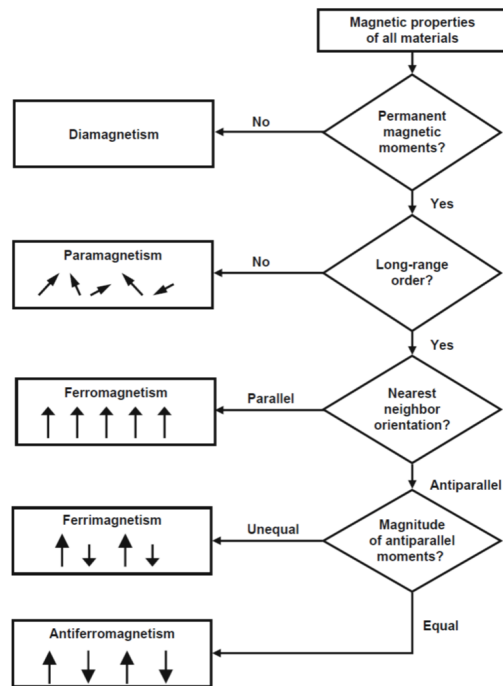


BAB II

DASAR TEORI

A. Kemagnetan Bahan

Secara garis besar, semua bahan dapat dikelompokkan ke dalam bahan magnet seperti terlihat pada Gambar 2.

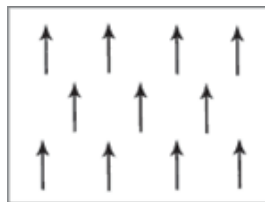


Gambar 2: Diagram pengelompokan bahan magnet (Stancil & Prabhakar, 2009: 2).

Berdasarkan sifat magnetnya, dibagi ke dalam bahan yang memiliki momen magnet permanen dan yang tidak. Pada kelompok momen magnet permanen dapat dibagi lagi menjadi 2 yang kaitannya dengan *long-range order*, kemudian dibagi lagi

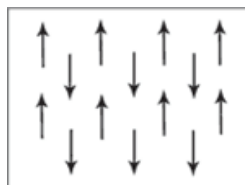
berdasarkan arah momen magnet dan besar momen magnet, sehingga dapat diklasifikasikan berdasarkan urutan polanya seperti ditunjukkan pada Gambar 2.

Ferromagnet memiliki medan magnet dari masing-masing atom bahan yang sangat kuat, sehingga momen magnet menyelaraskan diri secara teratur. Hal tersebut menyebabkan terjadinya magnetisasi spontan pada bahan, dan magnetisasi pada bahan ferromagnet tidak sama dengan 0. Konstanta interaksi untuk tetangga terdekat akan bernilai positif dalam ferromagnet ($J > 0$) (Blundell, 2001: 85).



Gambar 3: Tatanan spin pada ferromagnet (Hoadley, tanpa tahun).

Jika interaksi tukar bernilai negatif ($J < 0$), sehingga membuat momen magnet antiparalel satu sama lain, ini disebut antiferromagnet. Momen magnet yang antiparalel membuat nilai magnetisasinya sama dengan 0.



Gambar 4: Tatanan spin pada antiferromagnet (Hoadley, tanpa tahun).

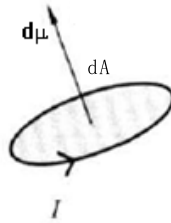
B. Momen Magnet dan Momentum Sudut

Dasar dari kemagnetan adalah momen magnet. Di sekitar kawat berarus listrik terdapat medan magnet. Jika kawat tersebut dibuat melingkar (loop) dengan luasan se-

besar dA , maka arus I dalam luasan yang ditutup loop arus tersebut akan menghasilkan momen magnet sebesar:

$$d\mu = IdA, \quad (1)$$

dan satuan momen magnetnya yaitu Am^2 .



Gambar 5: Aliran arus pada elemen luas yang menimbulkan momen magnet (Blundell, 2001: 2).

