

**STUDI MONTE CARLO TERHADAP SISTEM PARTIKEL
NANOMAGNETIK *MONODISPERSE DENSE* PADA
TEMPERATUR RENDAH**

SKRIPSI

**Diajukan untuk Memenuhi Persyaratan Memperoleh
Gelar Sarjana Fisika**

oleh

SANDY PRATAMA

0304027056



**UNIVERSITAS INDONESIA
FAKULTAS MATEMATIKA DAN ILMU PENGETAHUAN
ALAM
DEPARTEMEN FISIKA
2008**

LEMBAR PENGESAHAN

Studi Monte Carlo terhadap Sistem Partikel Nanomagnetik *Monodisperse Dense* pada Temperatur Rendah

Skripsi ini telah diperiksa dan disetujui oleh :

Pembimbing

Prof. Dr. rer. nat. Rosari Saleh

Penguji I

Penguji II

Dr. Djoko Triyono

Dr. Agus Salam

KATA PENGANTAR

Puji syukur dan hormat yang sedalam-dalamnya penulis haturkan kepada Tuhan Yesus Kristus, Bapa dan sahabatku yang sempurna. Hanya karena kasih dan karunia-Nya penulis dapat menyelesaikan skripsi ini, yang berjudul : "Studi Monte Carlo terhadap Sistem Partikel Nanomagnetik *Monodisperse Dense* pada Temperatur Rendah".

Skripsi ini disusun untuk memenuhi salah satu syarat dalam meraih gelar Sarjana Sains di Departemen Fisika, Fakultas Matematika dan Ilmu Pengetahuan Alam, Universitas Indonesia.

Selama penelitian dan penulisan skripsi ini, penulis banyak menerima bantuan dan dukungan dari berbagai pihak. Oleh karena itu pada kesempatan ini penulis ingin menghaturkan banyak terima kasih kepada :

1. Ibu Prof. Dr. rer. nat. Rosari Saleh atas perhatian dan bimbingannya selama proses pembuatan skripsi.
2. Bapak Dr. Djoko Triyono dan Dr. Agus Salam selaku penguji dalam seminar skripsi.
3. Keluarga penulis : Mama, Papa, Tia, dan Oci yang telah banyak memberi dukungan, doa, dan semangat bagi penulis.
4. Dian untuk inspirasi, motivasi, dan bantuannya selama penelitian dan penulisan.
5. Teman-teman kost M30 : Kalam, Jimmy, Rendy, Hendro, Abdul, Irwanto, dan Ryan yang menjadi tempat melepas kelelahan dan kejenuhan.

6. Teman-teman di Departemen Fisika terutama angkatan 2004 serta teman-teman "anggota" ruang Bu Oca (Mbak Lusy, Kak Yustin, Daniel, Devi, Tarto, Zicko, dll) atas bantuan dan dukungannya.
7. Juga sahabat-sahabat penulis : Richard, Stephanus, dan Haryo yang membantu penulis tetap bersemangat selama pengerjaan.

Penulis menyadari keterbatasan yang ada dalam skripsi ini. Untuk itu, dengan segala kerendahan hati penulis menerima kritik dan saran untuk perbaikan skripsi ini. Semoga melalui skripsi ini, penulis telah melakukan hal yang berguna bagi orang lain dan nama-Nya dipermuliakan.

Jakarta, Juni 2008

Sandy Pratama

ABSTRAK

Flatness dari kurva magnetisasi *FC* (*field-cooled*) di bawah temperatur kritis, yang dijumpai pada sistem partikel nanomagnetik *monodisperse dense* (berinteraksi dipolar kuat) merepresentasikan dinamika lambat *spin-glass-like*. Simulasi Monte Carlo ekuilibrium dilakukan untuk menginvestigasi pengaruh dari *randomness* distribusi arah sumbu anisotropi partikel terhadap ruang *state* sistem dan karakteristik ekuilibrium dari magnetisasi sistem. Dengan metode *parallel tempering*, sistem dapat diekuilibrasikan untuk temperatur rendah di mana algoritma Metropolis cenderung terjebak dalam *basin-basin* metastabil. Pengaruh kekuatan interaksi dipolar antar partikel dipelajari dengan melakukan simulasi untuk beberapa sampel dengan konsentrasi berbeda. Nilai ekspektasi magnetisasi sistem pada kondisi ekuilibrium termal memperlihatkan transisi ke fase *spin-glass-like* seperti yang ditunjukkan kurva magnetisasi *FC*.

Kata kunci: sistem partikel nanomagnetik, dinamika *spin-glass-like*, magnetisasi *FC*, simulasi Monte Carlo ekuilibrium.

ABSTRACT

Flatness of the *FC* (*field-cooled*) magnetization curve below the critical temperature, observed on dense (strongly interacting) monodisperse magnetic nanoparticle system represents slow *spin-glass-like* dynamics. Equilibrium Monte Carlo simulations are performed to investigate how the randomness in anisotropy axis distribution affects the state spaces of the systems and the equilibrium property of magnetization. By using parallel tempering method the systems are able to equilibrate down to low temperature where the Metropolis algorithm tends to get stranded in metastable basins. The effect of dipolar interaction strength is investigated by performing simulations for several concentration of samples. Expectation value of magnetization in thermal equilibrium shows transition to *spin-glass-like* phase similar to that of *FC* magnetization curve.

Keywords: magnetic nanoparticle system, *spin-glass-like* dynamics, *FC* magnetization, equilibrium Monte Carlo simulation.

DAFTAR ISI

LEMBAR PENGESAHAN	i
KATA PENGANTAR	ii
ABSTRAK	iv
DAFTAR ISI	v
DAFTAR GAMBAR	vi
DAFTAR TABEL	ix
BAB I PENDAHULUAN	1
BAB II TEORI	6
2.1 Superparamagnetisme	6
2.2 <i>Spin Glasses</i>	8
2.3 Metode Monte Carlo	11
2.3.1 Simulasi Monte Carlo Ekuilibrium	11
2.3.2 Algoritma Metropolis	14
2.3.3 Simulasi Sistem <i>Glassy</i> dan Metode <i>Parallel Tempering</i>	14
BAB III SISTEM MODEL DAN METODE PENELITIAN	17
BAB IV HASIL DAN PEMBAHASAN	25
BAB V RANGKUMAN	41
REFERENSI	43

DAFTAR GAMBAR

- Gambar 2.1 Kurva magnetisasi *ZFC/FC* dari sistem partikel nanomagnetik tidak berinteraksi (superparamagnet) [5].
- Gambar 2.2 Suseptibilitas statis dari $\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x$ untuk $x = 0.0108$ dan $x = 0.0202$. Setelah mengalami *zero-field cooling*, χ diukur dalam medan magnet lemah 0.59 mT dengan peningkatan temperatur ((b) dan (d)). Untuk proses *field-cooling* dalam medan magnet 0.59 mT, χ reversibel terhadap kenaikan dan penurunan temperatur ((a) dan (c)) [10].
- Gambar 2.3 Kurva magnetisasi *ZFC* dan *FC* dari sistem *spin glass* $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ [6].
- Gambar 3.1 Hasil *TEM* dari sistem nanopartikel $\text{Fe}_{1-x}\text{C}_x$ [1]
- Gambar 3.2 Sketsa dua dimensi dari susunan partikel pada kisi kubik $4 \times 4 \times 4$ dengan arah sumbu anisotropi yang terdistribusi secara random [14].
- Gambar 4.1 Plot energi terhadap waktu dari sistem tidak berinteraksi pada $T = 10$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.
- Gambar 4.2 Plot magnetisasi terhadap waktu dari sistem tidak berinteraksi pada $T = 10$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.

Gambar 4.3 Plot energi terhadap waktu dari sistem $c = 5\%$ pada $T = 10$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.

Gambar 4.4 Plot magnetisasi terhadap waktu dari sistem $c = 5\%$ pada $T = 10$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.

Gambar 4.5 Plot (a) energi dan (b) magnetisasi terhadap waktu dari sistem $c = 20\%$ pada $T = 60$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.

Gambar 4.6 Plot (a) energi dan (b) magnetisasi terhadap waktu dari sistem $c = 20\%$ pada $T = 50$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.

Gambar 4.7 Plot (a) energi dan (b) magnetisasi terhadap waktu dari sistem $c = 20\%$ pada $T = 40$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.

Gambar 4.8 Plot (a) energi dan (b) magnetisasi terhadap waktu dari sistem $c = 20\%$ pada $T = 30$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.

Gambar 4.9 Plot (a) energi dan (b) magnetisasi terhadap waktu dari sistem $c = 20\%$ pada $T = 20$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.

Gambar 4.10 Plot (a) energi dan (b) magnetisasi terhadap waktu dari sistem $c = 20\%$ pada $T = 10$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.

Gambar 4.11 Fungsi autokorelasi *time displaced* dari sistem $c = 20\%$ pada $T = 70$ K. Nilai t_1 dari hasil fitting menunjukkan waktu korelasi sistem τ .

Gambar 4.12 Fungsi autokorelasi *time displaced* dari sistem $c = 5\%$ pada $T = 30$ K. Nilai t_1 dari hasil fitting menunjukkan waktu korelasi sistem τ .

Gambar 4.13 Plot energi terhadap waktu dari sistem $c = 20\%$ pada $T = 60$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda serta untuk simulasi dengan metode *parallel tempering* (hitam).

Gambar 4.14 Plot magnetisasi terhadap waktu dari sistem $c = 20\%$ pada $T = 60$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda serta untuk simulasi dengan metode *parallel tempering* (hitam).

Gambar 4.15 Plot nilai ekspektasi dari magnetisasi sistem tidak berinteraksi terhadap temperatur.

Gambar 4.16 Plot nilai ekspektasi dari magnetisasi sistem $c = 5\%$ terhadap temperatur.

Gambar 4.17 Plot nilai ekspektasi dari magnetisasi sistem $c = 20\%$ terhadap temperatur.

Gambar 4.18 Plot nilai ekspektasi dari magnetisasi sistem tidak berinteraksi, $c = 5\%$, dan $c = 20\%$ terhadap temperatur.

Gambar 4.19 Kurva magnetisasi *ZFC* dan *FC* dari (a) sistem partikel nanomagnetik tidak berinteraksi (atau berinteraksi lemah) dan (b) sistem partikel nanomagnetik berinteraksi kuat [5].

DAFTAR TABEL

Tabel 3.1 Waktu korelasi sistem tidak berinteraksi, sistem $c=5%$, dan sistem $c=20%$ untuk tiap temperatur simulasi



BAB I

PENDAHULUAN

Dalam dekade terakhir ini, sistem partikel nanomagnetik menarik banyak perhatian di bidang penelitian karena selain aplikasi teknologisnya yang penting (terutama berhubungan dengan media penyimpanan magnetis dan *recording*), sistem ini memiliki karakteristik eksperimental yang menarik. Beberapa penelitian telah menunjukkan bahwa sistem ini memperlihatkan fenomena *memory* dan *aging* yang dikenal sebagai karakteristik khusus dari *spin glass* dan sistem *glassy* lainnya [1-4]. Kedua fenomena ini merepresentasikan dinamika lambat dari sistem nanopartikel pada temperatur rendah sehingga juga disertai dengan adanya irreversibilitas magnetik berupa *splitting* antara kurva magnetisasi *ZFC* (*zero field-cooled*) dan kurva magnetisasi *FC* (*field-cooled*) di bawah temperatur tertentu (T_s) [3,5,6].

Kurva magnetisasi *FC* diperoleh dengan cara mendinginkan sampel dalam pengaruh medan magnet *DC* (*direct current*) dan mengukur magnetisasinya sebagai fungsi temperatur. Kurva *ZFC* diperoleh untuk sampel yang didinginkan tanpa medan magnet. Medan magnet *DC* kemudian diberikan pada temperatur terendah dan magnetisasi sampel diukur seraya meningkatkan temperatur. Fenomena *splitting* antara kurva *ZFC-FC* terjadi baik pada sistem partikel nanomagnetik yang tidak berinteraksi (atau berinteraksi lemah) maupun pada sistem nanopartikel *dense* yang berinteraksi (dipolar) kuat, namun dengan

perbedaan mendasar pada kurva FC dan temperatur saat terjadi *splitting* (T_s) [3,5].

Pada sistem nanopartikel tidak berinteraksi, *splitting* pada kurva *ZFC-FC* bermula pada temperatur yang relatif jauh dari titik puncak kurva *ZFC*, sedangkan *splitting* kurva pada sistem nanopartikel berinteraksi kuat terjadi pada temperatur yang sangat dekat dengan puncak kurva *ZFC*. Di bawah T_s , kurva *FC* dari sistem tidak berinteraksi terus meningkat seiring penurunan temperatur. Namun kurva *FC* dari sistem berinteraksi kuat tidak meningkat dan cenderung konstan di bawah T_s . Hal ini merupakan indikator utama dari adanya suatu mekanisme *freezing* secara kolektif yang juga dijumpai pada sistem *spin glass*. Sistem berinteraksi kuat memperlihatkan transisi ke fase *spin-glass-like* di sekitar T_s [3,5]. Analisis *scaling* dinamik juga telah menunjukkan transisi *spin-glass-like* pada sistem nanopartikel magnetik berkonsentrasi tinggi dengan distribusi ukuran partikel yang sempit [7].

