1}{L^{2d} \mathcal{L}^2} \sum_{i \in a} \sum_{j \in \beta} [\langle s_i s_j \rangle - \langle s \rangle^2]$$

$$= \frac{1}{L^{2d} \mathcal{L}^2} L^{2d} [\langle s_i s_j \rangle - \langle s \rangle^2]$$

Luego

$$g^{(2)}(r, \epsilon) = \mathcal{L}^2 g^{(2)}(\tilde{r}, \tilde{\epsilon})$$

29

Nos fijamos ahora en el acoplamiento

Para las celdas (hamiltoniano según el modelo de celdas)

$$\beta \hat{H}_{\text{cell}} = -\tilde{h} \sum_{a=1}^n \tilde{s}_a$$

Para los nodos
(hamiltoniano según el modelo de nodos)

$$\beta \hat{H}_{\text{nodo}} = -h \sum_{a=1}^n \sum_{i \in a} s_i$$

$$= -h \sum_{a=1}^n \tilde{s}_a L^d \mathcal{L} \quad (\text{según se vio})$$

Suma sobre celdas

Suma en c/celda

Entonces

$$\tilde{h} = L^d \mathcal{L} h$$

30

Proponemos ahora que \mathcal{L} solo depende de L de la forma L^z como

$$\tilde{h} = H(L)h \quad H(L) = L^x \quad \mathcal{L} = L^z$$

Entonces

$$z = x - d$$

de donde recordando que

$$g^{(2)}(r, \epsilon) = \mathcal{L}^2 g^{(2)}(\tilde{r}, \tilde{\epsilon})$$

y

$$\tilde{\epsilon} = L^y \epsilon \quad y \quad \tilde{r} = r/L$$

31

$$g^{(2)}(r, \epsilon) = L^{2(x-d)} g^{(2)}(\tilde{r}, \tilde{\epsilon}) = L^{2(x-d)} g^{(2)}(L^{-1}r, L^y \epsilon)$$

Suponiendo que esto es valido $\forall L$ obtenemos otra función homogenea.

Si tomamos $L = (\frac{1}{\epsilon})^{1/y}$, entonces

$$g^{(2)}(r, \epsilon) = \epsilon^{2(-x+d)/y} g^{(2)}(r \epsilon^{1/y}, 1) = \epsilon^{2(-x+d)/y} f(r \epsilon^{1/y})$$

Si tomamos $L = (\frac{1}{r})^{1/y}$, entonces

$$g^{(2)}(r, \epsilon) = \epsilon^{2(x-d)/y} f(\epsilon r^{1/y})$$

Pero entonces como $\xi \sim \epsilon^{-\nu}$ y $g^{(2)}(r, \epsilon = 0) \sim r^{-(d-2-\eta)}$ se obtiene

32

$$-(d-2-\eta) = 2(x-d)$$

$$v = 1/y$$

Usando este tipo de argumentos se obtiene

$$dv = 2 - \alpha$$

("desigualdad" de Josephson)

$$d-2-\eta = \frac{2\beta}{v}$$

("desigualdad de Fisher")
ademas

33

$$(2-\eta)v = \gamma$$

Que son desigualdades transformadas en igualdades!

34

Calculo microscopico de los exponentes criticos

Sea una funcion de particion

$$Z(\mathbf{K}, N) = \sum_{\{s_i\}} \exp(-H\{\mathbf{K}, \{s_i\}, N\})$$

Sea el Hamiltoniano general

$$H\{\mathbf{K}, \{s_i\}, N\} = K_0 + K_1 \sum_i s_i + K_2 \sum_{ij}^{(1)} s_i s_j + K_3 \sum_{ij}^{(2)} s_i s_j + \\ + K_4 \sum_{ijk}^{(2)} s_i s_j s_k + \dots$$

$\sum_{ij}^{(1)} \rightarrow$ vecinos inmediatos

$\sum_{ij}^{(2)} \rightarrow$ vecinos siguientes

K.Wilson Phys. Rev. B 4(1971)3174
Rev. Mod. Phys. 47(1975)773

A Modern Course in
Statistical Physics
2nd Edition

L. E. REICHL

35

En la formulacion anterior el caso de ising corresponde a
 $K_1 = -\beta B$; $K_2 = -\beta J$; ($K_3, K_4, \dots = 0$)

Ahora se definen los bloques.