Arah vektor $d\vec{A}$ dapat ditentukan dari gerak aliran arus di sekitar elemen luasan dan arah momen magnet tegak lurus terhadap luasan (dA). Jika terdapat banyak loop arus, loop yang berdekatan akan saling meniadakan sehingga yang teramati hanya loop paling luar, oleh karenanya persamaan untuk jumlahan loop diperoleh:

$$\mu = \int d\mu = I \int dA. \quad (2)$$

Pada suatu rangkaian, aliran arus akan muncul karena adanya gerak dari satu atau lebih muatan. Setiap muatan memiliki massa, muatan tersebut juga bergerak mengelilingi inti. Gerak melingkar tersebut memunculkan momentum sudut. Dalam atom, moment magnet μ berbanding dengan momentum sudut L dari elektron. Hubungan L dan μ dapat dituliskan sebagai:

$$\mu = \gamma L, \quad (3)$$

dengan γ adalah konstanta, yang merupakan rasio giromagnetik. Besaran γ diperoleh karena ada besaran-besaran yang muncul ketika suatu elektron mengorbit intinya. Misalkan elektron dari atom hidrogen dengan muatan $-e$ dan massa m_e mengorbit inti. Arus yang muncul sebesar $I = -e/\tau$ dengan τ periode elektron mengorbit, yang dapat diperoleh dari $\tau = 2\pi r/v$. Berdasarkan model atom Bohr, besar momentum sudut elektron harus sama dengan \hbar pada keadaan dasar ($n = 1$), maka besar momen magnet elektron adalah:

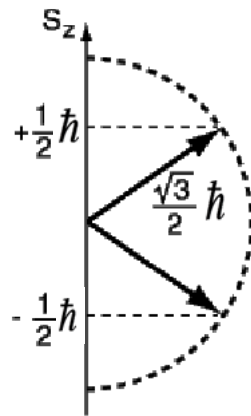
$$\mu = \pi r^2 I = -\frac{e\hbar}{2m_e} \equiv -\mu_B, \quad (4)$$

dengan μ_B merupakan magneton Bohr, $\mu_B = e\hbar/2m_e$. Dari hasil tersebut terlihat hubungan antara momen magnet dengan momentum sudut (\hbar), dengan $-e/2m_e$ sebagai konstanta atau rasio giromagnetik (γ).

C. Orbital dan Momentum Sudut Spin

Momentum sudut elektron berkaitan dengan gerak orbital elektron di sekitar inti atom yang dikenal sebagai momentum sudut orbital. Dengan bilangan kuantum l dan m_l , besarnya momentum sudut orbital dapat ditentukan dengan $\sqrt{l(l+1)}\hbar$ dan komponen momentum sudut orbital di sepanjang sumbu z adalah $m_l\hbar$. Komponen momen magnet sepanjang sumbu z adalah $-m_l\mu_B$ dan besar momen dipol magnetnya adalah $\sqrt{l(l+1)}\mu_B$.

Keadaan ini menjadi kompleks oleh fakta bahwa elektron memiliki momen magnet intrinsik yang berhubungan dengan momentum sudut intrinsik. Momentum sudut intrinsik elektron disebut spin. Spin elektron disimbolkan oleh bilangan kuantum spin s .



Gambar 6: Dua buah orientasi momentum sudut (Nave, 2007).

Kuantisasi ruang spin elektron ditentukan oleh bilangan kuantum magnetik spin m_s , untuk m_s memiliki dua harga yang memiliki beda 1 ($\Delta m_s = 1$). Kedua harga tersebut terletak antara $-s$ dan $+s$, sehingga $s = \frac{1}{2}$ dan m_s memiliki nilai $\pm \frac{1}{2}$. Komponen dari momentum sudut spin dituliskan sebagai $m_s \hbar$. Untuk elektron dengan $s = \frac{1}{2}$, ini berarti hanya ada dua nilai yang mungkin, $m_s = \pm \frac{1}{2}$. Komponen momentum sudut sepanjang sumbu z kemudian menjadi $\hbar/2$ atau $-\hbar/2$, masing-masing akan disebut sebagai *up* dan *down*. Besar momentum sudut spinnya adalah $\sqrt{s(s+1)}\hbar = \sqrt{3}\hbar/2$.

Momentum sudut spin berkaitan dengan momen magnet memiliki komponen sepanjang sumbu z yaitu $-g\mu_B m_s$ dan besarnya $\sqrt{s(s+1)}g\mu_B = \sqrt{3}g\mu_B/2$. g bernilai konstan yang diketahui merupakan faktor g . Faktor g memiliki nilai sekitar 2, karena itu komponen dari momen magnet intrinsik sepanjang sumbu $z \approx \mp \mu_B$ dan energi elektron

pada besar medan magnet B adalah:

$$E = g\mu_B m_s B, \quad (5)$$

yang merupakan tingkat energi pada sebuah elektron ketika dikenai medan magnet, disebut dengan efek Zeeman (Blundell, 2001: 9-10).