Perbedaan karakteristik kurva magnetisasi *FC* dan *ZFC* antara sistem berinteraksi kuat dan sistem tidak berinteraksi memunculkan dua paradigma dasar dalam melakukan interpretasi, yaitu superparamagnetisme dan *spin glass* [3,5,8,9]. Pada sistem partikel tidak berinteraksi, dinamika lambat bersumber dari distribusi pada volume partikel (*polydispersity*). Momen magnet dari setiap partikel berelaksasi menurut *energy barrier* anisotropinya masing-masing, yang besarnya bergantung pada volume partikel. Oleh sebab itu, distribusi pada volume partikel akan menghasilkan distribusi yang luas pada waktu relaksasi Neel dan temperatur *blocking* [10]. Untuk kasus sistem nanopartikel berinteraksi kuat, karakteristik-

karakteristik eksperimentalnya (termasuk transisi *spin-glass-like* dan *flatness* pada kurva *FC*) memperlihatkan adanya dinamika lambat *spin-glass-like* pada sistem tersebut. Fenomena ini dipicu oleh frustrasi akibat interaksi dipolar yang kuat antar partikel, juga *disorder* akibat *randomness* pada posisi partikel dan distribusi arah sumbu anisotropi [3,8]. Sebagai konsekuensi, sistem tidak memiliki *ground state* yang unik melainkan banyak konfigurasi momen partikel dengan probabilitas yang sama. Rendahnya *energy barrier* antara konfigurasi-konfigurasi tersebut menyebabkan perubahan konstan pada sistem menuju kondisi ekuilibrium, namun juga disertai ketidakmampuan untuk mencapai kondisi ekuilibrium. Seperti halnya *spin glass*, di bawah temperatur tertentu sistem terus berada dalam kondisi menuju ekuilibrium. Dinamika non-ekuilibrium *spin-glass-like* dari sistem nanopartikel berinteraksi kuat pada temperatur rendah telah diinvestigasi dengan eksperimen susceptibilitas AC [11] dan relaksasi magnetik [12].

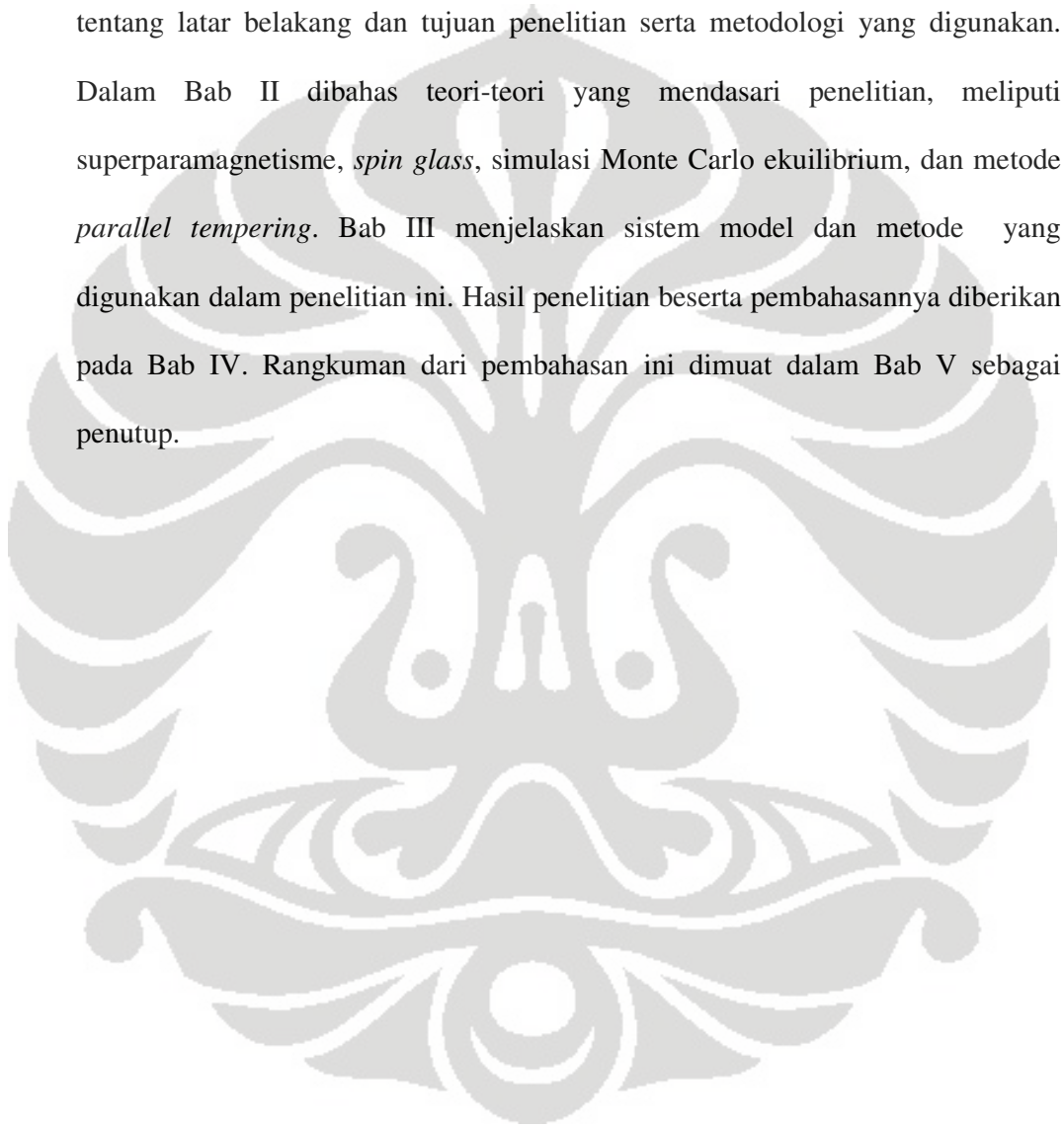
Dalam penelitian ini dilakukan simulasi ekuilibrium untuk mempelajari pengaruh dari parameter-parameter yang menyebabkan frustrasi dan *disorder* pada sistem nanopartikel magnetik *dense*. Perlu diingat bahwa frustrasi pada sistem disebabkan oleh adanya interaksi dipolar yang kuat antarpartikel, sedangkan *disorder* disebabkan oleh *randomness* posisi partikel dan distribusi arah sumbu anisotropi. Secara khusus, penelitian ini bertujuan untuk menginvestigasi pengaruh *randomness* dari distribusi arah sumbu anisotropi terhadap karakteristik *spin-glass-like* dari sistem nanopartikel berinteraksi kuat. Penelitian dilakukan menggunakan simulasi Monte Carlo ekuilibrium untuk menginvestigasi

keberadaan *basin-basin* metastabil dalam ruang *state* sistem (karakteristik sistem *glassy*) dan menghitung nilai magnetisasi sistem dalam keadaan ekuilibrium termal sebagai fungsi temperatur. Algoritma yang digunakan adalah algoritma Metropolis untuk sistem spin kontinu. Di bawah temperatur tertentu (disebut *glass transition temperature* T_g untuk sistem *glassy*), sistem nanopartikel berinteraksi kuat terus berada dalam kondisi non-ekuilibrium, dengan perkembangan konstan ke arah ekuilibrium. Dengan menggunakan metode *parallel tempering*, sistem dapat diekuilibrasikan untuk simulasi pada temperatur rendah di mana algoritma Metropolis cenderung terjebak dalam *basin-basin* metastabil yang dimiliki sistem. Kurva magnetisasi ekuilibrium yang diperoleh kemudian dianalisis dalam kaitannya dengan bentuk kurva magnetisasi *FC* dari sistem nanopartikel berinteraksi kuat. Pengaruh kekuatan interaksi dipolar juga dipelajari dengan melakukan simulasi untuk sistem tidak berinteraksi dan beberapa konsentrasi sampel yang berbeda.

Sebagai representasi, parameter-parameter yang digunakan dalam sistem model penelitian ini diambil dari spesifikasi material alloy amorf $\text{Fe}_{1-x}\text{C}_x$ (dengan $x \approx 0.2-0.3$) yang dipelajari oleh tim dari Universitas Uppsala, Swedia [1]. Untuk mempelajari secara khusus pengaruh *randomness* dari distribusi arah sumbu anisotropi, digunakan sistem partikel *spherical* dengan ukuran homogen (*monodisperse*) yang tersusun pada kisi *simple cubic* $4 \times 4 \times 4$. Jarak antar partikel bergantung pada konsentrasi sampel (c) yang didefinisikan sebagai rasio antara volume total $\sum_i V_i$ yang ditempati partikel dengan volume sampel. Interaksi dipolar antarpartikel diperhitungkan secara eksak dengan disertai kondisi

boundary periodik pada arah x , y , dan z sebagai aproksimasi untuk sistem berukuran besar [13].

Sistematika penulisan skripsi ini adalah sebagai berikut : Bab I memuat pengantar tentang latar belakang dan tujuan penelitian serta metodologi yang digunakan. Dalam Bab II dibahas teori-teori yang mendasari penelitian, meliputi superparamagnetisme, *spin glass*, simulasi Monte Carlo ekuilibrium, dan metode *parallel tempering*. Bab III menjelaskan sistem model dan metode yang digunakan dalam penelitian ini. Hasil penelitian beserta pembahasannya diberikan pada Bab IV. Rangkuman dari pembahasan ini dimuat dalam Bab V sebagai penutup.



BAB II

TEORI

2.1 Superparamagnetisme

Superparamagnetisme merupakan karakteristik dari partikel domain tunggal yaitu partikel yang dihasilkan ketika suatu *bulk* dari bahan ferromagnet atau antiferromagnet direduksi ukurannya hingga di bawah sekitar 50 nm^2 [10]. Untuk ukuran partikel ini, dominasi interaksi permukaan terhadap interaksi *bulk* menghasilkan partikel domain tunggal yang di dalamnya terdapat sekitar 10^5 momen magnet yang secara koheren mengarah ke arah tertentu sehingga menghasilkan suatu momen *giant* atau *supermoment*. Pada umumnya, partikel ferromagnet ini memiliki anisotropi magnetik yang sama dengan sampel *bulk*-nya. Energi anisotropi ini berasal dari adanya kopling spin-orbit dan biasa disebut anisotropi magnetokristalin. Salah satu simetri anisotropi yang paling umum adalah simetri uniaxial, dengan energi yang diberikan oleh [1] :

$$E_{\text{uni}} = K_1 V \sin^2 \theta + K_2 V \sin^4 \theta + \dots, \quad (2.1)$$

di mana V adalah volume partikel, K_1 dan K_2 adalah konstanta anisotropi, dan θ adalah sudut antara momen magnet dan sumbu simetri. Energi anisotropi magnetokristalin uniaxial dapat diaproksimasi untuk orde pertama, dalam bentuk [1] :

$$E_a = -A \cos^2 \theta \quad (2.2)$$

di mana $A = KV$ adalah *barrier* energi anisotropi dan K adalah konstanta anisotropi uniaxial.

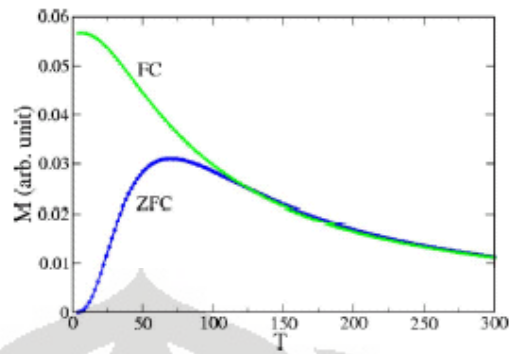
Karena adanya fluktuasi termal, arah dari *supermoment* berubah terhadap waktu. *Supermoment* mengalami relaksasi rotasional melewati *energi barrier* anisotropi, dengan waktu relaksasi Neel [10] :

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{KV}{k_b T}\right) \quad (2.3)$$

di mana V adalah volume partikel, K adalah energi anisotropi, dan faktor pre-eksponensial τ_0 berorder 10^{-9} sec. Jika $\tau < \tau_E$ di mana τ_E merupakan waktu pengukuran pada suatu eksperimen, maka dalam selang waktu pengukuran tersebut, *supermoment* akan mengalami banyak rotasi sehingga menghasilkan momen magnet rata-rata bernilai nol. Fenomena inilah yang disebut dengan superparamagnetisme. Sebaliknya jika $\tau > \tau_E$, *supermoment* hampir tidak memiliki waktu untuk melakukan rotasi sehingga bersifat seperti *frozen-moment*. Transisi dari fase superparamagnet ke *frozen-moment* terjadi pada temperatur *blocking* T_b yang didefinisikan oleh :

$$\tau_E = \tau_0 \exp\left(\frac{KV}{k_B T_b}\right) \quad (2.4)$$

Untuk temperatur pengukuran $T > T_b$, partikel magnetik menunjukkan respon yang cepat terhadap medan magnet, sedangkan di bawah T_b , responnya tertahan (*blocked*). Dari persamaan (1) dan (2) terlihat bahwa pada temperatur ruang, *polydispersity* (distribusi pada volume partikel) ringan dapat menghasilkan distribusi yang signifikan pada waktu relaksasi dan temperatur *blocking*, sehingga menyebabkan dinamika lambat pada sistem. Ketika temperatur sistem diturunkan, terjadi *blocking* secara gradual dimulai dengan partikel yang berukuran lebih besar. Hal ini terlihat dari adanya *splitting* antara kurva *ZFC* dan *FC* seperti ditunjukkan Gambar 2.1 [5].



