

Simulation du modèle XY par méthode Monté-Carlo

Rapport de projet pour le cours de Computational Statistical Physics

Aurélien Valade

Introduction

La physique statistique est l'étude des comportements systèmes macroscopiques composés de systèmes microscopiques dont les propriétés sont connues. On va donc systématiquement s'intéresser à un grand nombre de particules en interactions, ce qui est complexe à représenter mathématiquement sans faire approximation de continuité, de champ moyen, etc. Ainsi, les comportements de nombreux modèles de physique statistique ne sont pas descriptibles analytiquement pour des cas pourtant pertinents. Si une résolution analytique n'est pas possible, il faut travailler avec des valeurs numériques, comme cela a par exemple été fait pendant la seconde guerre mondiale pour les calculs portant sur la bombe atomique, ou encore en astrophysique pour des calculs de trajectoires. Cependant la quantité de calcul nécessaire pour résoudre des systèmes réalistes est tout bonnement inhumaine.

L'informatique nous offre une capacité de calcul immensément plus grande que celle des calculatrices humaines, puisqu'on passe d'une dizaine d'opérations par minute à des milliards par seconde. Mais ce n'est toujours pas suffisant pour attaquer le problème de front, par exemple, calculer directement la fonction de partition du système reste souvent hors de portée. Il nous faut donc trouver des méthodes plus puissantes pour résoudre le système. Cette formalisation a cependant un prix puisque de telles méthodes sont alors plus spécifiques : une méthode de résolution est adaptée à une certaine question, mais ne permet pas toujours de bien répondre à d'autres. On pourra ainsi rapidement calculer des propriétés d'un système à l'équilibre sans pouvoir décrire la dynamique physique de la relaxation. Réciproquement, une autre méthode peut permettre de décrire la dynamique du système avec précision, mais demande une très grande quantité de calcul pour atteindre l'état d'équilibre.

Nous allons ici nous pencher sur l'étude du modèle XY, qui est un modèle d'interaction sur réseau se rapprochant du modèle d'Ising, à la différence que les états pris par les spins sont continus entre -1 et $+1$ et non restreints aux valeurs $\{-1, +1\}$. Il serait cependant faux de dire que le modèle XY est une généralisation du modèle d'Ising puisque pour un système équivalent, aucun choix de paramètres du modèle XY ne permet de reproduire des comportements semblables à ceux conjecturés par modèle d'Ising. Le modèle XY est donc adapté à d'autres systèmes que le modèle d'Ising : il permet notamment de décrire des systèmes dont le paramètre d'ordre ne correspond pas à une brisure de symétrie spatiale lors de la transition de phase, mais plutôt à une brisure de la symétrie interne, comme c'est par exemple le cas pour l'Helium II supercritique ou encore les cristaux liquides hexatiques¹.

Nous allons dans un premier temps présenter le problème dans sa formulation physique.

1. La phase hexatique est une phase située entre les phases solide isotropique et liquide isotropique dans les systèmes de particules à deux dimensions (cristal liquide bidimensionnel). Il est caractérisé par deux paramètres d'ordre : un ordre moléculaire de positionnement à courte portée et un ordre orientationnel à longue portée [Wik17].

1 Modèle physique

1.1 Description du modèle

Soit un ensemble de particules arrangées sur une grille carrée de taille $N \times N$. On note la position rij pour la particule de la ligne $0 \leq i < N$ et la colonne $0 \leq j < N$. On utilise aussi l'indiciation des particules $0 \leq I < N \times N$ où la position spatiale n'apparaît pas explicitement bien qu'on puisse définir $I = i \times N + j$.

Ces particules ont une propriété appelée spin que l'on peut lier à l'angle entre la normale au plan et un axe intrinsèque à la particule. On note cet angle $\theta_{ij} \in [0, \pi]$. On peut alors définir le spin de chaque particule $\sigma_{ij} = \cos(\theta_{ij})$. On considère que ces particules interagissent entre elles à travers leur spin, et qu'il existe un champ extérieur avec lequel ces spins tendent à s'aligner. Le Hamiltonien décrivant l'énergie d'un tel système s'écrit alors :

$$H = -k \underbrace{\sum_{I,I'} J_{II'} \cos(\theta_I - \theta_{I'})}_{\text{interactions}} - h \underbrace{\sum_I \cos(\theta_I)}_{\text{champ extérieur}} \quad (1)$$

$$= -kQ - hM$$

avec

$$Q = \sum_{I,I'} J_{II'} \cos(\theta_I - \theta_{I'}) , \quad M = \sum_I \cos(\theta_I) \quad (2)$$

nommées respectivement le couplage et la magnétisation par analogie aux systèmes magnétiques.