D. Magnetisasi dan Medan Magnet

Magnetisasi \vec{M} didefinisikan sebagai momen magnet per satuan volume. Penjumlahan vektor terkait dengan arah momen magnet menjadi pertimbangan dalam menentukan nilai magnetisasi untuk skala besar, sehingga tidak bisa hanya melihat momen magnet dari satu atom, atau dapat dituliskan:

$$\vec{M} = \sum_{i=1}^N \vec{s}_i. \quad (6)$$

Magnetisasi bahan dapat dipengaruhi oleh medan magnet luar \vec{B} . Medan magnet luar dapat ditimbulkan oleh magnet permanen (termasuk magnet bumi) dan muatan bergerak (arus listrik). Pada ruang hampa tidak terjadi magnetisasi, dan kaitan medan magnet \vec{B} dengan \vec{H} dapat dituliskan:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}, \quad (7)$$

dengan $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$ adalah permeabilitas ruang hampa, \vec{B} adalah medan magnet luar dan \vec{H} adalah kuat medan magnet. Besar medan magnet adalah sebanding dengan kuat medan magnetnya. Satuan B ditunjukkan dalam Wm^{-2} atau tesla (T) dan satuan H ditunjukkan dalam Am^{-1} . Ketika terdapat magnetisasi bahan, hubungan \vec{B}

dan \vec{H} menjadi:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}). \quad (8)$$

Jika magnetisasi \vec{M} berhubungan secara linear terhadap kuat medan magnet \vec{H} , maka

$$\vec{M} = \chi\vec{H}, \quad (9)$$

dengan χ adalah suseptibilitas magnetik, yang merupakan kekuatan suatu bahan dalam menanggapi medan magnet, sehingga dapat dituliskan:

$$\begin{aligned} \vec{B} &= \mu_0\vec{H}(1 + \chi), \\ &= \mu_0\vec{H}\mu_r, \end{aligned} \quad (10)$$

dengan μ_r adalah $(1+\chi)$ yang merupakan permeabilitas relatif pada bahan (Blundell, 2001: 4-5).

Medan magnet luar yang dikenakan pada bahan, baik ferromagnet maupun antiferromagnet dapat memberikan tambahan nilai pada energinya sebesar nilai B yang diberikan.

E. Interaksi Tukar

Interaksi tukar merupakan bagian penting dalam kemagnetan. Interaksi tukar ini terjadi antara spin dengan tetangga terdekatnya. Model sederhananya yaitu 2 elektron yang memiliki koordinat, masing-masing \vec{r}_1 dan \vec{r}_2 , dan fungsi gelombang untuk kedua keadaan itu dapat ditulis sebagai hasil kali dari keadaan elektron tunggal, sehingga jika keadaan elektron pertama adalah $\psi_a(\vec{r}_1)$ dan keadaan elektron kedua adalah $\psi_b(\vec{r}_2)$, maka fungsi gelombang untuk kedua keadaan adalah $\psi_a(\vec{r}_1)\psi_b(\vec{r}_2)$.

Untuk elektron, fungsi gelombang harus berupa asimetri, oleh karenanya keadaan spin pada fungsi gelombang harus asimetri singlet atau simetri triplet. Ketika spin $\uparrow\downarrow$ atau $\downarrow\uparrow$, ini disebut keadaan asimetri singlet χ_S karena nilai $s = 0$, maka mengakibatkan $m = 0$. Ketika spin $\uparrow\uparrow$ atau $\downarrow\downarrow$, maka $s = 1$ dan mengakibatkan $m = -1, 0, +1$, sehingga terdapat tiga keadaan dan disebut simetri triplet χ_T . Fungsi gelombang untuk keadaan singlet ψ_S dan keadaan triplet ψ_T dapat dituliskan sebagai:

$$\begin{aligned}\psi_S &= \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_a(\vec{r}_1)\psi_b(\vec{r}_2) + \psi_a(\vec{r}_2)\psi_b(\vec{r}_1)]\chi_S, \\ \psi_T &= \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_a(\vec{r}_1)\psi_b(\vec{r}_2) - \psi_a(\vec{r}_2)\psi_b(\vec{r}_1)]\chi_T,\end{aligned}\quad (11)$$

dengan ψ_S adalah fungsi gelombang simetri, ψ_T adalah fungsi gelombang asimetri, χ_S adalah fungsi gelombang spin untuk asimetri, χ_T adalah fungsi gelombang spin untuk simetri.