Gambar 2.1 Kurva magnetisasi ZFC/FC dari sistem partikel nanomagnetik tidak berinteraksi (superparamagnet) [5].

2.2 Spin Glasses

Spin glass didefinisikan sebagai sistem magnetik random dengan interaksi campuran yang dikarakterisasi oleh adanya *freezing* spin-spin secara random dan kooperatif pada temperatur tertentu T_g yang di bawahnya terjadi keadaan *frozen* metastabil yang irreversibel tanpa disertai keteraturan magnetik jarak jauh [10]. Dari segi teoritis, definisi *spin glass* jauh lebih sederhana : sekelompok momen magnet yang berinteraksi secara random pada kisi [6]. Energi total sistem merupakan hasil sumasi dari energi kopling $J_{ij}S_iS_j$ terhadap semua pasangan momen magnet yang berinteraksi (S_i, S_j) di mana $\{J_{ij}\}$ adalah variabel berdistribusi random, gaussian, atau $\pm J$. Hamiltoniannya dinyatakan dengan [6] :

$$H = -\sum_{i,j} J_{i,j} S_i S_j \quad (2.5)$$

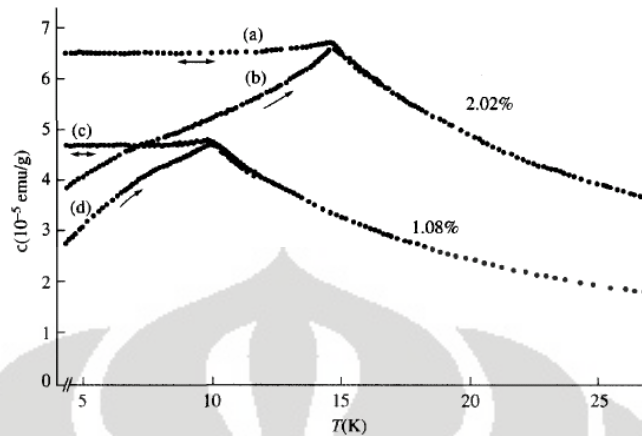
Randomness pada sistem *spin glass* dapat berupa *site-randomness* maupun *bond-randomness*. *Site-randomness* terwujud pada sistem alloy seperti $Cu_{1-x}Mn_x$ dengan $x \ll 1$ di mana substitusi dari sejumlah kecil impuritas magnetik Mn ke dalam matriks non-magnetik Cu terjadi secara random tanpa keteraturan jarak pendek. Hal ini selanjutnya menimbulkan jarak yang random antar ion magnetik

Mn. Di sisi lain, *bond-randomness* dapat diwujudkan pada ion-ion magnetik yang tersusun dalam kisi kristalin dengan interaksi *exchange* tidak langsung yang termodulasi. Kondisi ini dijumpai salah satunya pada sampel $\text{Rb}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Co}_x\text{F}_4$ di mana Cu dan Co memiliki spin efektif $\frac{1}{2}$. Kekuatan dan sifat (ferro- atau antiferro-) dari interaksi *superexchange* antara ion-ion magnetik bergantung apakah kopling terjadi antara Co dan Co, Co dan Cu, atau Cu dan Cu, serta orbital Cu yang terisi. Akibatnya, interaksi antar ion-ion magnetik dapat memiliki nilai yang berbeda-beda dan ikatan-ikatan ini terdistribusi secara random pada sampel.

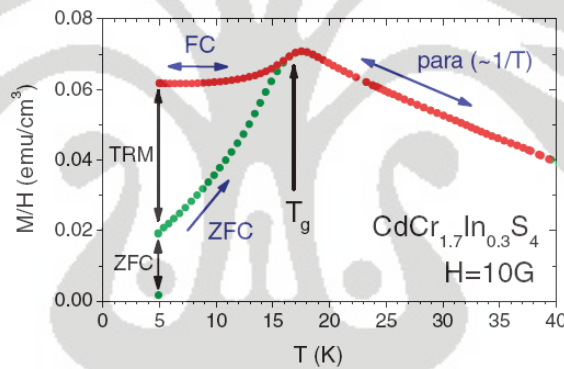
Selain *randomness*, faktor pemicu fase *spin glass* lainnya adalah interaksi (ferro- dan antiferromagnet) yang berkompetisi. Kompetisi interaksi ini menyebabkan frustrasi pada sistem, yaitu kondisi di mana sistem tidak dapat memenuhi semua konstanta kopling pada waktu yang sama. Sistem yang mengalami frustrasi memiliki *ground state* yang terdegenerasi. Pada sistem *spin glass random-site*, distribusi jarak antar momen magnet memicu kompetisi interaksi karena interaksi RKKY (Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida) yang terjadi antar momen magnet berfluktuasi (antara interaksi ferro- dan antiferro-) terhadap jarak antar momen. Kompetisi interaksi ini juga terkandung secara implisit dalam sifat interaksi dari sistem *spin glass random-bond*. Eksistensi bersama dari frustrasi dan *disorder* (*randomness*) inilah yang menyebabkan dinamika lambat pada sistem *spin glass*, yang selanjutnya menyebabkan *splitting* antara kurva *ZFC-FC* serta adanya transisi *freezing* yang kooperatif pada T_g (ditunjukkan oleh *flatness* pada kurva *FC* di bawah T_g).

Pada temperatur tinggi, mekanisme dalam sistem *spin glass* didominasi oleh fluktuasi thermal sehingga spin-spin dalam sistem bersifat independen. Ketika suhu sistem diturunkan, spin-spin independen tersebut melambat dan membentuk unit-unit korelasi lokal yang disebut *clusters*, sedangkan spin-spin yang tidak berada di dalam *clusters* berperan dalam interaksi antar *cluster*. Jika temperatur terus diturunkan menuju T_g , fluktuasi di dalam *clusters* semakin lambat dan *range* interaksi antar spin semakin besar, *cluster-cluster* tersebut bertumbuh. Pada T_g , sistem mencapai salah satu dari keadaan-keadaan dasarnya dan “membeku”. Sistem mengalami suatu transisi fase yang kooperatif namun tidak disertai keteraturan jarak jauh seperti pada sistem ferro- atau antiferromagnet. Hal ini terlihat dari tidak adanya puncak-puncak Bragg magnetik pada eksperimen *scattering*. Di bawah T_g , sistem *spin glass* menunjukkan karakteristik *glassy* yang ditandai oleh adanya metastabilitas dan relaksasi yang lambat. Divergensi antara kurva susceptibilitas *ZFC* dan *FC* (Gambar 2.2 [10]) di bawah T_g mencerminkan metastabilitas yang terjadi.

Setelah sistem didinginkan pada *zero-field* dan diberi medan magnet pada temperatur $T < T_g$, nilai magnetisasi *ZFC*(t) berelaksasi ke atas sebagai fungsi waktu. Sebaliknya jika sistem berada dalam kondisi *FC* pada temperatur T dan medan magnet dihilangkan, *thermoremanent magnetization (TRM)* yang tersisa berelaksasi ke bawah (Lihat Gambar 2.3 [6]). Untuk medan magnet yang cukup kecil, relaksasi kedua kurva tersebut memperlihatkan simetrisitas : $ZFC(t) + TRM(t) = FC$ (relasi ini juga berlaku jika terjadi relaksasi ringan pada nilai magnetisasi $FC = FC(t)$) [6].



Gambar 2.2 Suseptibilitas statis dari $\text{Cu}_{1-x}\text{Mn}_x$ untuk $x = 0.0108$ dan $x = 0.0202$. Setelah mengalami *zero-field cooling*, χ diukur dalam medan magnet lemah 0.59 mT dengan peningkatan temperatur ((b) dan (d)). Untuk proses *field-cooling* dalam medan magnet 0.59 mT, χ reversibel terhadap kenaikan dan penurunan temperatur ((a) dan (c)) [10].



Gambar 2.3 Kurva magnetisasi ZFC dan FC dari sistem *spin glass* $\text{CdCr}_{1.7}\text{In}_{0.3}\text{S}_4$ [6].

2.3 Metode Monte Carlo

2.3.1 Simulasi Monte Carlo Ekuilibrium

Tujuan utama dari simulasi Monte Carlo ekuilibrium adalah menghitung properti-properti ekuilibrium berupa nilai ekspektasi besaran-besaran fisis tertentu dari suatu sistem model. Secara analitik, cara ideal untuk mengkalkulasi nilai ekspektasi ini adalah dengan menghitung nilai rata-rata dari suatu besaran Q

terhadap semua *state* μ yang dimiliki sistem, masing-masing dikalikan dengan probabilitas Boltzmann-nya, yaitu :

$$\langle Q \rangle = \frac{\sum_{\mu} Q_{\mu} e^{\beta E_{\mu}}}{\sum_{\mu} e^{-\beta E_{\mu}}} \quad (2.6)$$

Metode Monte Carlo berfungsi untuk memilih suatu subset dari *state-state* sistem secara random berdasarkan distribusi probabilitas p_{μ} tertentu yang ditentukan. Dari sejumlah M *states* (μ_1, \dots, μ_M) yang telah dipilih, estimasi terbaik untuk nilai ekspektasi dari besaran Q adalah [13] :

$$Q_M = \frac{\sum_{i=1}^M Q_{\mu_i} p_{\mu_i}^{-1} e^{-\beta E_{\mu_i}}}{\sum_{j=1}^M p_{\mu_j}^{-1} e^{-\beta E_{\mu_j}}} \quad (2.7)$$

Q_M disebut sebagai estimator dari Q .

Dalam metode Monte Carlo, nilai ekspektasi dari suatu besaran diinterpretasikan sebagai nilai rata-rata terhadap waktu dari besaran tersebut, namun dengan syarat selama pengukuran sistem melewati sejumlah *state* yang representatif. Pada kondisi ekuilibrium termal, sistem riil memilih *state-state* yang dilaluinya berdasarkan distribusi probabilitas Boltzmann. Teknik *importance sampling* bekerja berdasarkan kondisi ini. Teknik ini bertujuan untuk mengambil suatu subset dari *state-state* sistem di mana setiap *state* muncul berdasarkan distribusi Boltzmann, yaitu $p_{\mu} = Z^{-1} e^{-\beta E_{\mu}}$. Maka nilai estimator untuk $\langle Q \rangle$ menjadi [13] :

$$Q_M = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M Q_{\mu_i} \quad (2.8)$$

Sebagai generator dari *state-state* tersebut digunakan proses Markov, yaitu suatu mekanisme yang jika diberikan suatu *state* μ akan menghasilkan suatu *state* baru ν

berdasarkan probabilitas transisi tertentu $P(\mu \rightarrow \nu)$. Nilai dari probabilitas-probabilitas transisi antar-*state* ini harus memenuhi syarat : (1) tidak berubah terhadap waktu, (2) bergantung hanya pada properti dari *state* μ dan ν dan tidak bergantung pada *state-state* lain yang telah dilalui sistem, serta (3) memenuhi konstrain [13] :

$$\sum_{\nu} P(\mu \rightarrow \nu) = 1 \quad (2.9)$$

Proses Markov diatur sedemikian rupa sehingga setelah dijalankan cukup lama, sistem akan mencapai “kondisi ekuilibrium”, yaitu kondisi di mana sistem menghasilkan deretan *state-state* yang muncul berdasarkan distribusi Boltzmann. Agar kondisi ini dapat terjadi, proses Markov harus memenuhi kondisi *ergodicity* dan *detailed balance*.

Ergodicity merupakan suatu kondisi di mana proses Markov dapat mencapai *state* manapun dari *state* manapun lainnya jika dijalankan dalam waktu cukup lama. Di sisi lain, kondisi *detailed balance* merupakan syarat matematis yang diperlukan agar sistem pada kondisi ekuilibrium menghasilkan *state-state* dengan distribusi Boltzmann. Kondisi *detailed balance* dinyatakan dengan :

$$\frac{P(\mu \rightarrow \nu)}{P(\nu \rightarrow \mu)} = \frac{p_{\nu}}{p_{\mu}} = e^{-\beta(E_{\nu} - E_{\mu})} \quad (2.10)$$

Dalam aplikasi metode Monte Carlo, probabilitas transisi dipecah menjadi [13] :

$$P(\mu \rightarrow \nu) = g(\mu \rightarrow \nu) A(\mu \rightarrow \nu) \quad (2.11)$$

Besaran $g(\mu \rightarrow \nu)$ yang disebut probabilitas seleksi merupakan probabilitas untuk memilih *state* ν sebagai target jika sistem berada pada *state* awal μ . Selanjutnya

state v diterima atau ditolak sebagai *state* baru dari sistem dengan probabilitas $A(\mu \rightarrow v)$ yang disebut *acceptance ratio*.