Se suma sobre los spines interiores al bloque

$$Z(\mathbf{K}, N) = \sum_{\{S_I, S_f\}} \exp(-H\{\mathbf{K}, \{S_I, S_f\}, N\})$$

$$Z(\mathbf{K}, N) = \sum_{\{S_f\}} \exp(-H\{\mathbf{K}_L, \{S_f\}, NL^{-d}\})$$

$$= Z(\mathbf{K}_L, NL^{-d})$$

Luego de sumar sobre
los spines interiores

36

De esta forma la funcion de particion conserva su forma,

entonces (densidad de energia libre por nodo)

$$g(\mathbf{K}) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \log Z(\mathbf{K}, N) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \log Z(\mathbf{K}_L, NL^{-d}) = L^{-d} g(\mathbf{K}_L)$$

Mult. por $[L^{-d}/L^{-d}]$ por escalo

De aqui se ve que el vector de acoplamiento a pasado de $\mathbf{K} \rightarrow \mathbf{K}_L$. Escribimos entonces esta transformacion como

$$\mathbf{K}_L = T(\mathbf{K}) \text{ (en general no lineal)}$$

(la forma del Hamiltoniano puede variar! Pero mantendremos la forma de Z)

El resultado de la transformacion es un conjunto de "super spines" que puede ser transformado nuevamente tantas

37

veces como se quiera (en ppo.)

$$\mathbf{K}_{nL} = T(\mathbf{K}_{(n-1)L})$$

Si estamos en el punto critico la distancia de correlacion es infinita y el sistema es "transparente" ante la realizacion de la transformacion

Si el sistema no esta en el punto critico ante cada transformacion el rango de la correlacion se reduce y el sistema se comporta como si se alejase del punto critico.

38

Sea ξ la distancia de correlacion

Red original \Rightarrow espaciamento a

Red transformada \Rightarrow espaciamento La

$$\xi = \xi_L(La) = \xi_L a \Rightarrow \xi_L = \xi/L$$

Como $\xi_L < \xi$, nos alejamos del puento critico del sistema original

Luego estaremos a una nueva temperatura efectiva

39

De los anterior se ve que en el punto critico el sistema no es alterado por la transformacion \rightarrow punto fijo

$$\mathbf{K}^* = T(\mathbf{K}^*)$$

Por efecto de la aplicacion de la transformacion el vector \mathbf{K} se mueve en el espacio de los parametros.

Sea $\mathbf{K} = \mathbf{K}(K_1, K_2) \Rightarrow \mathbf{K}_L = T(\mathbf{K})$ y \mathbf{K}^* corresponde a (K_1^*, K_2^*)

La cuestion es ver como se mueve \mathbf{K} en la vecindad del punto critico.

Linealizamos $\mathbf{K}_{nL} = T(\mathbf{K}_{(n-1)L})$ en la vecindad de \mathbf{K}^*

Sea $\delta \mathbf{K}_L = (\mathbf{K}_L - \mathbf{K}^*)$ y $\delta \mathbf{K} = (\mathbf{K} - \mathbf{K}^*)$

$\delta \mathbf{K}_L = \mathbb{C} \delta \mathbf{K}$ donde

40

$$\mathbb{C} = \begin{pmatrix} \frac{\partial K_{1L}}{\partial K_1} & \frac{\partial K_{1L}}{\partial K_2} \\ \frac{\partial K_{2L}}{\partial K_1} & \frac{\partial K_{2L}}{\partial K_2} \end{pmatrix} \quad K_{1L}=K_1^*, K_{2L}=K_2^*$$

\mathbb{C} en general es no simétrica

Sean los autovalores $\delta \mathbf{u}_L = \Lambda \delta \mathbf{u}$
con

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix}$$

y

$$\delta \mathbf{u} = \begin{pmatrix} \delta u_1 \\ \delta u_2 \end{pmatrix}$$

41

A Modern Course in
Statistical Physics
2nd Edition

L. E. REICHEL

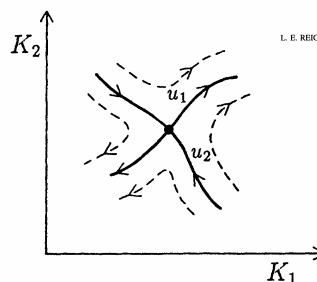


Fig. 8.2. A hyperbolic fixed point with its eigencurves and the flow of points in the neighborhood of the fixed point.

42

Entonces por aplicacion sucesiva de la transformacion se obtiene

$$\delta u_{nL,1} = \lambda_1^n \delta u_1, \delta u_{nL,2} = \lambda_2^n \delta u_2$$

Entonces si $\lambda_i > 1$ se aleja y si $\lambda_i < 1$ se acerca.

