

Simulación MC Modelo de Ising

Julio A. Medina
Universidad de San Carlos
Escuela de Ciencias Físicas y Matemáticas
Maestría en Física
julioantonio.medina@gmail.com

Resumen

En mecánica estadística el Modelo de Ising para la modelación teórica de un material ferromagnético consiste en considerar las interacciones de corto rango del momento dipolar magnético de spins moleculares. Los spins se configuran en un retículo n-dimensional y están discretizados.

1. Introducción

1.1. Modelo de Ising

El modelo de Ising considera las interacciones ferromagnéticas entre las moléculas de un material como un modelo discreto, esto consiste en asignar un valor discreto a la orientación relativa del momento dipolar magnético (spin), se asigna $+1$ a una orientación paralela al eje y en el retículo formado por las posiciones discretizadas de las moléculas. ver fig. 1. y se le asigna -1 a la orientación anti-paralela.

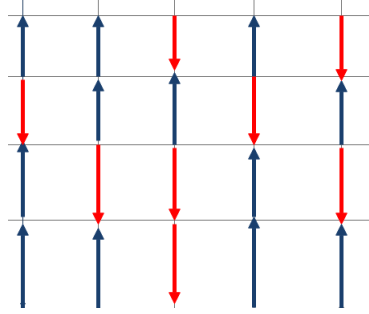


Figura 1: Retículo de spins

Se considera en el análisis la interacción entre spins vecinos σ_i , donde $\sigma_i = \pm 1$ representa el spin en la posición (x, y) del retículo, la fuerza de la interacción entre vecinos se rige por una constante J de modo que el Hamiltoniano del sistema se puede escribir de la siguiente manera.

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_i \sigma_j - H \sum_{i=1}^N \sigma_i \quad (1)$$

donde H es un campo magnético externo aplicado a la región donde se encuentra el retículo de moléculas, N es el número total de moléculas en el retículo y la energía J se puede interpretar como un parámetro cuántico de interacción electrostática, en la primera sumatoria se hace la observación que $\langle ij \rangle$ significa la suma de las interacciones de los vecinos más cercanos (vecinos próximos), estos son por ejemplo si se toma a la posición (x, y) sus vecinos serían $(x, y + 1)$, $(x, y - 1)$, $(x - 1, y)$, $(x + 1, y)$, los vecinos se pueden ver en color azul en la fig 2. y la posición (x, y) se aprecia en color rojo. El primer término de 1 representa la energías de interacción introducidas para llevar a un estado ferromagnético ordenado, el segundo término representa la interacción entre el campo magnético aplicado H y los spines del sistema esta interacción es de carácter puramente paramagnético.

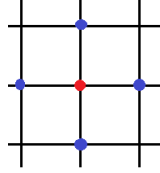


Figura 2: Vecinos mas cercanos

Tomando el caso en el que $H = 0$ la ecuación 1 se convierte en

$$\mathcal{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_i \sigma_j \quad (2)$$

Para resolver el problema de Ising se tiene que encontrar la función de partición canónica

$$Z(T, H, N) = \sum_{\{\sigma_i\}} \exp(-\beta \mathcal{H}) \quad (3)$$

con $\beta = \frac{1}{K_B T}$, K_B es la constante de Boltzmann, y T es la temperatura en Kelvins.

1.2. Transiciones de fase

Las transiciones de fase y los fenómenos críticos (*critical phenomena*) están asociados a una gran variedad de sistemas físicos: Fluidos simples y mezclas de fluidos, materiales magnéticos, ferromagnetos, superfluidos, superconductores y otros. La tesis doctoral de van der Waals (1873) fue la primera teoría exitosa para explicar la continuidad de los estados líquidos y gaseosos de la materia. La transición al ferromagnetismo también fue explicada a principios del siglo XX por una teoría fenomenológica propuesta por Pierre Curie y desarrollada por Weiss que está íntimamente relacionada a la teoría de van der Waals. Estas son conocidas como teorías clásicas de transición de fase y todavía se usan para describir algunos aspectos cualitativos de todo tipo de sistemas.

Estas teorías clásicas fueron sometidas a un proceso de análisis más riguroso en los años 60's. Varias cantidades termodinámicas como el calor específico, la compresibilidad y la susceptibilidad magnética presentan un comportamiento peculiar en la llamada región crítica, con divergencias asintóticas caracterizadas por una colección de exponentes críticos. Rápidamente se reconoció que el comportamiento crítico de las cantidades termodinámicas equivalentes, exhiben una caracterización universal que se puede describir por los bien definidos exponentes críticos.