Tanda "+" pada fungsi gelombang ruang menunjukkan sifat gelombang pada keadaan simetri dan tanda "-" pada fungsi gelombang ruang menunjukkan sifat gelombang pada keadaan asimetri. Bentuk energi untuk kedua keadaan tersebut adalah:

$$\begin{aligned}E_S &= \int \psi_S^* \hat{H} \psi_S d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \\ E_T &= \int \psi_T^* \hat{H} \psi_T d\vec{r}_1 d\vec{r}_2.\end{aligned}\quad (12)$$

Diasumsikan bahwa bagian-bagian spin pada fungsi gelombang χ_S dan χ_T ternormalisasi. Selisih antara kedua energi dapat dituliskan:

$$E_S - E_T = 2 \int \psi_a^*(\vec{r}_1)\psi_b^*(\vec{r}_2)\hat{H}\psi_a(\vec{r}_2)\psi_b(\vec{r}_1)d\vec{r}_1d\vec{r}_2.\quad (13)$$

Setengah dari nilai selisih kedua energi merupakan konstanta interaksi tukar (J), sehingga:

$$J = \frac{E_S - E_T}{2} = \int \Psi_a^*(\vec{r}_1) \Psi_b^*(\vec{r}_2) \hat{H} \Psi_a(\vec{r}_2) \Psi_b(\vec{r}_1) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad (14)$$

dan energi pada bentuk Hamiltonian dapat dituliskan:

$$\hat{H}^{spin} = -2J \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2. \quad (15)$$

Untuk $J > 0$, $E_S > E_T$, merupakan keadaan triplet dengan $s = 1$; dan $J < 0$, $E_S < E_T$, merupakan keadaan singlet dengan $s = 0$. Dari model tersebut kemudian dikembangkan untuk model Heisenbergnya menjadi:

$$\hat{H} = - \sum_{ij} J_{ij} \vec{s}_i \cdot \vec{s}_j, \quad (16)$$

dengan J_{ij} adalah konstanta tukar antara spin i dan spin j . Faktor 2 menjadi hilang karena penggunaan notasi Σ .

F. Model Weiss Pada Ferromagnet dan Antiferromagnet

Pada ferromagnet, magnetisasi spontan terjadi karena adanya medan magnet bahan. Weiss mengasumsikan bahwa medan magnet bahan sebanding dengan nilai magnetisasinya,

$$\vec{B} = \lambda \vec{M}, \quad (17)$$

dengan λ merupakan konstanta Weiss, dan λ tetapan bernilai positif ($\lambda > 0$) pada ferromagnet.

Jika '+' merupakan label pada kekisi *up* dan '-' label pada kekisi *down*, maka besar medan magnet pada antiferromagnet adalah

$$B_+ = -|\lambda|M_-, \quad B_- = -|\lambda|M_+, \quad (18)$$

dengan λ adalah konstanta Weiss yang bernilai negatif ($\lambda < 0$), dan $|M_+| = |M_-| \equiv M$.

Pada suhu rendah, momen magnet teratur, tetapi ketika suhu mulai dinaikkan terjadi *disorder* spin yang mengakibatkan nilai magnetisasinya hilang, ini terjadi pada suhu kritis (suhu Neel). Ketika bahan dipanaskan di atas suhu kritis, bahan antiferromagnet dan bahan ferromagnet akan berubah menjadi bahan paramagnet. Model ini dikenal sebagai model Weiss terkait suhu pada bahan ferromagnet dan antiferromagnet, yang dapat dituliskan dengan:

$$M = M_s B_j \left(\frac{g_j \mu_B J |\lambda| M}{k_B T} \right). \quad (19)$$

Suhu Neel dapat ditentukan dengan menggunakan persamaan berikut:

$$T_N = \frac{g_j \mu_B (J + 1) |\lambda| M_s}{3k_B}. \quad (20)$$

Berikut tabel suhu Neel untuk beberapa bahan:

Tabel 1: Tabel bahan pada suhu Neel (Chang, tanpa tahun).