Los $\lambda_i > 1$ se llaman relevantes y se asocian a ϵ o B pues regulan la cercania al punto critico. (por ser los que marcan la invarianza)

Como $g(\mathbf{K}) = L^{-d} g(\mathbf{K}_L)$

Entonces escribimos la parte singular del potencial

termodinamico como

$$g_s(\delta u_1, \delta u_2, \dots) = L^{-d} g_s(\lambda_1 \delta u_1, \lambda_2 \delta u_2, \dots)$$

43

Con lo que nos encontramos nuevamente con la formulacion de Widom

Si $\lambda_i > 1$ usando Widom para Ising

$$g(\epsilon, B) = \frac{1}{\lambda} g(\lambda^p \epsilon, \lambda^q B)$$

con $\lambda = L^d$

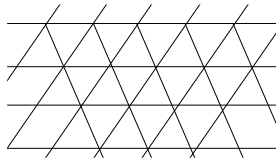
$$\lambda_1 = L^{dp} \Rightarrow p = \frac{\log \lambda_1}{d \log L}$$

$$\lambda_2 = L^{dq} \Rightarrow q = \frac{\log \lambda_2}{d \log L}$$

$$\text{identificamos } \begin{matrix} \tilde{\alpha}_1 \leftrightarrow \epsilon \\ \tilde{\alpha}_2 \leftrightarrow B \end{matrix}$$

44

Sea una red bidimensional triangular



5

La red triangular

Hamiltoniano original

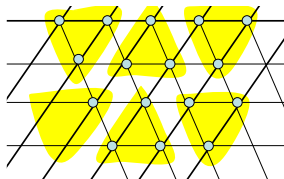
$$H = K \sum s_i s_j - B \sum s_i$$

Definimos los dominios triangulares con 3 spines
(aproximacion de celda pequeña)

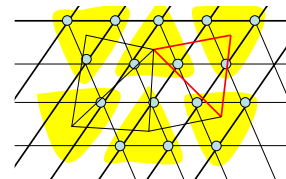
Para cada dominio definimos para cada celda

$$S_I = \text{signo}(s_1 + s_2 + s_3)$$

46



47



48

Posibles configuraciones de las celdas

49

$\Rightarrow S_I = \pm 1$

Sea además para cada celda

$\Rightarrow \sigma_I = 3, 1$

$\sigma_I = |s_1 + s_2 + s_3|$

El objeto de estudio es $Z \Rightarrow$

$Z(K, N) = \sum_{\{S_I\}, \{\sigma_I\}} \exp[-H(K, \{S_I\}, \{\sigma_I\}, N)]$

$Z(K, N) = \sum_{\{S_I\}} \exp[-H(K_1, \{S_I\}, N')] = Z(K_L, N')$

El trabajo sobre los bloques se refleja en los parámetros del H

50

Sea $H(K, \{S_I\}, \{\sigma_I\}) = H_0(K, \{S_I\}, \{\sigma_I\}) + V(K, \{S_I\}, \{\sigma_I\})$

$H_0(K, \{S_I\}, \{\sigma_I\}) = -K \sum_i \sum_{j \in I} \sum_{j \in I} s_i s_j$

O sea que involucra índices "internos" de cada celda

$V(K, \{S_I\}, \{\sigma_I\}) = -K \sum_{i \neq j} \sum_{i \in I} \sum_{j \in I} s_i s_j - B \sum_i \sum_{j \in I} s_i$

$V(K, \{S_I\}, \{\sigma_I\}) = V_1(s_i, s_j) + V_2(s_i)$

O sea que involucra términos de interacción entre diferentes celdas y términos de interacción con el campo B .

Para sistemas de interacción de rango corto V_1 es un término de superficie. El "peso" de este término será mayor

51

(mas pequeñas)

cuanto menor sean las celdas consideradas. A este término estarán asociadas K_L y B_L .

Sea un operador A que depende de los spines y por lo tanto $A = A(\{S_I, \sigma_I\})$

Entonces

$\langle A \{S_I\} \rangle = \sum_{\{\sigma_I\}} A(\{S_I, \sigma_I\}) \frac{\exp[-H_0(K, \{S_I\}, \{\sigma_I\})]}{\sum_{\{\sigma_I\}} \exp[-H_0(K, \{S_I\}, \{\sigma_I\})]}$

Es un promedio sobre las coordenadas internas con el peso del Hamiltoniano "interno".