1.2.1. Fenomenología de Landau

La teoría de Landau para transiciones de fases continuas se basa en la expansión de la energía libre en términos de las invariantes de los parámetros de orden. Por lo que se asume que la energía libre es una función analítica, incluso en la vecindad de un punto crítico. En muchos casos es relativamente sencillo encontrar un número aceptable de parámetros de orden asociados a una transición de fase. El parámetro de orden no es siempre un escalar, puede ser incluso un tensor para sistemas complejos. Generalmente se tiene que $\psi = 0$ en la fase con mayor simetría que usualmente se presenta a altas temperaturas en la fase desordenada, y $\psi \neq 0$ en la fase menos simétrica, mas ordenada.

Hay varios ejemplos de estos parámetros de orden:

- La transición de liquido-gas, donde ψ viene dado por $v_G - v_L$ o por $\rho_L - \rho_G$ (v es el volumen específico y ρ es la densidad de partículas)
- La transición para-ferromagnética en la cual el parámetro de orden ψ puede ser el vector de magnetización (que se convierte en un escalar para sistema uni-axiales como en el modelo de Ising) en la ausencia de un campo aplicado.
- La transición anti-ferromagnética en la cual el parámetro de orden ψ se puede asociar a la magnetización del sub-retículo.

La lista no es exhaustiva. Para un fluido puro, el parámetro de orden es un escalar y se puede escribir la expansión

$$g(T, p; \psi) = g_0(T, p) + g_1(T, p)\psi + g_2(T, p)\psi^2 + g_3(T, p)\psi^3 + g_4(T, p)\psi^4 + \dots, \quad (4)$$

donde los coeficientes g_n son funciones de los campos termodinámicos T y p . Para obtener un punto crítico simple, es suficiente que g_4 sea positivo, esto garantiza la existencia de un mínimo con respecto a ψ , por lo que se omiten términos de orden superior en la expansión de Landau. Debido a que se tiene alguna libertad para escoger ψ , siempre es posible eliminar el termino cúbico en la expansión (ver [1]). Por lo que sin pérdida de generalidad, se puede escribir la expansión como

$$g(T, p; \psi) = A_0(T, p) + A_1(T, p)\psi + A_2(T, p)\psi^2 + \psi^4 \quad (5)$$

para tener un mínimo estable, los coeficientes A_1 y A_2 tienen que ser cero en el punto crítico, sin embargo es importante mencionar que la existencia de dicha expansión no puede darse por darse por sentada, siendo la solución analítica del

modelo bidimensional de Ising un conocido contraejemplo.

Para un ferromagneto uniaxial, se tiene una expansión de Landau más simple (debido a la simetría), por lo que la energía libre de Helmholtz se puede escribir como

$$f(T, m) = f_0(T) + A(T)m^2 + B(T)m^4 + \dots \quad (6)$$

con esto se obtiene

$$g(T, H, m) = f_0(T) - Hm + A(T)m^2 + B(T)m^4 + \dots \quad (7)$$

En el punto crítico se tiene que $H = 0$ y $A(T) = 0$, en la vecindad del punto crítico se puede escribir

$$A(T) = a(T - T_c) \quad (8)$$

con $a > 0$, $B(T) = b > 0$, y $f_0(T) \approx f_0(T_c)$. Por lo que se puede escribir

$$g(T, H, m) = f_0(T_c) - Hm + a(T - T_c)m^2 + bm^4. \quad (9)$$

2. Metodología

2.1. Método de Monte Carlo

2.1.1. Ecuación maestra

Se introduce lo que se conoce como ecuación maestra (ver [?]) para la evolución temporal de procesos estocásticos Markovianos. Si $P(x, t)$ es la probabilidad de encontrar un sistema en el estado microscópico y , en el tiempo t . Derivando esta probabilidad se tiene

$$\frac{\partial}{\partial t} P(y, t) = T_0 - T_f \quad (10)$$

donde la tasa de probabilidad de cambiar al estado y esta dada por

$$T_0 = \sum_{y'} P(y', t) w(y' \rightarrow y) \quad (11)$$

donde $w(y' \rightarrow y)$ puede ser interpretado como la probabilidad que el sistema pase del estado y' al estado y en un intervalo de tiempo muy pequeño. Análogamente la tasa de probabilidad de cambio $y \rightarrow y'$ esta dada por

$$T_f = P(y, t) \sum_{y'} w(y \rightarrow y') \quad (12)$$

La ecuación maestra se convierte en

$$\frac{\partial}{\partial t} P(y, t) = \sum_{y'} \left[P(y', t) w(y' \rightarrow y) - P(y, t) w(y \rightarrow y') \right] \quad (13)$$