2.3.2 Algoritma Metropolis

Salah satu algoritma yang paling banyak dikenal dan digunakan untuk simulasi Monte Carlo ekuilibrium adalah algoritma Metropolis dengan nilai-nilai *acceptance ratio* [13] :

$$A(\mu \rightarrow v) = \begin{cases} e^{-\beta(E_v - E_\mu)} & \text{jika } E_v - E_\mu > 0 \\ 1 & \text{jika } E_v - E_\mu \leq 0 \end{cases} \quad (2.12)$$

Pada algoritma Metropolis yang menggunakan *single-spin-flip dynamics*, nilai probabilitas seleksi $g(\mu \rightarrow v)$ untuk setiap *state* v yang mungkin bernilai sama, sedangkan untuk *state-state* lain bernilai nol. Maka untuk sistem dengan model spin kontinyu, di mana setiap spin pada kisi memiliki *range* arah yang kontinyu, algoritma ini bekerja dengan cara [13] :

1. Memilih satu spin secara random dari sistem kemudian memilih arah baru untuk spin tersebut juga secara random.
2. Menghitung perubahan energi sistem ΔE jika transisi tersebut diterima.
3. Menerima atau menolak transisi tersebut berdasarkan *acceptance ratio* yang diberikan oleh persamaan (2.12).

2.3.3 Simulasi Sistem *Glassy* dan Metode *Parallel Tempering*

Untuk simulasi Monte Carlo ekuilibrium pada sistem *glassy*, algoritma-algoritma yang umum digunakan seperti algoritma Metropolis cenderung “terjebak”

(setidaknya pada temperatur rendah) pada subbagian kecil dari ruang *state* di mana sistem membutuhkan waktu relatif sangat lama untuk keluar dan mengeksplorasi *state-state* lain [13]. Hal ini disebabkan oleh karakteristik dari sistem *glassy* yang memiliki “*basin-basin*” metastabil pada ruang *state*-nya. *State-state* pada *basin* tersebut memiliki energi yang relatif rendah dan dikelilingi oleh *state-state* dengan energi yang jauh lebih tinggi. Akibatnya untuk keluar dari suatu *basin*, algoritma Monte Carlo harus melalui sejumlah *state* berenergi tinggi yang memiliki probabilitas sangat kecil untuk dipilih karena setiap *state* terdistribusi berdasarkan probabilitas Boltzmann. Sistem tidak mampu memilih *state-state* berdasarkan probabilitas Boltzmann (sistem tidak dapat mencapai ekuilibrium). Fenomena ini disebut “*ergodicity breaking*” [13].

Salah satu metode yang efektif untuk menangani masalah sistem *glassy* ini dikenal dengan nama metode *parallel tempering* [13]. Ide dasar dari metode ini adalah melakukan beberapa simulasi berbeda untuk sistem yang sama secara bersamaan, masing-masing untuk temperatur yang berbeda. Setiap selang waktu tertentu, *state* (semua nilai spin atau variabel lain) dari dua simulasi yang berbeda dipertukarkan berdasarkan probabilitas tertentu. Dengan melakukan hal ini, simulasi pada temperatur yang lebih tinggi membantu simulasi bertemperatur lebih rendah untuk keluar dari *basin* energi yang tidak dapat dilaluinya sendiri. Untuk itu beberapa dari temperatur simulasi (atau setidaknya temperatur simulasi teratas) dipilih cukup tinggi agar simulasi pada temperatur-temperatur tersebut dapat melewati *energy barrier* dari *basin-basin* yang ada dengan relatif mudah (simulasi tidak mengalami *ergodicity breaking*).

Dalam metode *parallel tempering*, pada setiap langkah Monte Carlo dilakukan salah satu dari dua macam langkah. Mayoritas waktu digunakan untuk melakukan langkah simulasi untuk masing-masing temperatur secara bersamaan. Namun setiap selang waktu tertentu langkah simulasi tersebut digantikan oleh langkah pertukaran (*swap state*) antara dua simulasi dengan temperatur yang berdekatan. Langkah pertukaran ini ditolak atau diterima oleh simulasi berdasarkan nilai *acceptance probability* [13]:

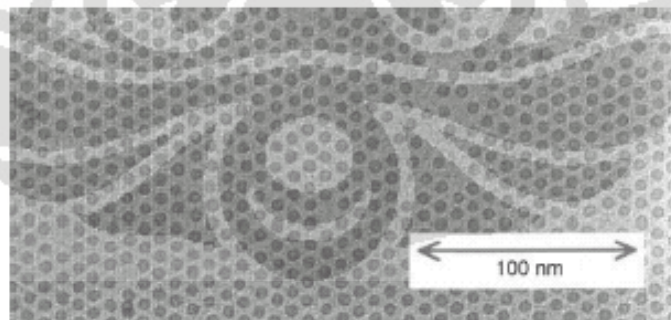
$$A = \begin{cases} e^{-(\beta_{low} - \beta_{high})\Delta E} & \text{jika } \Delta E > 0 \\ 1 & \text{jika } \Delta E \leq 0 \end{cases} \quad (2.13)$$

di mana $\Delta E = E_{high} - E_{low}$. Secara matematis dapat dibuktikan bahwa algoritma ini memenuhi kondisi *ergodicity* dan *detailed balance* untuk setiap simulasi [13]. Dari persamaan (2.13) terlihat bahwa agar probabilitas diterimanya langkah pertukaran ini cukup tinggi dan simulasi berjalan efektif, *range* energi dari *state-state* yang dilalui oleh simulasi pada kedua temperatur tersebut harus ber-*overlap*.

BAB III

SISTEM MODEL DAN METODE PENELITIAN

Pada penelitian ini digunakan simulasi Monte Carlo ekuilibrium untuk melakukan investigasi terhadap ruang *state* sistem serta menghitung nilai ekspektasi magnetisasi dari sistem nanopartikel magnetik *dense* dalam keadaan ekuilibrium termal sebagai fungsi temperatur. Simulasi difokuskan terutama pada temperatur rendah (10 K – 100 K) di mana sistem menunjukkan transisi dari fase superparamagnet ke fase *spin-glass-like* (terlihat dari adanya *splitting* antara kurva magnetisasi *ZFC/FC* serta *flatness* pada kurva magnetisasi *FC* di bawah temperatur *splitting* tersebut). Material yang dipelajari dalam penelitian ini adalah alloy amorf dari $\text{Fe}_{1-x}\text{C}_x$ ($x \approx 0.2-0.3$) yang memiliki bentuk partikel hampir *spherical* dengan diameter rata-rata partikel $d = 5.3 \pm 0.3$ nm [1]. Magnetisasi saturasinya diestimasi bernilai $M_s = 1 \times 10^6$ Am⁻¹ dan nilai konstanta anisotropinya bernilai $K = 0.9 \times 10^5$ Jm⁻³ [1]. Gambar 3.1 [1] memperlihatkan hasil TEM dari sistem nanopartikel $\text{Fe}_{1-x}\text{C}_x$.



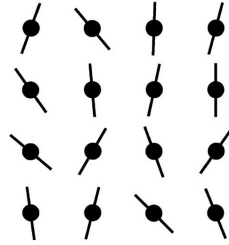
Gambar 3.1 Hasil TEM dari sistem nanopartikel $\text{Fe}_{1-x}\text{C}_x$ [1]

Karena penelitian dikhususkan untuk menginvestigasi pengaruh *randomness* dari distribusi arah sumbu anisotropi partikel terhadap karakteristik *spin-glass-like* sistem, digunakan sistem model dengan spesifikasi sebagai berikut :

1. Sistem partikel *monodisperse* identik dengan $d = 5.3 \text{ nm}$, $M_s = 1 \times 10^6 \text{ Am}^{-1}$, dan $K = 0.9 \times 10^5 \text{ Jm}^{-3}$.
2. Partikel-partikel tersusun pada kisi *simple cubic* $4 \times 4 \times 4$ dengan arah sumbu anisotropi yang terdistribusi secara random seperti ditunjukkan oleh Gambar 3.2 [14].
3. Selama simulasi, posisi partikel dan arah sumbu anisotropi tiap partikel tidak berubah.
4. Sistem berada di dalam medan magnet homogen $B = 0.1 B_a$ di mana B_a merupakan medan anisotropi yang besarnya $B_a = 2K / M_s$.

Simulasi Monte Carlo ekuilibrium dilakukan menggunakan algoritma Metropolis untuk model spin kontinu dengan beberapa asumsi dasar, yaitu :

1. Setiap nanopartikel *single-domain* berada dalam ekuilibrium termal internal sehingga spin-spin penyusunnya berotasi secara koheren, setiap partikel memiliki *range* arah yang kontinu.
2. Karena temperatur simulasi berada jauh di bawah temperatur Curie, nilai magnetisasi spontan dari tiap partikel secara aproksimatif bernilai konstan terhadap perubahan temperatur, yaitu $|\vec{\mu}| = M_s V$.



Gambar 3.2 Sketsa dua dimensi dari susunan partikel pada kisi kubik 4x4x4 dengan arah sumbu anisotropi yang terdistribusi secara random [14].

3. Tiap nanopartikel dipisahkan satu sama lain oleh medium nonkonduktif sehingga interaksi antarpartikel yang terjadi hanya interaksi dipolar.

4. Energi tiap partikel terdiri atas tiga kontribusi energi, yaitu : energi anisotropi uniaxial $E_A^{(i)} = -KV(\vec{\mu}_i \cdot \vec{n}_i / |\vec{\mu}|)^2$ dengan \vec{n}_i sebagai vektor satuan sumbu anisotropi, energi magnetik dari medan eksternal $E_B^{(i)} = -\vec{\mu}_i \cdot \vec{B}$, dan energi interaksi dipolar $E_D^{(i,j)} = (\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j) / r_{ij}^3 - 3(\vec{\mu}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{\mu}_j \cdot \vec{r}_{ij}) / r_{ij}^5$. Energi total sistem diberikan oleh:

$$E = \sum_i^N E_A^{(i)} + \sum_i^N E_B^{(i)} + \frac{1}{2} \sum_i^N \sum_{j \neq i}^N E_D^{(i,j)} \quad (3.1)$$

Dalam simulasi, energi interaksi dipolar dikalkulasi secara eksak dan disertai dengan *periodic boundary condition* pada arah x, y, dan z untuk melakukan aproksimasi terhadap sistem berukuran besar. Simulasi dilakukan untuk temperatur 10 K-100 K dengan interval antar temperatur 10 K. Untuk mempelajari pengaruh kekuatan interaksi dipolar terhadap karakteristik ekuilibrium sistem, simulasi dilakukan untuk sistem nanopartikel dengan konsentrasi $c = 5\%$ dan $c = 20\%$, serta untuk sistem partikel tidak berinteraksi sebagai pembanding.

Sebelum dilakukan pengukuran magnetisasi (pengambilan data untuk menghitung nilai estimator dari magnetisasi) sistem, simulasi harus terlebih dahulu dijalankan selama beberapa waktu sampai sistem mencapai ekuilibrium, yaitu kondisi di mana probabilitas rata-rata untuk menemukan sistem pada suatu *state* μ sebanding dengan probabilitas Boltzmann dari *state* tersebut. Waktu yang dibutuhkan sistem untuk mencapai kondisi ini disebut waktu ekuilibrasi τ_{eq} . Waktu ekuilibrasi sistem diketahui dengan memplot nilai energi dan magnetisasi sistem terhadap waktu (jumlah langkah Monte Carlo yang telah dilalui sistem). Sebelum sistem mencapai ekuilibrium, nilai energi dan magnetisasinya akan terus berubah dan berfluktuasi menuju suatu nilai tertentu. Setelah mencapai ekuilibrium, nilai energi dan magnetisasi sistem hanya akan berfluktuasi di sekitar nilai rata-rata yang konstan. Namun perlu diingat bahwa untuk sistem *glassy*, simulasi (di bawah temperatur tertentu) dapat terperangkap dalam *basin-basin* metastabil di ruang *state* sehingga sistem tidak mampu mencapai ekuilibrium, nilai dari energi dan magnetisasi sistem berfluktuasi pada daerah tertentu yang bukan merupakan *range* ekuilibriumnya. Sistem berlaku seolah-olah telah mencapai ekuilibrium namun tidak mampu menghasilkan *state-state* dengan distribusi Boltzmann.

Berdasarkan hal di atas, pengaruh *randomness* pada distribusi arah sumbu anisotropi partikel terhadap sifat *glassy* sistem diinvestigasi dengan melakukan simulasi sistem pada tiap temperatur dengan algoritma Metropolis. Simulasi dilakukan untuk mengetahui apakah di dalam ruang *state* sistem terdapat *basin-basin* metastabil. Untuk setiap temperatur, dijalankan dua simulasi berbeda untuk

sistem dan temperatur yang sama, namun dengan konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda. Sebagai konfigurasi awal dipilih dua *state* random yang berbeda. Penggunaan *seed* yang berbeda untuk generator bilangan random bertujuan agar kedua simulasi melewati jalur *state* yang berbeda untuk mencapai ekuilibrium. Nilai energi dan magnetisasi dari kedua simulasi kemudian diplot terhadap waktu. Nilai magnetisasi yang dihitung dalam simulasi merupakan nilai magnetisasi per partikel pada arah medan magnet eksternal, yang dikalkulasi menggunakan persamaan [14]:

$$m(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n \frac{V_i}{\langle V \rangle} \cos \theta_i(t) \quad (3.2)$$

Jika setelah selang waktu tertentu nilai energi dan magnetisasi dari kedua simulasi tersebut berfluktuasi di sekitar nilai rata-rata yang sama secara aproksimatif, maka disimpulkan bahwa kedua simulasi sistem telah mencapai ekuilibrium. Namun jika nilai kedua besaran tersebut berfluktuasi di sekitar nilai rata-rata yang berbeda, disimpulkan bahwa sistem memiliki *basin-basin* metastabil dalam ruang *state*-nya, sistem bersifat *glassy*. Salah satu atau kedua simulasi tersebut terperangkap di dalam *basin* metastabil dan tidak mampu mencapai ekuilibrium.