Bahan	Suhu transisi (Suhu Neel), T_N (K)
MnO	116
MnS	160
MnTe	307
MnF ₂	67
FeF ₂	70
FeCl ₂	24
FeO	198
CoCl ₂	25
CoO	291
NiCl ₂	50
NiO	525
Cr	308

G. Model Ising

Model lain untuk menyelesaikan Hamiltonian pada model Heisenberg adalah model Ising. Model ini ditemukan oleh mahasiswa Wilhelm Lenz di Hamburg yang bernama Ernst Ising pada tahun 1920, yang kemudian dipilih sebagai subjek disertasi doktornya pada tahun 1925. Pada model Ising 1 dimensi tidak terjadi transisi fase, namun pada 2 atau 3 dimensi terjadi transisi fase. Model Ising mempertimbangkan jumlah titik kekisi N dan berasumsi bahwa setiap titik kekisi memiliki keterkaitan dengan spin (σ), dengan $\sigma = \pm 1$. Sifat makroskopik sistem dapat ditentukan dari sifat mikroskopiknya, oleh karenanya perlu diketahui nilai energi yang bergantung konfigurasi spin, yaitu:

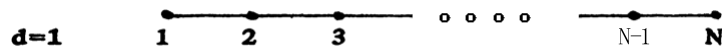
$$\hat{H} = -J \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_i \sigma_j - B \sum_i \sigma_i. \quad (21)$$

Selain energi, hal lain yang penting pada sistem magnet adalah magnetisasi yang besarnya juga dipengaruhi oleh konfigurasi spin. Besarnya magnetisasi dapat ditentukan dari:

$$M = \sum_{\langle ij \rangle} \sigma_{ij}. \quad (22)$$

1. Model Ising 1-D

Pada model Ising 1 dimensi, letak titik kekisi dapat dimisalkan dengan garis yang terdapat titik-titik dengan jarak yang sama besar.

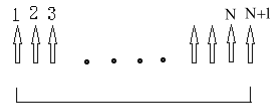


Gambar 7: Letak kekisi pada 1 dimensi (Cipra, 1987: 938).

Titik-titik tersebut dapat diberi nomor 1 sampai dengan N , dengan N merupakan banyaknya titik kekisi. Spin dinyatakan dalam $\sigma = \pm 1$, terdiri dari *spin up* dan *spin down*. Interaksi hanya terjadi antara spin dengan spin kanan dan kirinya. Bentuk Hamiltonian pada model Ising 1 dimensi dengan dikenai medan magnet luar adalah:

$$\hat{H} = -J \sum_{i=1}^N \sigma_i^z \sigma_{i+1}^z - B \sum_{i=1}^N \sigma_i. \quad (23)$$

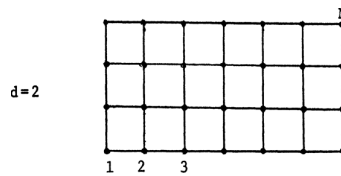
Jika $J > 0$, maka keadaan dasarnya akan mempunyai deretan *spin up* secara ferromagnet dan jika $J < 0$, maka keadaan dasarnya akan memiliki deretan *spin up* dan *spin down* secara antiferromagnet. Untuk menghindari efek tepi pada model 1 dimensi, digunakan syarat batas periodik, yang ditentukan oleh $\sigma_{N+1} = \sigma_1$, seperti ditunjukkan oleh Gambar 8.



Gambar 8: Batas periodik pada interaksi 1 dimensi (Kohn, 1998).

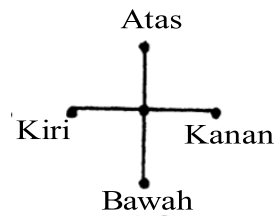
2. Model Ising 2-D

Kekisi pada 2 dimensi dapat dimisalkan seperti letak titik - titik yang membentuk persegi sebanyak N , memiliki jarak yang sama satu dengan lainnya, seperti pada Gambar 9.



Gambar 9: Tatanan letak kekisi pada 2 dimensi (Cipra, 1987: 938).

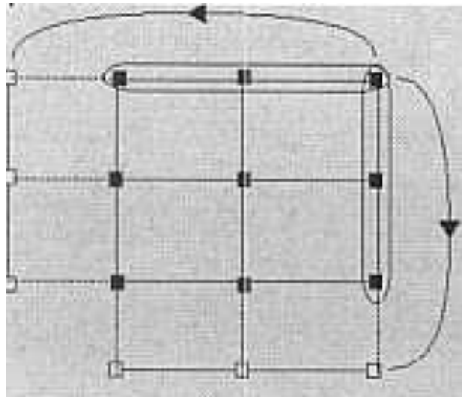
Sedangkan untuk interaksi yang terjadi, ditunjukkan pada Gambar 10. Interaksi terjadi antara spin dengan empat tetangga terdekatnya yaitu kanan, kiri, atas, bawah.