La forme de la matrice J est centrale au problème. Le modèle XY préconise de prendre une fonction de la distance entre les deux particules : $J_{II'} = (\mathbf{r}_I - \mathbf{r}_{I'})^{-\alpha}$. On peut ensuite choisir de n'appliquer cette définition qu'aux n plus proches voisins et de négliger les interactions à longue distance :

$$J_{II'} = \begin{cases} (\mathbf{r}_I - \mathbf{r}_{I'})^{-\alpha} & \text{si } |i - i'| < n \text{ et } |j - j'| < n, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3)$$

Les paramètres h et k vont nous permettre d'adapter ce système à différents cas concrets. La valeur de h représente l'intensité du champ externe auquel les spins tendent à s'aligner, et k modélise la force du couplage entre les spins. Pour un modèle magnétique, $k > 0$ signifie que le matériau est ferromagnétique : les spins cherchent à pointer dans la même direction et $k < 0$ représente un matériau paramagnétique : les spins cherchent à pointer dans une direction opposée à celle de leurs voisins. Ces quantités ont été préalablement adimensionnées, et dérivent de termes de la forme $h = h' / (\mathcal{K}_B T)$, $k = k' / (\mathcal{K}_B T)$ où \mathcal{K}_B est la constante de Boltzmann et T la température. C'est donc à travers ces paramètres qu'on peut jouer sur la température pour observer les transitions de phase, etc.

1.2 Comportement prédit

A haute température les paramètres h et k du système sont très faibles, le Hamiltonien résultant est donc quasi-nul et n'a pas de minimum significatif. Il n'y a pas d'état qui puisse réellement minimiser l'énergie, tous sont donc équiprobables, il en résulte que la magnétisation ainsi que le couplage sont nuls en moyenne.

À basse température, le comportement du modèle XY est différent du modèle d'Ising. Tout d'abord, lors de la transition de phase, on n'observe pas de brisure de symétrie spatiale. A champ magnétique externe nul $h = 0$, lors d'une trempe (*i.e.* lors qu'on abaisse progressivement la température du système), la magnétisation reste nulle. En revanche, en présence d'un champ externe, la symétrie du système étant déjà brisée, et les spins s'alignent effectivement avec ce champ.

On observe à la transition de phase un changement globale de comportement de la fonction de corrélation

$$C_{II'} = |\langle \sigma_I \sigma_{I'} \rangle|. \quad (4)$$

En effet, à haute température, la fonction de corrélation décroît exponentiellement :

$$C_{II'}^{HT} \propto e^{\Gamma(\beta)|\mathbf{r}_I - \mathbf{r}_{I'}|} \quad (5)$$

alors qu'à basse température, on s'attend à trouver une fonction qui décroît moins vite que

$$C_{II'}^{BT} \propto \frac{\Gamma(\beta)}{1 + |\mathbf{r}_I - \mathbf{r}_{I'}|}. \quad (6)$$

2 Implémentation

Le but de ce travail est de fournir un programme puissant, flexible, et aisément utilisable qui permette de simuler et d'analyser un modèle XY classique par une méthode Monté-Carlo. Il doit notamment utiliser un système de production, de stockage et d'analyse des données cohérent qui permette de reproduire chaque expérience. Il faut donc notamment ne pas écraser les données au fur et à mesure qu'elles sont produites, mais il faut en plus garder des traces des paramètres associés à chaque expérience produite, ainsi que des conventions de nomages compréhensibles et cohérentes.

2.1 Structure du code et des scripts

Le code produit se décompose en deux parties distinctes :

- le code principal d'environ 500 lignes, écrit en C : il produit les données pour une expérience et les stocke dans un dossier ;
- et un code de scripting écrit en Python d'environ 600 lignes : celui ci permet d'appeler le code C avec les bons paramètres puis d'exploiter les données qui en résultent.

2.2 Fonctionnement du code principal

2.2.1 Entrées et sorties

Chaque expérience est lancée avec la connaissance des paramètres suivant :

- N la taille de grille ;
- n le nombre de plus proches voisins à considérer pour les interactions ;
- a l'exposant de la fonction de décroissance pour les interactions ;
- h la force du champ extérieur ;
- k la force de couplage entre spins ;
- le type d'initialisation :
 - UP : $\theta_I = 0$ pour tout I ;
 - DOWN : $\theta_I = \pi$ pour tout I ;
 - CHECKERBOARD : $\theta_{ij} = \pi|\text{mod}(i, 2) - \text{mod}(j, 2)|$ pour tout i, j ;
 - RANDOM : $\theta_I = U([0, \pi])$ pour tout I avec U la loi uniforme.
- le type de Monte-Carlo : METROPOLIS ou GLAUBER.
- Ainsi que le nombre de pas, la fréquence de sauvegarde des différentes données et le répertoire où les stocker.

En sortie, le programme fournit les données suivantes :

- Un fichier où sont stockées les valeurs des quantités M , Q et E toutes les `n_sca` itérations ;
- Un fichier toutes les `n_lat` itérations, représentant l'ensemble des angles de la grille ;
- Un fichier toutes les `n_lat` itérations, représentant l'ensemble des interactions Q_I de la grille.