Untuk temperatur-temperatur di mana sistem tidak dapat mencapai ekuilibrium (biasa disebut dengan temperatur di bawah T_g), simulasi dilakukan dengan metode *parallel tempering*. Simulasi untuk beberapa temperatur yang berbeda dijalankan secara paralel dengan temperatur tertinggi berada di atas T_g dan temperatur lainnya di bawah T_g . Interval antar temperatur-temperatur yang disimulasikan dipilih agar *range* energi sistem untuk dua temperatur yang berdekatan saling ber-*overlap*. Sebelum dilakukan *swap* (pertukaran *state*),

simulasi dijalankan selama beberapa waktu sampai setiap sistem mencapai *range* energi yang relatif konstan. Kemudian setiap selang waktu tertentu, *swap* dilakukan antara temperatur yang satu dengan temperatur terdekat berikutnya secara berurutan dari atas ke bawah, misalnya T_1 dengan T_2 , kemudian T_2 dengan T_3 , T_3 dengan T_4 , dan seterusnya sampai temperatur terendah. Untuk masing-masing sistem, sebelum *swap* berikutnya, sistem menjalani sejumlah langkah Monte Carlo biasa dengan algoritma Metropolis. Dengan metode ini, sistem-sistem yang berada di bawah T_g dapat keluar dari *basin-basin* metastabil dan mencapai ekuilibrium dengan “bantuan” sistem temperatur tertinggi. Simulasi pada temperatur tertinggi (di atas T_g) ini tidak menunjukkan efek *ergodicity breaking*, sistem dapat mengeksplorasi ruang *state* seperti halnya simulasi pada sistem non-*glassy*. Dengan kata lain, sistem ini dapat berpindah-pindah antar *basin* dengan relatif mudah, sehingga dengan melakukan *swap* dengan sistem ini, sistem dengan temperatur-temperatur lebih rendah (di bawah T_g) dapat berpindah dari satu *basin* ke *basin* lainnya dan mengeksplorasi ruang *state* sistem.

Agar simulasi *parallel tempering* berjalan efektif, *swap* dengan sistem temperatur tertinggi (sebut saja sistem T_1) harus dilakukan sesering mungkin. Namun perlu diperhatikan bahwa di antara satu *swap* dan *swap* berikutnya, sistem T_1 ini harus memiliki waktu yang cukup untuk berpindah dari satu *basin* ke *basin* lainnya. Jika tidak, maka *swap* berikutnya hanya akan mengembalikan sistem T_2 ke *basin* sebelumnya yang baru saja dilewatinya. Kriteria yang digunakan untuk menentukan berapa lama waktu yang harus diberikan pada sistem T_1 sebelum *swap* berikutnya adalah dengan menghitung waktu korelasi τ dari sistem tersebut.

Waktu korelasi merupakan ukuran dari berapa lama waktu yang dibutuhkan sistem pada suatu *state* untuk mencapai *state* lain yang berbeda secara signifikan dari *state* awalnya. Nilai τ ini diperoleh dengan menghitung fungsi korelasi *time-displaced* dari energi sistem [13] :

$$\begin{aligned}\chi_E(t) &= \int dt' [E(t') - \langle E \rangle] [E(t'+t) - \langle E \rangle] \\ &= \int dt' [E(t')E(t'+t) - \langle E \rangle^2]\end{aligned}\quad (3.3)$$

yang dapat dinyatakan dalam bentuk diskrit [13] :

$$\begin{aligned}\chi_E(t) &= \frac{1}{t_{\max} - t} \sum_{t'=0}^{t_{\max}-t} E(t')E(t'+t) \\ &\quad - \frac{1}{t_{\max} - t} \sum_{t'=0}^{t_{\max}-t} E(t') \times \frac{1}{t_{\max} - t} \sum_{t'=0}^{t_{\max}-t} E(t'+t)\end{aligned}\quad (3.4)$$

di mana $E(t)$ merupakan nilai energi sistem yang dihitung setiap selang waktu tertentu dalam simulasi, sampai waktu maksimum t_{\max} . Dalam tiap simulasi, nilai energi dan magnetisasi sistem dihitung setiap satu *sweep* (langkah Monte Carlo per partikel), yaitu setiap 64 langkah Monte Carlo. Nilai autokorelasi yang diperoleh memiliki karakteristik penting, yaitu menurun secara eksponensial terhadap t [13] :

$$\chi_E(t) \sim e^{-t/\tau}\quad (3.5)$$

Dengan memplot nilai autokorelasi dari magnetisasi sistem sebagai fungsi waktu, besarnya waktu korelasi (τ) sistem dapat diestimasi. *Swap* dengan sistem T_1 kemudian dilakukan setiap 2τ untuk memastikan sistem telah melalui *state-state* yang berbeda secara signifikan dari *state* awalnya dan berpindah *basin*. Demikian juga dengan *swap* antar sistem lainnya.

Setelah seluruh simulasi (simulasi biasa untuk sistem di atas T_g dan simulasi *parallel tempering* untuk sistem di bawah T_g) untuk masing-masing temperatur dijalankan dan nilai magnetisasi serta energi dari tiap sistem dihitung setiap satu *sweep*, nilai ekspektasi untuk magnetisasi tiap sistem dapat dihitung menggunakan

estimator $m_M = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M m_{\mu_i}$ di mana m_{μ_i} merupakan magnetisasi sistem pada *state*

μ_i . Sejumlah M sampel dari *state-state* yang dilalui sistem dipilih dengan cara mengambil satu *state* setiap selang waktu tertentu (setiap beberapa *sweep*) sehingga probabilitas suatu *state* dipilih tetap sesuai dengan distribusi Boltzmannnya. Agar diperoleh M sampel *state* yang independen (tidak berkorelasi) satu sama lain, selang waktu antar pengambilan *state* dipilih sebesar 2τ . Waktu korelasi τ dihitung dengan cara yang sama dengan yang telah dijelaskan di atas. Untuk sampel-sampel yang independen secara statistik tersebut, standar deviasi dari nilai ekspektasi magnetisasi diberikan oleh [13] :

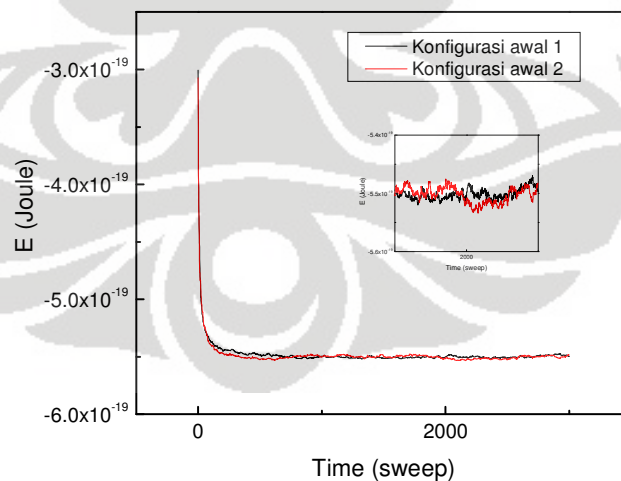
$$\sigma = \sqrt{\frac{\frac{1}{n} \sum_{i=0}^n (m_i - \bar{m})^2}{n-1}} = \sqrt{\frac{1}{n-1} (\overline{m^2} - \bar{m}^2)} \quad (3.6)$$

BAB IV

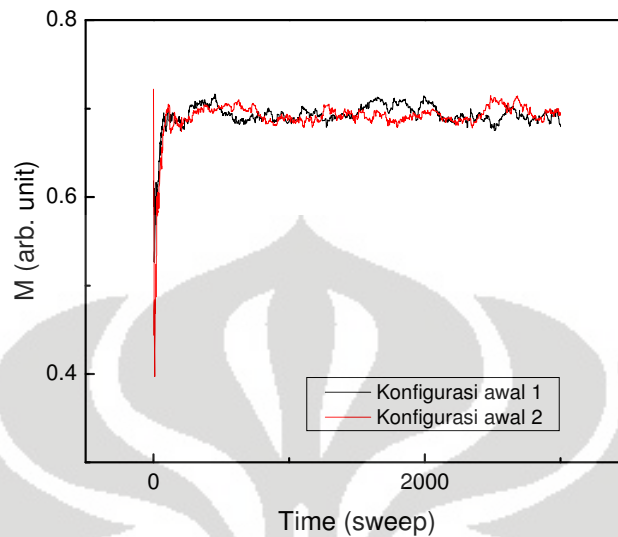
HASIL DAN PEMBAHASAN

Simulasi untuk menginvestigasi keberadaan *basin-basin* metastabil dalam ruang *state* sistem dilakukan untuk ketiga sistem partikel nanomagnetik yang dipelajari (sistem tidak berinteraksi, sistem $c = 5\%$, dan sistem $c = 20\%$) pada tiap temperatur pengukuran. Untuk keperluan perbandingan, ketiga sistem diberikan distribusi arah sumbu anisotropi yang sama. Hasil dari investigasi ini adalah sebagai berikut :

1. Untuk sistem tidak berinteraksi, ekuilibrium dapat dicapai pada setiap temperatur (10 K -100 K). Pada Gambar 4.1 dan 4.2 ditunjukkan plot energi dan magnetisasi sistem $T = 10$ K terhadap waktu. Sistem pada temperatur lain menunjukkan hasil plot yang sama secara kualitatif, namun dengan fluktuasi nilai yang lebih besar untuk temperatur yang lebih tinggi.

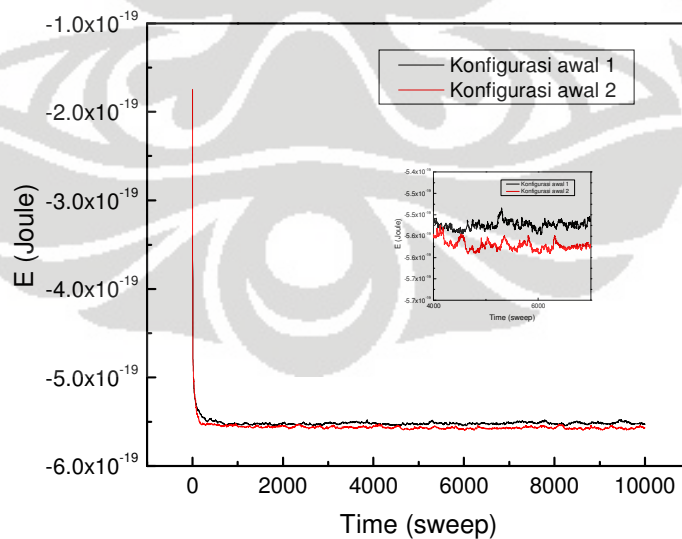


Gambar 4.1 Plot energi terhadap waktu dari sistem tidak berinteraksi pada $T=10$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.

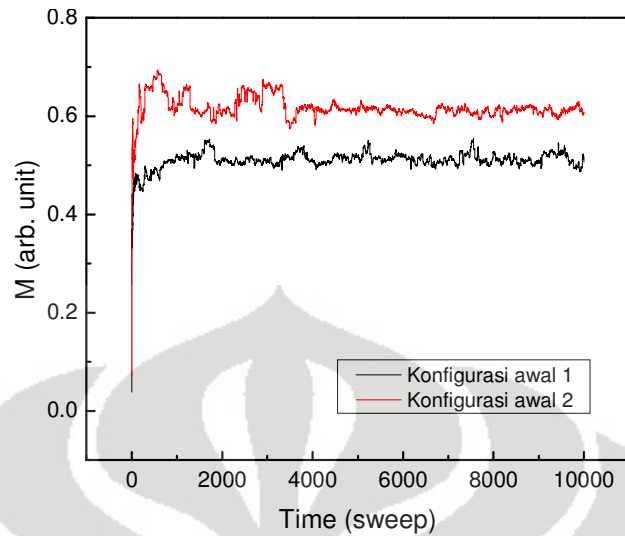


Gambar 4.2 Plot magnetisasi terhadap waktu dari sistem tidak berinteraksi pada $T=10$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.

2. Pada sistem dengan $c = 5\%$, kondisi ekuilibrium dapat dicapai hingga temperatur 20 K. Pada $T = 10$ K, kedua simulasi menunjukkan keberadaan *basin* berenergi rendah, salah satu atau kedua simulasi terjebak dalam *basin* dan tidak dapat mencapai ekuilibrium (Gambar 4.3 dan 4.4)

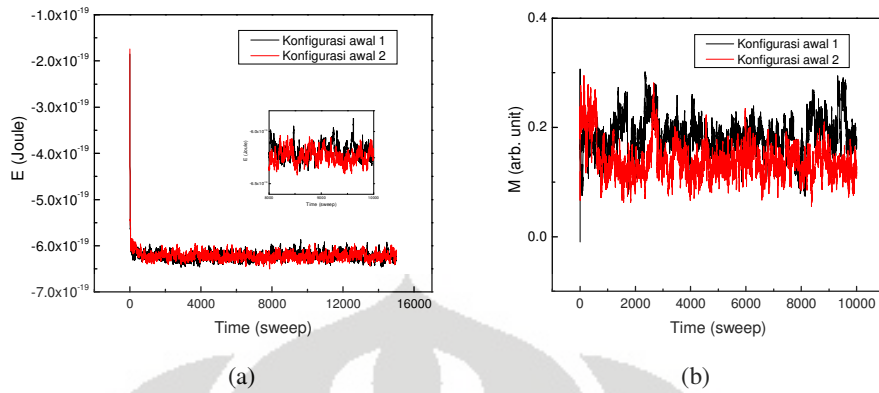


Gambar 4.3 Plot energi terhadap waktu dari sistem $c = 5\%$ pada $T=10$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.