Para un estado estacionario $P(y, t)$ no es una función explícita del tiempo, por lo que para el equilibrio se tiene

$$\frac{\partial}{\partial t} P(y, t) = 0 \quad (14)$$

Entonces se tiene la siguiente condición de equilibrio llamado principio de balance detallado

$$P(y', t) w(y' \rightarrow y) = P(y, t) w(y \rightarrow y') \quad (15)$$

2.2. Metodo de Monte Carlo

El estudio de sistemas en equilibrio en mecánica estadística esta interesado en el calculo de promedios de la forma

$$\langle A \rangle = \frac{\sum_C A(C) \exp(-\beta \mathcal{H})}{\sum_C \exp(-\beta \mathcal{H})} \quad (16)$$

donde la suma indica que se toman en cuenta todas las posibles configuraciones microscópicas del sistema asociado con el Hamiltoniano \mathcal{H} , para el caso del modelo de Ising 2D se tiene un retículo de $N = n \times n$ sitios, esto significa que la suma en 12 se hace sobre $2^N = 2^{n^2}$ configuraciones. El hecho que el numero de configuraciones crece como 2^{n^2} hace que no sea practico utilizar este tipo de expresión para realizar cálculos numéricos. La solución consiste en realizar promedios sobre un numero mucho mas pequeño de las configuraciones de equilibrio mas representativas del sistema,

$$\langle A \rangle = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M A_i \quad (17)$$

Es importante saber bajo que condiciones se puede realmente obtener el valor esperado de la cantidad A de este promedio aritmético sobre las configuraciones representativas M , también es importante saber como seleccionar el numero M de configuraciones representativas.

De acuerdo con el método de Monte Carlo se selecciona una secuencia de configuraciones independientes, estas se denominan cadenas de Markov. Algunas de las configuraciones iniciales están lejos del equilibrio pero como función del tiempo se generan muchas mas configuraciones de equilibrio que son utilizadas para promediar 13.

Como ya fue discutido si se identifica a $w(y \rightarrow y')$ como la probabilidad de transición por unidad de tiempo del estado y a y' se tiene a la ecuación maestra 9 y la condición 11.

En equilibrio, esto es después de tomar en cuenta varios términos de la secuencia las probabilidades deberían tender a los valores de Gibbs,

$$P_0(y) = \frac{1}{Z} \exp[-\beta \mathcal{H}(y)] \quad (18)$$

donde Z la función de partición canónica esta definida en 3. De la condición 11 se tiene

$$P_0(y)w(y \rightarrow y') = P_0(y')w(y' \rightarrow y) \quad (19)$$

. Se escogen probabilidades que satisfacen

$$\frac{w(y \rightarrow y')}{w(y' \rightarrow y)} = \exp(-\beta \Delta \mathcal{H}) \quad (20)$$

donde $\Delta \mathcal{H} = \mathcal{H}(y') - \mathcal{H}(y)$ es la diferencia de energías entre las configuraciones y y y' .

Otras dos probabilidades de transición utilizadas en el las simulaciones de monte

Carlo son el algoritmo de Glauber y la prescripción de Metrópolis, en esta simulación se ha escogido a la prescripción de Metrópolis,

$$w(y \rightarrow y') = \begin{cases} \frac{1}{\tau} \exp(-\beta \Delta \mathcal{H}), & \Delta \mathcal{H} > 0 \\ \frac{1}{\tau}, & \Delta \mathcal{H} < 0 \end{cases} \quad (21)$$

donde el tiempo τ se interpreta como "step de Monte Carlo", se ha escogido $\tau = 1$.

2.2.1. Método de Monte Carlo para el Modelo de Ising

Se presentan a continuación los pasos del método de Monte Carlo y el diagrama de flujo para generar la cadena de Markov.

1. Escoger una configuración inicial de spins en el retículo.
2. Se selecciona un sitio al azar y se calcula la energía en ese sitio para las interacciones con los vecinos mas cercanos.
3. Verificar el signo de E .
4. Si E es positiva se hace el cambio de spin en el sitio indicado, esto es $\sigma_i = -\sigma_i$.
5. Si E es negativa pero $\exp(-\beta \Delta \mathcal{H}) > p_t$, donde p_t es un numero aleatorio entre 0 y 1, se cambia al spin, de otra manera se reinicia el ciclo.

es fácil ver que estos pasos reproducen la prescripción de Metropolis.