Sea ahora

52

(Sumamos sobre los spines interiores)

$$\begin{aligned}\exp[-H(K_L, \langle S_I \rangle)] &= \sum_{\langle \sigma_L \rangle} \exp[-H(K_L, \langle S_I \sigma_L \rangle)] = \\ &= \sum_{\langle \sigma_L \rangle} \exp[-H_0] \exp[-V] = \\ &= \frac{\sum_{\langle \sigma_L \rangle} \exp[-H_0]}{\sum_{\langle \sigma_L \rangle} \exp[-H_0]} \sum_{\langle \sigma_L \rangle} \exp[-H_0] \exp[-V] =\end{aligned}$$

Entonces tenemos para $\exp[-V]$ un valor medio

$$\begin{aligned}\frac{\sum_{\langle \sigma_L \rangle} \exp[-H_0] \exp[-V]}{\sum_{\langle \sigma_L \rangle} \exp[-H_0]} &\Rightarrow \\ \langle \exp(V) \rangle_0 &= \langle 1 + V + V^2/2 + \dots \rangle_0 \\ &= \langle 1 \rangle + \langle V \rangle_0 + \langle V^2/2 \rangle_0 + \dots \\ &\approx 1 + x; x = \langle V \rangle_0 + \langle V^2/2 \rangle_0 + \dots\end{aligned}$$

V es una perturbación (es la parte de superficie)

53

luego

$$\begin{aligned}\log \langle \exp(V) \rangle_0 &= \log(1+x) \approx x - x^2/2 = \langle V \rangle + \frac{1}{2} \langle V \rangle^2 - \frac{1}{2} \langle V \rangle^2 \dots \\ &= [\langle V \rangle_0 + \frac{1}{2} [V - \langle V \rangle]^2 + \dots]\end{aligned}$$

luego

$$\exp[-H(K_L, \langle S_I \rangle)] = \left[\sum_{\langle \sigma_L \rangle} \exp[-H_0] \right] \cdot \exp \langle V \rangle_0 \cdot \exp[V - \langle V \rangle]$$

A orden mas bajo

$$\exp[-H(K_L, \langle S_I \rangle)] = \left[\sum_{\langle \sigma_L \rangle} \exp[-H_0] \right] \cdot \exp \langle V \rangle_0$$

54

luego

$$H(K_L, \langle S_I \rangle) = \log \left[\sum_{\langle \sigma_L \rangle} \exp[-H_0] \right] + \langle V \rangle_0$$

○ Para el primer termino (para bloques independientes)

a) $\sum_{\langle \sigma_L \rangle} \exp[-H_0(K_L, \langle S_I \sigma_L \rangle)] = [Z_0(K)]^M$

b) $Z_0(K) = \sum_{\sigma} \exp[K(s_1 s_2 + s_1 s_3 + s_2 s_3)]$

$\sigma = 3, 1 \Rightarrow$

si $\sigma = 3 \Rightarrow 3K$ una unica configuracion

si $\sigma = 1 \Rightarrow -K$ y hay 3 configuraciones

Entonces

De un bloque

(hacer la cuenta)

55

$$Z_0(K) = \exp(3K) + 3 \exp(-K)$$

obtenemos

$$\begin{aligned}\log \left[\sum_{\langle \sigma_L \rangle} \exp[-H_0] \right] &= M \log(Z_0(K)) \\ &= M \log[\exp(3K) + 3 \exp(-K)]\end{aligned}$$

○ Sean ahora los terminos de interaccion

$$V_1(s_i, s_j) + V_2(s_i)$$

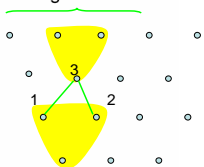
56

Para el primer sumando, un termino tipico de interaccion entre spines de dos bloques triangulares contiguos es

$$V_{ij} = -K(s_1^I s_3^I + s_2^I s_3^I) \Rightarrow$$

$$\langle V_{ij} \rangle = \langle -K(s_1^I s_3^I + s_2^I s_3^I) \rangle = -2K \langle s_1^I \rangle \langle s_3^I \rangle$$

pues estan en dos celdas distintas.



Sea uno de los valores medios $\langle s_3^I \rangle$

$$\langle s_3^I \rangle = \frac{\sum_{\sigma_L} s_3^I \exp(K(\sigma_1^I s_3^I + \dots))}{Z_0(K)} = \frac{1}{Z_0(K)} S_I (\exp(3K) + \exp(-K)) =$$

$$= S_I \frac{(\exp(3K) + \exp(-K))}{(\exp(3K) + 3 \exp(-K))}$$

(Expresamos el valor medio en funcion de S_I)

$Z_0(K)$

57

$$\text{Luego } \langle V_{IJ} \rangle = -2K \left[\frac{(\exp(3K) + \exp(-K))}{(\exp(3K) + 3 \exp(-K))} \right]^2 S_I S_J$$

Sea ahora el termino que contiene B (V_2)