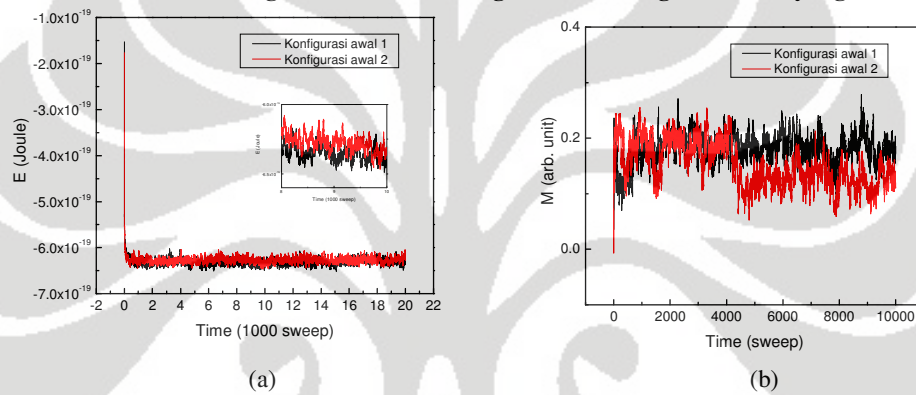


Gambar 4.4 Plot magnetisasi terhadap waktu dari sistem $c = 5\%$ pada $T=10$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.

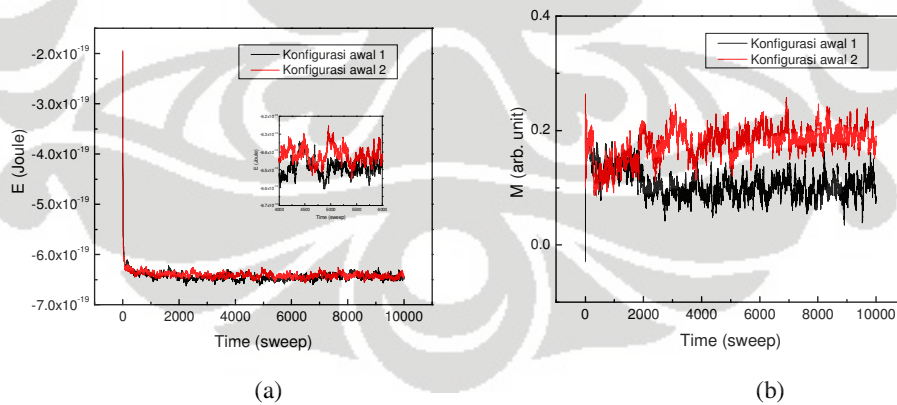
3. Sistem $c = 20\%$ mulai tidak dapat mencapai ekuilibrium pada temperatur 60 K (Gambar 4.5), jauh lebih tinggi dibanding sistem $c = 5\%$. Hal ini menunjukkan bahwa *barrier* energi antara *basin-basin* pada sistem $c = 20\%$ relatif jauh lebih tinggi. Fluktuasi termal pada $T = 60$ K tidak cukup besar untuk melewati *barrier* energi tersebut. Sistem pada temperatur temperatur di bawah 60 K juga memperlihatkan hal tersebut (Gambar 4.5 s/d Gambar 4.10). *Range* dari fluktuasi nilai energi dan magnetisasi sistem yang berbeda untuk tiap temperatur secara eksplisit menunjukkan bahwa struktur ruang *state* sistem memiliki *basin-basin* metastabil dalam jumlah yang relatif banyak dengan *range* energi yang saling ber-*overlap* (kondisi frustrasi)..



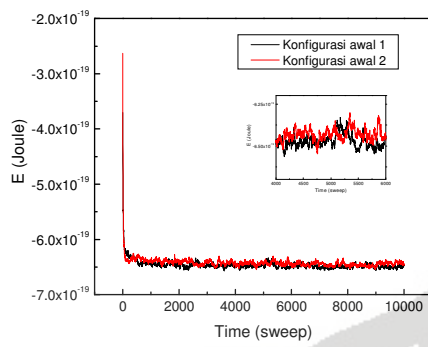
Gambar 4.5 Plot (a) energi dan (b) magnetisasi terhadap waktu dari sistem $c = 20\%$ pada $T=60$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.



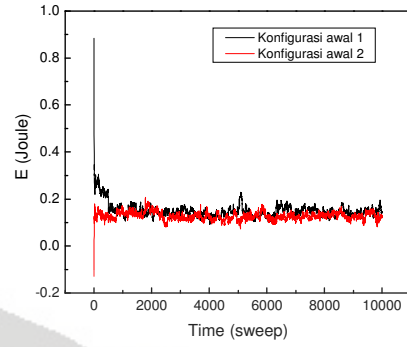
Gambar 4.6 Plot (a) energi dan (b) magnetisasi terhadap waktu dari sistem $c = 20\%$ pada $T=50$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.



Gambar 4.7 Plot (a) energi dan (b) magnetisasi terhadap waktu dari sistem $c = 20\%$ pada $T=40$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.

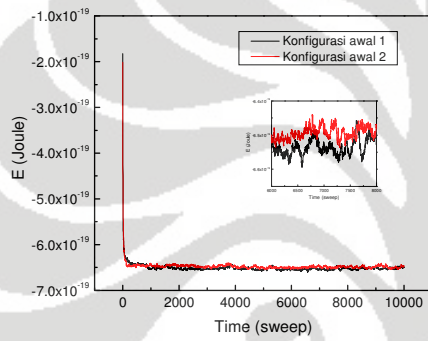


(a)

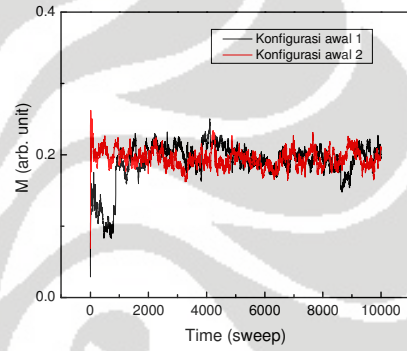


(b)

Gambar 4.8 Plot (a) energi dan (b) magnetisasi terhadap waktu dari sistem $c = 20\%$ pada $T=30$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.

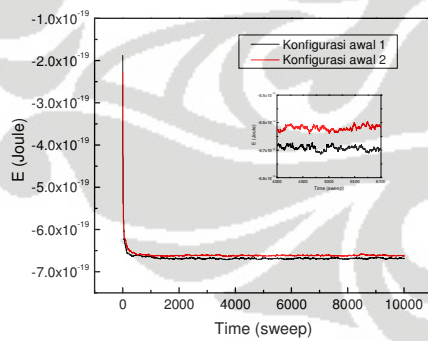


(a)

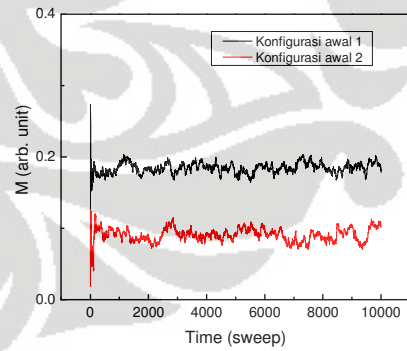


(b)

Gambar 4.9 Plot (a) energi dan (b) magnetisasi terhadap waktu dari sistem $c = 20\%$ pada $T=20$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.



(a)



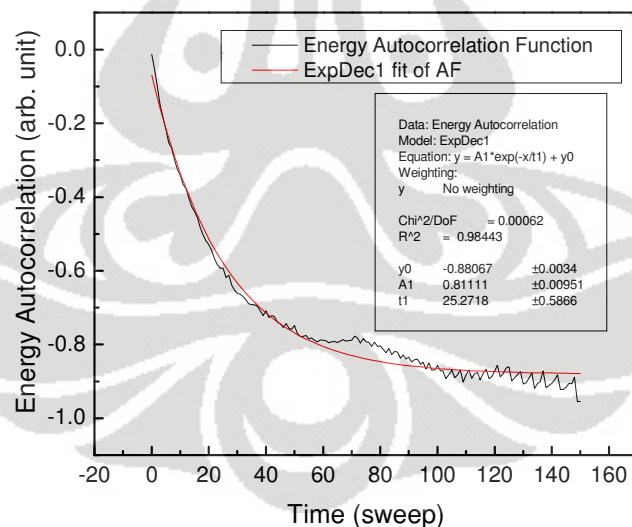
(b)

Gambar 4.10 Plot (a) energi dan (b) magnetisasi terhadap waktu dari sistem $c = 20\%$ pada $T=10$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda.

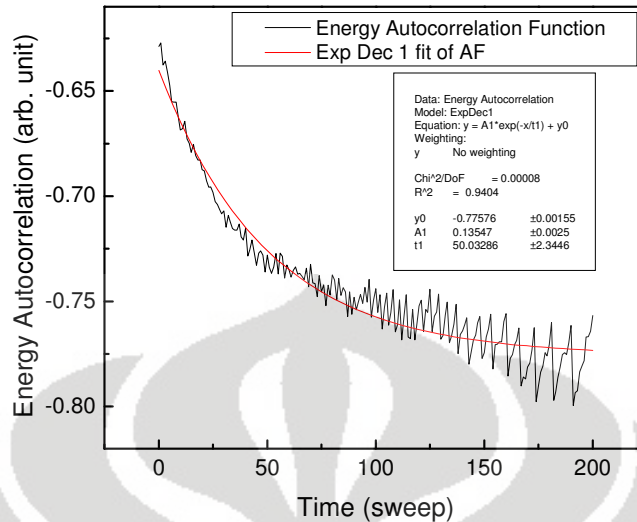
Hasil-hasil di atas menunjukkan bahwa interaksi dipolar antar partikel merupakan penyebab utama munculnya sifat *glassy* pada sistem partikel nanomagnetik berinteraksi kuat. Bersama dengan *randomness* pada distribusi arah sumbu anisotropi, interaksi dipolar mengakibatkan kondisi frustrasi pada sistem yang ditandai dengan munculnya *basin-basin* metastabil pada ruang *state*. Tanpa adanya interaksi dipolar (pada sistem tidak berinteraksi), frustrasi tidak terjadi dan sistem dapat mencapai ekuilibrium (dalam simulasi) pada tiap temperatur. Sistem tidak terperangkap dalam *basin-basin* metastabil. Selain itu, kekuatan interaksi dipolar yang bergantung pada konsentrasi sistem (jarak antarpartikel) berperan menentukan tinggi *barrier* energi antara *basin-basin* tersebut. Hal ini ditunjukkan oleh perbedaan T_g (temperatur di mana sistem mulai terperangkap dalam *basin-basin* metastabil) yang signifikan antara sistem $c=5\%$ (sekitar 10 K) dan sistem $c=20\%$ (sekitar 60 K).

Di bawah T_g , sistem gagal memproduksi *state-state* berdasarkan distribusi Boltzmann. Kondisi tersebut terlihat jelas misalnya pada Gambar 4.7 di mana kedua *basin* yang ditempati masing-masing sistem dalam simulasi memiliki *range* energi yang cenderung berimpit, namun dengan *range* magnetisasi yang relatif jauh berbeda. Sistem pada *basin* yang satu tidak dapat melalui *state-state* yang berada dalam *basin* lainnya. Akibatnya dalam simulasi, sistem tidak dapat mengeksplorasi ruang *state*-nya dan menghasilkan *state-state* dengan probabilitas Boltzmann.

Untuk mengatasi masalah tersebut, simulasi sistem di bawah T_g dilakukan menggunakan metode *parallel tempering*. Pada sistem $c = 20\%$, simulasi dilakukan secara bersamaan (paralel) untuk enam temperatur yang berbeda, yakni temperatur 70 K, 60 K, 50 K, 40 K, 30 K, dan 20 K. Sebelum simulasi dilakukan, terlebih dahulu dipastikan apakah *range* energi dari dua sistem dengan temperatur yang berdekatan saling *ber-overlap*. Untuk sistem $c = 5\%$, simulasi paralel dilakukan untuk temperatur 30 K, 25 K, 20 K, dan 15 K. Sistem dengan temperatur 25 K dan 15 K dipilih untuk memenuhi syarat *overlap* energi antar temperatur. *Swap attempt* dengan sistem temperatur tertinggi dari kedua grup paralel tersebut dilakukan setiap dua kali waktu korelasi τ dari sistem temperatur tertinggi. Pada Gambar 4.11 dan 4.12 ditunjukkan hasil perhitungan τ dari sistem $c = 20\%$ pada temperatur 70 K dan sistem $c = 5\%$ pada temperatur 30 K.



Gambar 4.11 Fungsi autokorelasi *time displaced* dari sistem $c = 20\%$ pada $T = 70$ K. Nilai t_1 dari hasil fitting menunjukkan waktu korelasi sistem τ .