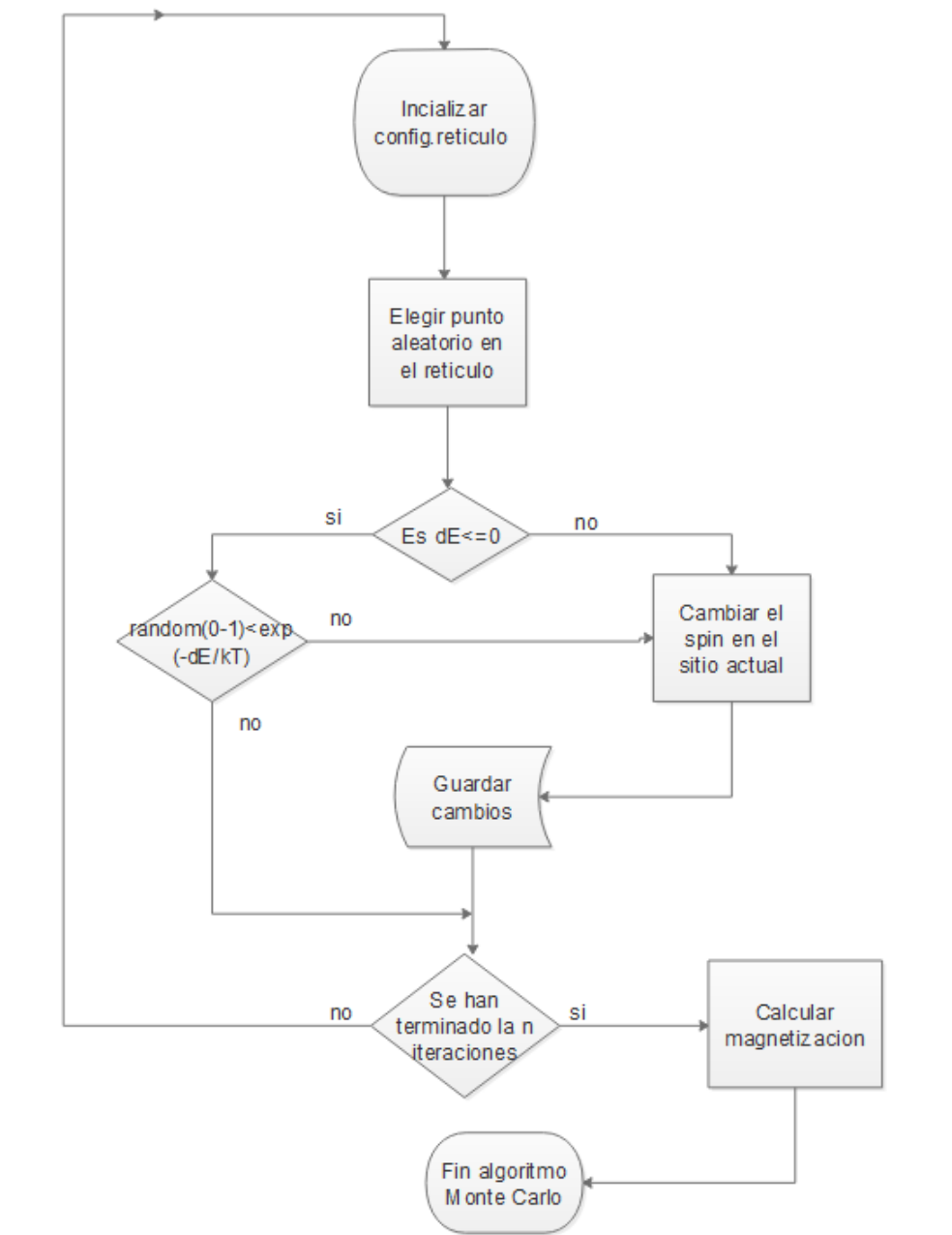


Figura 3: Diagrama de flujo

Referencias

- [1] Silvio R.A Salinas. *Introduction to Statistical Physics*. Springer. First Edition.

- [2] R.J. Baxter *Exactly solved models in statistical physics*. Academic Press. First Edition.
- [3] R.K. Pathria *Statistical Mechanics*. Elsevier. Third Edition.