Este es directamente

$$B[\langle s_1 \rangle + \dots] = -3S_I B \left[\frac{(\exp(3K) + \exp(-K))}{(\exp(3K) + 3 \exp(-K))} \right]$$

Finalmente (reuniendo los términos)

$$H(K_L, \langle S_I \rangle) = \log \left[\sum_{\langle \sigma_L \rangle} \exp[-H_0] \right] + \langle V \rangle_0 =$$

58

$$= M \log(Z_0(K)) +$$

$$-2K \sum_{I \neq J} \left[\frac{(\exp(3K) + \exp(-K))}{(\exp(3K) + 3 \exp(-K))} \right]^2 S_I S_J$$

$$-3B \sum_I \left[\frac{(\exp(3K) + \exp(-K))}{(\exp(3K) + 3 \exp(-K))} \right] S_I$$

De donde tenemos

$$H(K_L, B_L, \langle S_I \rangle) = -K_L \sum_{I \neq J} S_I S_J - B_L \sum_I S_I$$

con

$$K_L = 2K \left[\frac{(\exp(3K) + \exp(-K))}{(\exp(3K) + 3 \exp(-K))} \right]^2$$

$$B_L = 3B \left[\frac{(\exp(3K) + \exp(-K))}{(\exp(3K) + 3 \exp(-K))} \right]$$

59

Para los puntos fijos

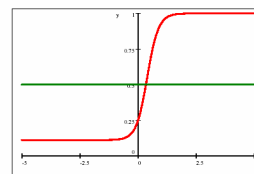
$$\frac{1}{2} = \left[\frac{(\exp(3K) + \exp(-K))}{(\exp(3K) + 3 \exp(-K))} \right]^2$$

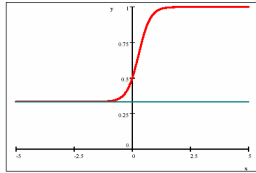
$$\frac{1}{3} = \left[\frac{(\exp(3K) + \exp(-K))}{(\exp(3K) + 3 \exp(-K))} \right]$$

($K_L=K$ y $B_L=B$)

$$\left[\frac{(\exp(3K) + \exp(-K))}{(\exp(3K) + 3 \exp(-K))} \right]^2$$

En realidad hay 8 soluciones una sola real $K^* = 0.335614$,
 $B^* = 0$





converge a $-\infty$

En realidad hay 8 soluciones una sola real $K^* = 0.335614$,
 $B^* = 0$
 y también $K^* = 0$, $B^* = 0$

El siguiente paso es linealizar las ecuaciones, resolver para los autovalores y autofunciones y se obtiene

Para $K^* = 0$, $B^* = 0$

$$K = \delta K; B = \delta B$$

$$\delta K = 2\delta K \left[\frac{(\exp(3K) + \exp(-K))}{(\exp(3K) + 3\exp(-K))} \right]_{K^*=0, B^*=0}^2 = 2\delta K \left[\frac{1+1}{1+3} \right]^2 = 0.5\delta K$$

del mismo modo

$$\delta B = 1.5\delta B$$

62

Para el otro punto fijo $K^* = 0.335614$, $B^* = 0$

Sea $K = 0.3356 + \delta K$; $B = \delta B$

Se obtiene

$$\delta K = 1.623\delta K, \delta B = 2.121\delta B$$

Luego

$$\lambda_K = 1.623; \lambda_B = 2.121$$

De aquí se determinan los exponentes de Widom (a partir del escalamiento de la g)

$$p = \log(\lambda_K) / (2 \log(3)) = 0.441$$

$$q = \log(\lambda_B) / (2 \log(3)) = 0.684$$

63

De donde se derivan los exponentes críticos

Sin embargo esta solución de celda pequeña...

	λ_K	λ_B	K_c
celda pequeña	1.623	2.121	0.3356
siguientes vecinos	1.7590	2.8024	0.27416
exacto	1.73205	2.80092	0.27465

64

The critical exponents are

$$\begin{aligned} \alpha &= 2 - \frac{1}{p} = -0.27, & \beta &= \frac{1-q}{p} = 0.72, \\ \gamma &= \frac{2q-1}{p} = 0.83, & \text{and } \delta &= \frac{q}{1-q} = 2.2 \end{aligned} \quad (19)$$

The exact solution of this two-dimensional Ising model yields $(\lambda_K)_{\text{exact}} = 1.73$ and $(\lambda_B)_{\text{exact}} = 2.80$. Thus, we are close for λ_K but our calculation of λ_B is not very good. It is possible to carry the calculation to higher orders in $\langle V^n \rangle$. In so doing, more elements of the vector, \mathbf{K} , are introduced and better agreement with the exact results is obtained.