Gambar 10: Interaksi pada kekisi 2 dimensi (Cipra, 1987: 939).

Bentuk Hamiltonian untuk model Ising 2 dimensi diberikan seperti pada Persamaan (21). Tanda $\langle i, j \rangle$ menyatakan spin i yang berinteraksi dengan tetangga ter-

dekatnya (*nearest neighbour*), yaitu spin j . Seperti halnya pada model Ising 1 dimensi, untuk menghindari efek tepi, maka diberikan syarat batas periodik, yang sistematisnya dapat dimisalkan seperti pada Gambar 11.



Gambar 11: Batas periodik pada kekisi 2 dimensi (Wicaksono, 2003: 231).

3. Model Ising untuk Ferromagnet dan Antiferromagnet

Ferromagnet muncul ketika spin suatu bahan menunjuk arah sama sebanyak titik kekisi N , pada antiferromagnet spin menunjuk arah berlawanan sebanyak titik kekisi N . Uraian tersebut dapat digunakan sebagai dasar dalam model Ising untuk ferromagnet dan antiferromagnet. Secara matematis, untuk menghitung nilai energi pada model Ising diberikan seperti pada Persamaan(21). Persamaan tersebut memperlihatkan energi dari penjumlahan interaksi antara spin dengan medan magnet luar.

Jika pada ferromagnet, spin semuanya bernilai $+\frac{1}{2}$ atau $-\frac{1}{2}$, maka pada antiferromagnet, spin bernilai $-\frac{1}{2}$ dan $+\frac{1}{2}$. Selain itu, dalam perhitungan energi keduanya mempertimbangkan nilai interaksi tukar J . Interaksi tukar J merupakan ukuran kekuatan interaksi antara spin dengan tetangga terdekatnya. Jika $J > 0$, pada keadaan spin $\uparrow\uparrow$ dan $\downarrow\downarrow$ energi yang terjadi lebih besar dibandingkan dengan keadaan $\uparrow\downarrow$ dan $\downarrow\uparrow$, se-

hingga untuk $J > 0$ energi total besar. Keadaan ini terdapat pada ferromagnet, karena spin pada semua titik kekisi memiliki arah yang sama. Jika $J < 0$, pada keadaan spin $\uparrow\downarrow$ dan $\downarrow\uparrow$, maka energi yang dimiliki rendah, ini merupakan keadaan antiferromagnet karena arah spin saling berlawanan.

H. Metode Monte Carlo

Monte Carlo yang dipopulerkan oleh Stanislaw Marcin Ulam, Enrico Fermi, John von Neumann dan Nicholas Metropolis, merupakan nama kasino terkemuka di Monako. Penggunaan keacakan bilangan dan sifat pengulangan pada proses Monte Carlo mirip aktivitas yang dilakukan pada sebuah kasino. Penggunaannya lebih dikenal lagi ketika Enrico Fermi pada tahun 1930 menggunakan metode acak untuk menghitung sifat-sifat neutron. Metode Monte Carlo merupakan simulasi inti dalam menyelesaikan masalahnya. Seiring ditemukannya komputer pada tahun 1945, metode ini mulai dikembangkan dan kemudian sangat populer dalam bidang fisika dan riset operasi. Penggunaan metode Monte Carlo memerlukan sejumlah bilangan acak, dan hal tersebut semakin mudah dengan perkembangan pembangkit bilangan acak yang jauh lebih cepat dan praktis dibandingkan dengan metode sebelumnya, menggunakan tabel bilangan acak untuk sampling statistik.

Metode Monte Carlo juga dapat diartikan sebagai algoritma komputasi untuk mensimulasikan berbagai perilaku sistem fisika dan matematika. Metode Monte Carlo dalam ilmu alam dibagi dalam beberapa kelompok, yaitu:

1. Metode Monte Carlo Klasik, yaitu mengambil sampel dari probabilitas distribusi untuk menentukan hal-hal seperti struktur minimal energi.
2. Metode Monte Carlo Kuantum, yaitu nilai acak digunakan untuk menentukan

hal-hal kuantum: energi mekanik.

3. Metode Monte Carlo Integral, yaitu statistik kuantum mekanik integral dievaluasi untuk mendapatkan sifat termodinamika.
4. Metode Monte Carlo Simulasi, yaitu algoritma yang diterapkan bergantung konfigurasi pada syarat atau aturan penerimaan.