Gambar 4.12 Fungsi autokorelasi *time displaced* dari sistem $c = 5\%$ pada $T = 30$ K. Nilai t_1 dari hasil fitting menunjukkan waktu korelasi sistem τ .

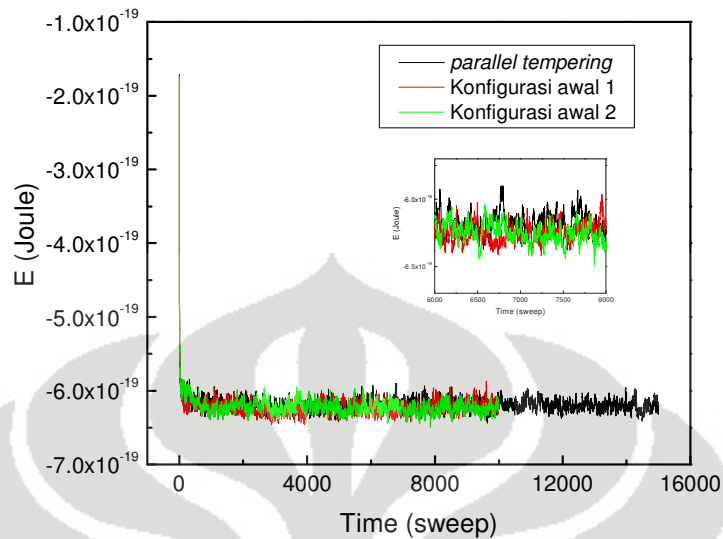
Penghitungan fungsi autokorelasi *time-displaced* untuk mengestimasi nilai τ juga dilakukan untuk temperatur-temperatur lainnya guna mengetahui selang waktu antar pengambilan *state* dalam pengukuran. Hasil perhitungan nilai τ untuk masing-masing sistem pada tiap temperatur diberikan pada Tabel 4.1.

Dari data waktu korelasi (Tabel 4.1) terlihat bahwa untuk temperatur yang sama sistem $c = 20\%$ memiliki waktu korelasi yang relatif jauh lebih tinggi dibanding sistem $c = 5\%$. Kondisi ini kembali merefleksikan pengaruh kekuatan interaksi dipolar terhadap tinggi *barrier* energi antar *basin-basin* metastabil dalam ruang *state* sistem. Sistem $c = 20\%$ dengan interaksi dipolar antar partikel yang lebih kuat membutuhkan waktu jauh lebih lama untuk mencapai *state* yang berbeda secara signifikan dari *state* awalnya. *Barrier* energi yang harus dilewati sistem tersebut untuk berpindah antar *basin* jauh lebih tinggi dibanding sistem $c = 5\%$.

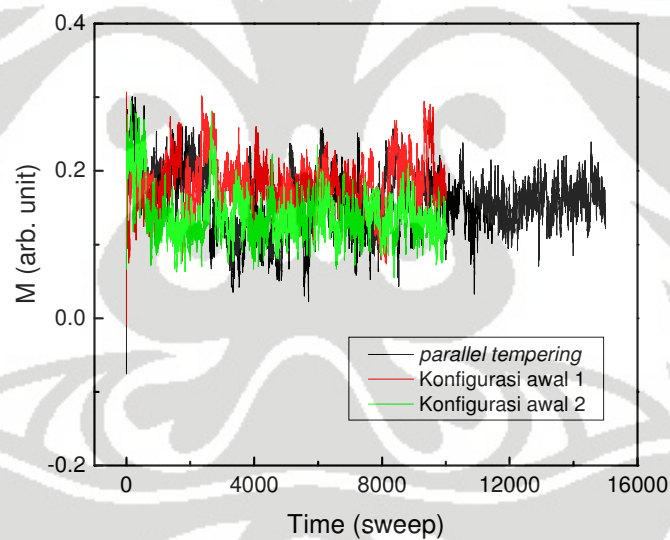
Tabel 4.1 Waktu korelasi sistem tidak berinteraksi, sistem $c=5%$, dan sistem $c=20%$ untuk tiap temperatur simulasi

Temperatur (K)	Waktu Korelasi (<i>sweep</i>)		
	Tidak berinteraksi	$c = 5%$	$c = 20%$
10	391 ± 60	391 ± 97	-
15	-	346 ± 30	-
20	102 ± 9	129 ± 16	159 ± 23
25	-	65 ± 3	-
30	55 ± 4	50 ± 3	121 ± 10
40	43 ± 2	44 ± 2	81 ± 4
50	27 ± 1	28 ± 1	54 ± 2
60	15 ± 1	16 ± 1	41 ± 1
70	12 ± 1	13 ± 1	25 ± 1
80	11 ± 1	13 ± 1	31 ± 2
90	11 ± 1	10 ± 1	23 ± 1
100	10 ± 1	8 ± 1	25 ± 1

Dengan menggunakan metode *parallel tempering*, sistem di bawah T_g dapat berpindah-pindah antar *basin* untuk mengeksplorasi ruang state sistem dan mencapai ekuilibrium, seperti ditunjukkan Gambar 4.13 dan 4.14 untuk sistem $c=20%$ pada temperatur 60 K.



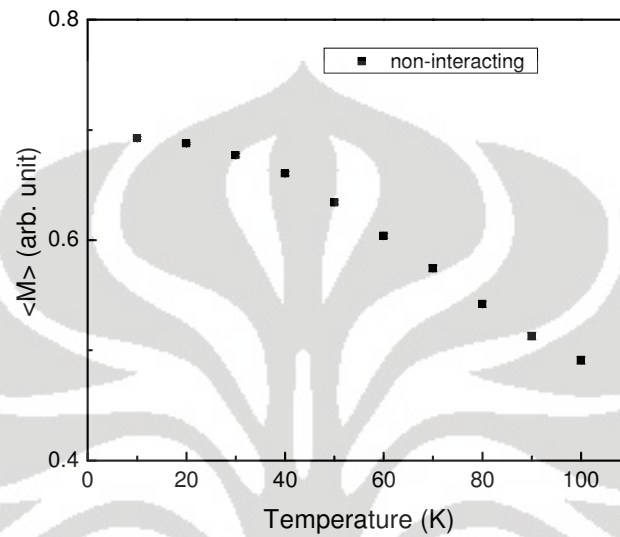
Gambar 4.13 Plot energi terhadap waktu dari sistem $c = 20\%$ pada $T=60$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda serta untuk simulasi dengan metode *parallel tempering* (hitam).



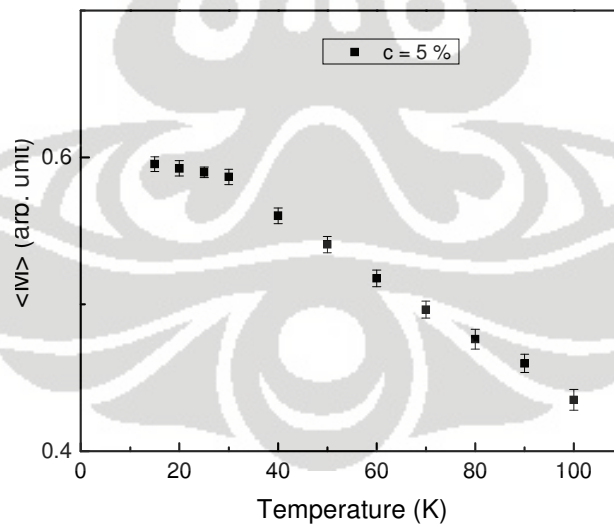
Gambar 4.14 Plot magnetisasi terhadap waktu dari sistem $c = 20\%$ pada $T=60$ K untuk dua konfigurasi awal dan *seed* generator bilangan random yang berbeda serta untuk simulasi dengan metode *parallel tempering* (hitam).

Selanjutnya dilakukan pengukuran magnetisasi ketiga sistem untuk tiap temperatur. Nilai ekspektasi dari magnetisasi sistem yang diperoleh melalui kalkulasi nilai estimator diplot sebagai fungsi temperatur, masing-masing ditunjukkan pada Gambar 4.15, 4.16, dan 4.17. Ketiga hasil diplot bersama pada

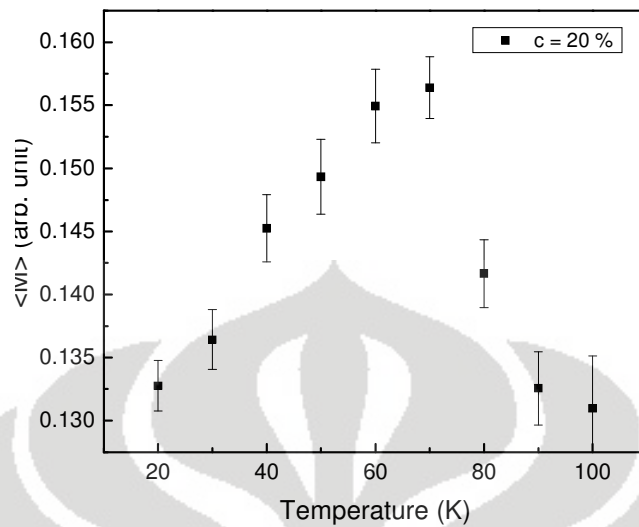
Gambar 4.18. Pada Gambar 4.19 ditunjukkan kurva magnetisasi *ZFC* dan *FC* dari sistem partikel nanomagnetik tidak berinteraksi (atau berinteraksi lemah) dan sistem yang berinteraksi kuat.



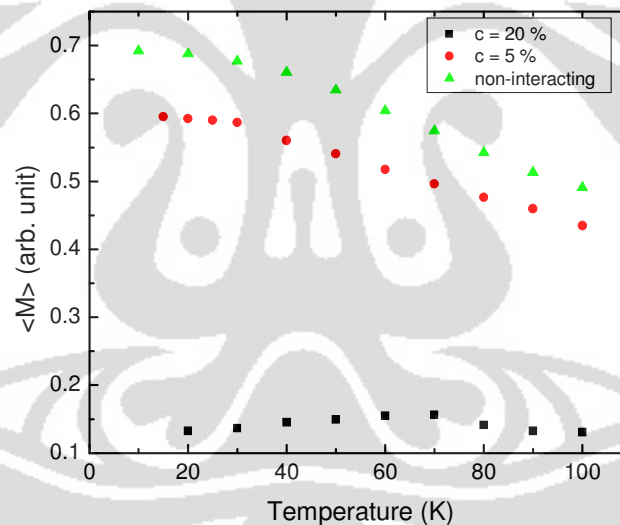
Gambar 4.15 Plot nilai ekspektasi dari magnetisasi sistem tidak berinteraksi terhadap temperatur.



Gambar 4.16 Plot nilai ekspektasi dari magnetisasi sistem $c = 5\%$ terhadap temperatur.



Gambar 4.17 Plot nilai ekspektasi dari magnetisasi sistem $c = 20\%$ terhadap temperatur.

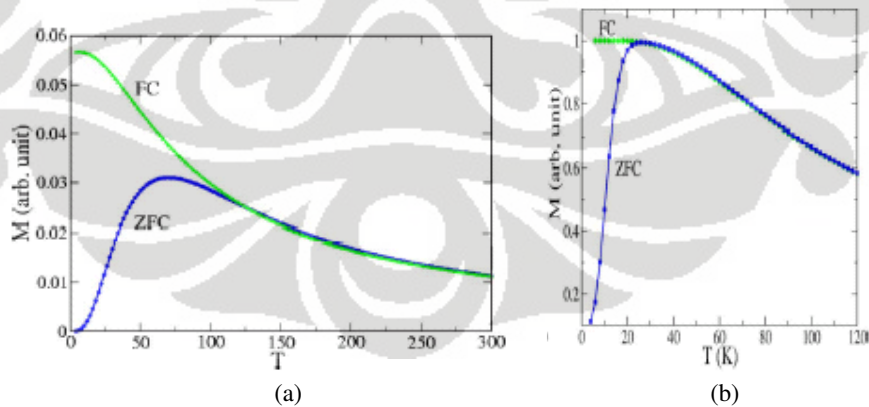


Gambar 4.18 Plot nilai ekspektasi dari magnetisasi sistem tidak berinteraksi, $c = 5\%$, dan $c = 20\%$ terhadap temperatur.

Sistem tidak berinteraksi (Gambar 4.15) memiliki hasil plot nilai ekuilibrium termal dari magnetisasi terhadap temperatur yang menyerupai bentuk kurva magnetisasi FC dari sistem superparamagnet pada temperatur rendah (Gambar 4.19(a) [5]). Nilai magnetisasinya meningkat secara kontinu terhadap penurunan temperatur. Sistem tidak menunjukkan suatu mekanisme kolektif di bawah

temperatur tertentu seperti yang ditunjukkan oleh sistem berinteraksi kuat melalui *flatness* dari kurva magnetisasi *FC* di bawah T_s . Hal ini didukung oleh hasil-hasil sebelumnya yang memperlihatkan tidak adanya *basin-basin* metastabil dalam simulasi sistem. Sistem ini tidak menunjukkan karakteristik *glassy* seperti yang dijumpai pada *spin glass* dan sistem nanopartikel berinteraksi kuat.