2.2.2 Définition des quantités numériques

Les quantités physiques introduites prédominent sont définies numériquement comme suit :

Magnétisation. La définition de la magnétisation est similaire à sa définition physique :

$$M = \sum_I \cos(\theta_I).$$

On a donc $M \in [-N \times N, N \times N]$.

Couplage. On introduit la matrice de couplage normalisée telle que

$$\hat{J}_{II'} = \frac{J_{II'}}{\sum_{KK'} J_{KK'}}.$$

Cette définition permet de garder un couplage indépendant du nombre de voisins considérés. En effet, en absence de normalisation, pour une configuration donnée, l'énergie de couplage de chaque particule grandit fortement avec le nombre de plus proches voisins considérés, ce qui peut s'avérer gênant pour comparer des simulations à n différent. On introduit ensuite le couplage local

$$Q_I = \sum_{I'} \hat{J}_{II'} (\cos \theta_I \cos \theta_{I'} - \sin \theta_I \sin \theta_{I'})$$

tel que $Q = \sum_I Q_I$, et dont les valeurs qui sont stockées sur la grille des interactions introduite plus haut. Développer le cosinus en une différence de produits de cosinus/sinus permet de stocker les valeurs de cosinus et de sinus pour chaque angle et de calculer un minimum de fonctions trigonométriques à chaque mise à jour. Avec la normalisation de la matrice de couplage, on a aussi $Q \in [-N \times N, N \times N]$.

Énergie. On définit l'énergie du système

$$E = -kQ - hM.$$

Quantités réduites. Pour pouvoir comparer des expériences dont la taille de la grille diffère, on utilise les valeurs réduites :

$$m = M/N^2, \quad q = Q/N^2, \quad e = E/N^2.$$

Ces valeurs sont particulièrement stables puisqu'on a $m, q \in [-1, 1]$ et $e \in [-|h| - |k|, |h| + |k|]$ pour toute expérience, quelque soient ses paramètres.

2.2.3 Algorithmes utilisés

Après initialisation des différentes parties du code, on procède à l'exploration de l'espace des phases par méthode de Monté-Carlo. Chaque pas suit la procédure décrite en figure 1.

Une fois le spin d'une particule mis à jour, il faut mettre à jour toutes les quantités. Deux méthodes peuvent alors être utilisées pour calculer la nouvelle valeur de Q .

- Une méthode qui met à jour les couplages locaux pour toutes les particules influencées par le changement introduit. La grille d'interactions produite est donc juste.
- Une seconde méthode qui ne met à jour que la valeur de couplage local modifiée. La mise à jour de Q se fait alors :

$$Q \leftarrow Q - Q_I^{\text{old}} + Q_I^{\text{new}}$$

i++;

Références

[Wik17] Wikipédia. Phase hexatique — wikipédia, l'encyclopédie libre, 2017. [En ligne ; Page disponible le 7-avril-2017].

$i \leftarrow \text{int_uniform_random}(0, N - 1)$	▷ ligne à modifier
$j \leftarrow \text{int_uniform_random}(0, N - 1)$	▷ colonne à modifier
$a \leftarrow \text{uniform_random}(0, \pi)$	▷ nouvel angle
$p \leftarrow \text{uniform_random}(0, 1)$	▷ probabilité d'acceptation
$b \leftarrow \text{get_lattice_value}(\text{lattice}, i, j)$	▷ sauvegarde de l'angle
$E \leftarrow \text{get_energy}(\text{lattice})$	▷ sauvegarde de l'énergie
$\text{set_lattice_value}(\text{lattice}, i, j, a)$	▷ assignation du nouvel angle
$\text{compute_energy}(\text{lattice})$	▷ calcul de l'énergie dans la nouvelle configuration
$\Delta E \leftarrow \text{get_energy}(\text{lattice}) - E$	
if monte_carlo=METROPOLIS then	
if $\exp(-\Delta E) < p$ then	▷ si le pas est rejeté
$\text{set_lattice_value}(\text{lattice}, i, j, b)$	▷ réassignation de l'ancienne valeur d'angle
$\text{set_energy}(\text{lattice}, E)$	▷ réassignation de l'ancienne valeur d'énergie
end if	
else if monte_carlo=GLAUBER then	
if $1/(1 + \exp(\Delta E)) < p$ then	▷ si le pas est rejeté
$\text{set_lattice_value}(\text{lattice}, i, j, b)$	▷ réassignation de l'ancienne valeur d'angle
$\text{set_energy}(\text{lattice}, E)$	▷ réassignation de l'ancienne valeur d'énergie
end if	
end if	

FIGURE 1 – Procédure de mise à jour de la grille en pseudo code.