Dalam bidang fisika, metode Monte Carlo banyak digunakan pada fisika komputasi, contohnya mempelajari perilaku spin dalam magnet. Karena algoritma ini memerlukan perulangan dan perhitungan yang kompleks, maka metode Monte Carlo pada umumnya dilakukan menggunakan komputer, dan memakai berbagai teknik simulasi komputer. Salah satu teknik simulasi komputer dalam metode ini yaitu algoritma Metropolis. Algoritma Metropolis dilibatkan sebagai syarat dalam penerimaan suatu nilai dengan probabilitas, terkait suhu (T) dan energi sistem (E_s), yang probabilitasnya dapat ditentukan dari:

$$P_s = \frac{1}{Z} e^{-\beta E_s}, \quad (24)$$

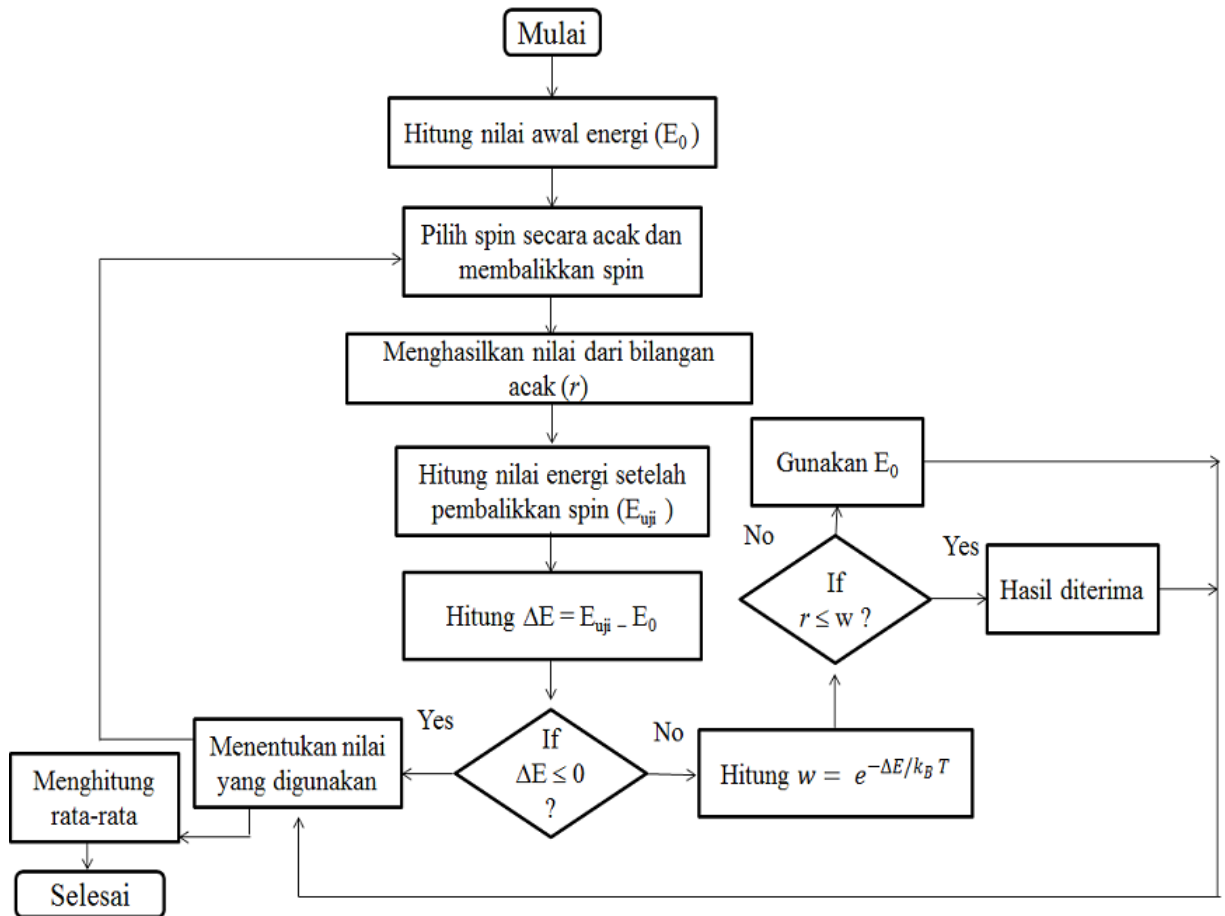
dengan $\beta = 1/k_B T$, k_B merupakan tetapan Boltzman yang bernilai $1,3807 \times 10^{-23}$ JK⁻¹ dan Z merupakan konstanta ternormalisasi, sehingga nilai Z diperoleh:

$$Z = e^{-E_s/k_B T}. \quad (25)$$

Penentuan probabilitas tersebut dikenal dengan probabilitas distribusi Boltzman, yang kemudian dapat digunakan untuk menghitung nilai rata-rata energi pada sistem, yaitu:

$$\langle E \rangle = E_s P_s = \sum_s \frac{1}{Z} E_s e^{-\beta E_s} \quad (26)$$

Algoritma Metropolis dengan penggunaan probabilitas distribusi Boltzman di atas dapat diringkas dalam konteks simulasi sistem spin seperti pada diagram alir berikut:

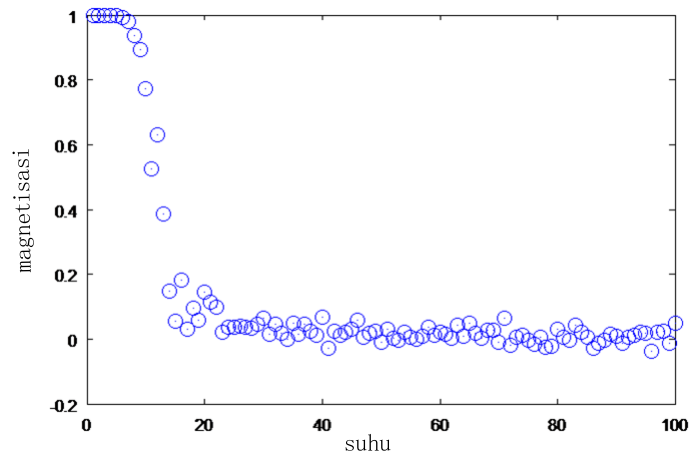


Gambar 12: Diagram alir algoritma metropolis.

Simulasi dengan menggunakan metode ini telah banyak digunakan orang dalam penelitiannya, misalnya oleh Lederman (2004), Pidokrajt (2008) dan Larrimore (2002). Salah satu contohnya adalah dalam jurnal yang dikaji oleh Larrimore, peneliti tersebut menggunakan metode Monte Carlo dengan algoritma Metropolis di dalam programnya untuk menghasilkan bilangan acak.

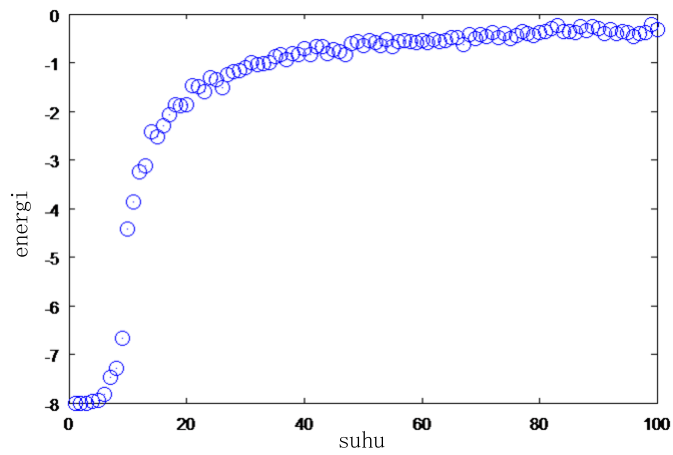
Dengan mengacu pada jurnal tersebut, penulis juga melakukan penelitian menggunakan model Ising, menggunakan metode Monte Carlo pada sistem ferromagnet tanpa medan magnet luar dengan titik kekisi 16×16 dan diperoleh grafik seperti ditunjukkan pada Gambar 13 dan 14.

Grafik magnetisasi terhadap suhu



Gambar 13: Grafik magnetisasi bahan ferromagnet terhadap suhu.

Grafik energi terhadap suhu



Gambar 14: Grafik energi bahan ferromagnet terhadap suhu.

Hasil tersebut memperlihatkan magnetisasi maksimum pada suhu yang rendah dan semakin kecil atau minimum pada suhu yang tinggi. Pada energi juga terlihat energi minimum pada suhu rendah dan maksimum pada suhu tinggi.