Pada sistem $c = 5\%$, nilai ekspektasi dari magnetisasi sistem (Gambar 4.16) menunjukkan suatu transisi pada temperatur tertentu (sekitar 30 K). Di bawah temperatur tersebut, perubahan nilai magnetisasi sistem terhadap perubahan temperatur relatif jauh lebih lemah. Karakteristik ekuilibrium ini disebabkan oleh interaksi dipolar yang terjadi antarpartikel. Sesuai sifatnya, interaksi dipolar cenderung membentuk struktur *chain-like* pada sistem momen; interaksi dipolar bersifat “ferromagnet” pada arah momen magnet dan “antiferromagnet” pada arah yang tegak lurus terhadap arah momen [14]. Pada temperatur di atas 30 K, fluktuasi termal masih cukup kuat sehingga struktur



Gambar 4.19 Kurva magnetisasi ZFC dan FC dari (a) sistem partikel nanomagnetik tidak berinteraksi (atau berinteraksi lemah) dan (b) sistem partikel nanomagnetik berinteraksi kuat [5]

chain-like pada sistem momen belum terbentuk dengan baik. Dalam kondisi ini, energi magnetik sistem oleh adanya medan magnet eksternal lebih dominan dari energi dipolar sistem. Akibatnya, penurunan temperatur memberi pengaruh yang juga lebih dominan terhadap energi magnetik sistem, magnetisasi sistem meningkat secara signifikan terhadap penurunan temperatur. Pada temperatur sekitar 30 K, fluktuasi termal menjadi cukup lemah sehingga struktur *chain-like* pada sistem semakin dominan. Dalam Hamiltonian sistem, pengaruh energi dipolar semakin kuat. Di bawah temperatur tersebut, penurunan temperatur sistem diikuti dengan pembentukan struktur *chain-like* yang lebih stabil, sekaligus peningkatan respon sistem terhadap medan magnet eksternal. Kompetisi antara kedua kecenderungan ini menyebabkan peningkatan nilai magnetisasi yang relatif sangat lemah terhadap penurunan temperatur.

Di sisi lain, sistem $c = 20\%$ (Gambar 4.17 dan 4.18) menunjukkan penurunan yang relatif lemah pada nilai magnetisasi sistem terhadap penurunan temperatur. Fenomena ini mulai terjadi pada temperatur sekitar 70 K. Seperti halnya pada sistem $c = 5\%$, di atas temperatur transisi tersebut, fluktuasi termal pada sistem masih cukup berpengaruh sehingga belum terbentuk struktur *chain-like* yang stabil. Penurunan temperatur masih diikuti oleh peningkatan nilai magnetisasi, meskipun dalam skala yang relatif jauh lebih lemah dibanding sistem tidak berinteraksi dan sistem $c = 5\%$. Di atas temperatur transisi, interaksi dipolar pada sistem ini cukup kuat untuk “mengimbangi” pengaruh medan magnet eksternal. Sebagai hasilnya, peningkatan nilai magnetisasi sistem terhadap penurunan temperatur cenderung tertahan oleh sifat “antiferromagnet” dari interaksi dipolar.

Di bawah temperatur 70 K, *chain-chain* dari momen magnet partikel telah tersusun dengan relatif baik. Dalam kondisi ini, pengaruh interaksi dipolar antar partikel lebih dominan dibanding pengaruh medan magnet eksternal. Penurunan temperatur sistem lebih berpengaruh pada pembentukan struktur *chain-like* yang semakin stabil. Akibatnya, di bawah temperatur tersebut magnetisasi sistem cenderung menurun untuk temperatur yang lebih rendah.

Randomness pada distribusi arah sumbu anisotropi partikel berperan penting terhadap karakteristik ekuilibrium dari magnetisasi sistem nanopartikel magnetik *dense* yang dipelajari. Hasil-hasil di atas secara implisit menunjukkan bahwa *basin-basin* metastabil yang terlihat pada simulasi sistem mengacu pada konfigurasi-konfigurasi *chain-like* yang berbeda (ditandai oleh *range* nilai magnetisasi yang relatif berbeda antar *basin*). *Randomness* pada distribusi arah sumbu anisotropi menyebabkan beberapa konfigurasi yang berbeda ini memiliki *range* energi yang saling ber-*overlap* dan cenderung berimpit.

Pada sistem riil, keberadaan *basin-basin* metastabil ini merupakan pemicu dari dinamika lambat pada sistem, yang merupakan karakteristik dari sistem *glassy*. *Barrier* energi yang relatif rendah antara *basin-basin* ini menyebabkan perkembangan konstan menuju kondisi ekuilibrium pada sistem, sekaligus ketidakmampuan sistem untuk mencapainya [14]. Hal ini terlihat dari *flatness* pada kurva magnetisasi *FC* di bawah T_s (Gambar 4.19(b) [5]). Pada daerah ini, sistem terus berada dalam kondisi menuju ekuilibrium, ditandai dengan relaksasi yang sangat lambat dari nilai magnetisasi *FC*. Bentuk kurva *FC* ini sesuai dengan

hasil plot nilai ekspektasi magnetisasi terhadap temperatur yang diperoleh melalui simulasi. *Flatness* pada kurva *FC* berkaitan dengan daerah di bawah temperatur transisi pada kurva ekuilibrium. Nilai magnetisasi *FC* pada daerah ini berada relatif dekat dengan nilai ekuilibrium, seperti halnya pada sistem *spin glass* [6].



BAB V

RANGKUMAN

Pengaruh interaksi dipolar dan *randomness* pada distribusi arah sumbu anisotropi terhadap karakteristik *spin-glass-like* dari sistem partikel nanomagnetik berinteraksi kuat dipelajari dalam penelitian ini dengan menggunakan simulasi Monte Carlo ekuilibrium.

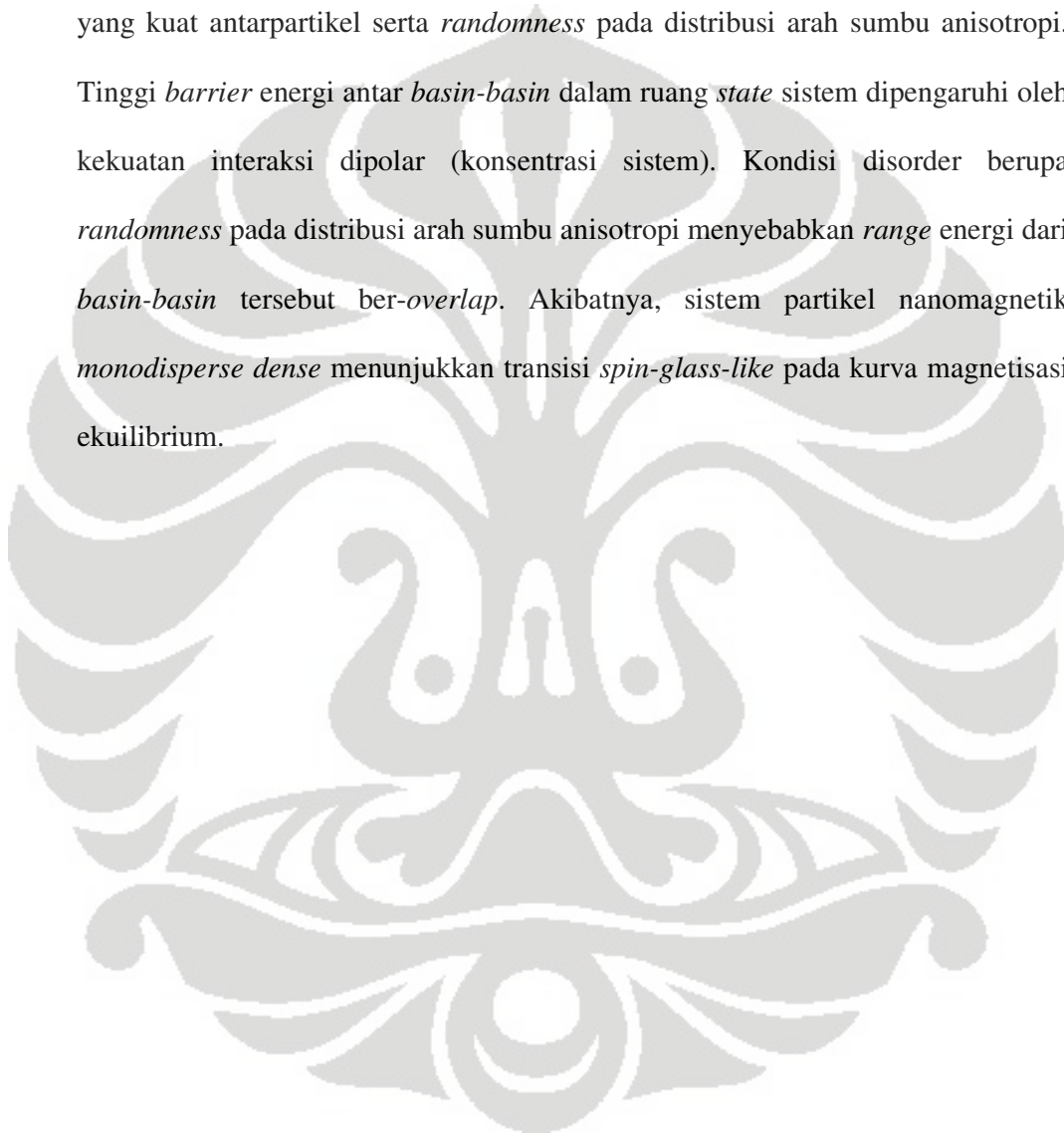
Sistem nanopartikel *non-interacting* tidak menunjukkan keberadaan *basin-basin* metastabil pada ruang *state* sistem. Kurva magnetisasi ekuilibriumnya menyerupai bentuk kurva magnetisasi *FC* dari sistem superparamagnet. Sistem tidak menunjukkan karakteristik sistem *glassy*.

Simulasi sistem $c = 5\%$ memperlihatkan keberadaan *basin-basin* metastabil pada temperatur 10 K. Di bawah temperatur 30 K, sistem menunjukkan peningkatan nilai magnetisasi ekuilibrium yang lebih lemah terhadap penurunan temperatur. Pada daerah ini, interaksi dipolar antarpartikel cukup kuat untuk menahan respon sistem terhadap medan magnet eksternal.

Pada sistem $c = 20\%$, simulasi mulai menunjukkan keberadaan *basin-basin* metastabil pada temperatur 60 K. *Barrier* energi antar *basin* pada sistem ini relatif jauh lebih tinggi dibanding sistem $c = 5\%$. Di bawah temperatur 70 K, nilai ekspektasi dari magnetisasi sistem cenderung menurun terhadap penurunan

temperatur. Pada daerah ini, interaksi dipolar antarpartikel lebih dominan dari pengaruh medan magnet eksternal.

Kondisi frustrasi pada sistem nanopartikel *dense* disebabkan oleh interaksi dipolar yang kuat antarpartikel serta *randomness* pada distribusi arah sumbu anisotropi. Tinggi *barrier* energi antar *basin-basin* dalam ruang *state* sistem dipengaruhi oleh kekuatan interaksi dipolar (konsentrasi sistem). Kondisi disorder berupa *randomness* pada distribusi arah sumbu anisotropi menyebabkan *range* energi dari *basin-basin* tersebut ber-*overlap*. Akibatnya, sistem partikel nanomagnetik *monodisperse dense* menunjukkan transisi *spin-glass-like* pada kurva magnetisasi ekuilibrium.



REFERENSI

- [1] Petra Jönsson, "Anisotropy, Disorder, and Frustration in Magnetic Nanoparticle Systems and Spin Glasses.", Ph.D. diss., Uppsala University, 2002.
- [2] G. M. Tsoi, L. E. Wenger, dkk, Phys. Rev. B **72** (2005) 014445
- [3] M. Sasaki, P.E. Jönsson, dan H. Takayama, Phys. Rev. B **71**, 104405 (2005)
- [4] P. Jönsson, M. F. Hansen, dan P. Nordblad, Phys. Rev. B **61** (2000) Number 2
- [5] Malay Bandyopadhyay dan Susanta Dattagupta, Phys. Rev. B **74** (2006) 214410
- [6] Malte Henkel, Michael Pleimling, dan Roland Sanctuary, *Ageing and the Glass Transition*, Lect. Notes Phys. 716 (Springer, Berlin Heidelberg 2007) Chapter II
- [7] P. Jönsson, M. F. Hansen, P. Svedlindh, dan P. Nordblad, J. Magn. Magn. Mater. 226-230, 1315 (2001)
- [8] Xi Chen, S. Bedanta, dkk, Phys. Rev. B **72**, 214436 (2005)
- [9] F. Wiekhorst, E. Shevchenko, H. Weller, dan J. Kötzler, Phys. Rev. B **67**, 224416 (2003)
- [10] Stephen Blundell, *Magnetism in Condensed Matter*, New York : Oxford University Press, 2001
- [11] P. Jönsson, T. Jönsson, J. L. Garcia-Palacios, P. Svedlindh, J. Magn. Magn. Mater. 222, 219 (2000).

- [12] M. F. Hansen, P. Jönsson, P. Svedlindh, dan P. Nordblad, *J. Phys.: Condens. Matter* **14** (2002) 4901–4914
- [13] M. E. J. Newman dan G. T. Barkema, *Monte Carlo Methods in Statistical Physics*, New York : Oxford University Press, 1999
- [14] Stefanie Russ dan Armin Bunde, *Phys. Rev. B* **75** (2007) 174445



