

TeNeS

TeNeS ユーザーマニュアル

リリース 2.0.0

東京大学物性研究所

2023 年 11 月 17 日

目次

第 1 章	TeNeS とは？	1
1.1	概要	1
1.2	開発者	1
1.3	バージョン履歴	1
1.4	ライセンス	2
1.5	論文	2
1.6	コピーライト	2
第 2 章	インストール方法	3
2.1	ダウンロード	3
2.2	必要なライブラリ・環境	3
2.3	インストール	4
第 3 章	使用方法	7
3.1	tenes_simple の使用方法	7
3.2	tenes_std の使用方法	9
3.3	tenes の使用方法	12
第 4 章	チュートリアル	13
4.1	横磁場イジング模型	13
4.2	横磁場イジング模型の実時間発展	17
4.3	横磁場イジング模型の有限温度計算	23
4.4	三角格子・正方格子ハイゼンベルク模型の磁化過程	26
4.5	三角格子上のハードコアボゾン模型の相図	30
4.6	スタンダードモードによる格子・模型・演算子の定義	33
第 5 章	ファイルフォーマット	43
5.1	TeNeS の入力ファイルの簡易まとめ	43
5.2	tenes_simple の入力ファイル	44
5.3	tenes_std の入力ファイル	59
5.4	tenes の入力ファイル	72
5.5	出力ファイル	85
第 6 章	アルゴリズム	97
6.1	テンソルネットワーク状態	97
6.2	iTPS の縮約	98
6.3	iTPS の最適化	101
6.4	iTPS を用いた実時間発展	104
6.5	有限温度状態の表現	104
第 7 章	FAQ	109

第 8 章 謝辞	111
第 9 章 お問い合わせ	113

第1章 TeNeS とは？

1.1 概要

TeNeS (**Te**nsor **Ne**twork **S**olver) はテンソルネットワーク法に基づく多体量子状態計算のためのオープンソースのプログラムパッケージです。二次元格子上で定義された量子スピン模型などの多体ハミルトニアンについて、磁化や相関関数などの物理量を計算します。基底状態計算の他に、有限温度計算や時間発展計算も可能です。あらかじめ定義された模型・格子に対しては、ユーザーが簡単に入力ファイルを作成するためのツールがあり、気軽に体験できます。OpenMP/MPI ハイブリッド並列に対応しており、大規模計算機による大規模計算が可能です。

1.2 開発者

TeNeS は以下のメンバーで開発しています。

- 大久保 毅 (東京大学大学院 理学系研究科)
- 森田 悟史 (慶応大学大学院 理工学研究科)
- 本山 裕一 (東京大学 物性研究所)
- 吉見 一慶 (東京大学 物性研究所)
- 加藤 岳生 (東京大学 物性研究所)
- 川島 直輝 (東京大学 物性研究所)

1.3 バージョン履歴

- ver. 2.0-beta: 2023-10-25 にリリース。
- ver. 1.3.4: 2023-09-13 にリリース。
- ver. 1.3.3: 2023-07-14 にリリース。
- ver. 1.3.2: 2023-06-08 にリリース。
- ver. 1.3.1: 2022-10-21 にリリース。
- ver. 1.3.0: 2022-10-20 にリリース。
- ver. 1.2.0: 2021-12-13 にリリース。
- ver. 1.1.1: 2020-11-09 にリリース。

- ver. 1.1.0: 2020-07-09 にリリース。
- ver. 1.0.0: 2020-04-17 にリリース。
- ver. 1.0-beta: 2020-03-30 にリリース。
- ver. 0.1: 2019-12-04 にリリース。

1.4 ライセンス

本ソフトウェアのプログラムパッケージおよびソースコード一式は GNU General Public License version 3 (GPL v3) に準じて配布されています。

1.5 論文

TeNeS を用いた結果を出版する場合には、次の論文を引用していただけると幸いです。

Y. Motoyama, Tsuyoshi Okubo, Kazuyoshi Yoshimi, Satoshi Morita, Takeo Kato, and Naoki Kawashima, "TeNeS: Tensor Network Solver for Quantum Lattice Systems", *Comput. Phys. Commun.* 279, 108437 (2022)

1.6 コピーライト

© 2019- The University of Tokyo. All rights reserved.

本ソフトウェアの一部は 2019 年度 東京大学物性研究所 ソフトウェア高度化プロジェクトの支援を受け開発されており、その著作権は東京大学が所持しています。

第2章 インストール方法

2.1 ダウンロード

TeNeS のソースコードは [GitHub page](#) からダウンロードできます。git がインストールされている環境で、以下のコマンドを打つとダウンロードが開始されます。

```
$ git clone https://github.com/issp-center-dev/TeNeS
```

2.2 必要なライブラリ・環境

TeNeS をコンパイルするには以下のライブラリ・環境が必要です。

1. C++11 compiler
2. CMake (>=3.6.0)

TeNeS は以下のライブラリに依存していますが、自動でダウンロードおよびビルドがされます。

1. [mptensor](#)
2. [cpptoml](#)

MPI および ScaLAPACK を利用することでテンソル演算を並列化できます。MPI, ScaLAPACK については自身でインストールする必要があります。たとえば Debian GNU/Linux（やその派生ディストリビューション）をお使いで、root 権限をお持ちの場合は、

```
sudo apt install openmpi-bin libopenmpi-dev libscalapack-mpi-dev
```

でインストールすることが可能です。それ以外の方は、Open MPI などの MPI 実装ならびに ScaLAPACK のホームページを参照の上、インストールをしてください。

入力ファイル作成ツールの使用には Python (>= 3.0.0) および以下の Python パッケージが必要です。

1. numpy
2. scipy
3. toml

2.3 インストール

1. TeNeS のディレクトリに移動したのち、以下の手順に従ってビルドを行います（CentOS など、環境によっては `cmake3` とする必要があります）。

```
$ mkdir build
$ cd build
$ cmake -DCMAKE_INSTALL_PREFIX=<path to install to> ../
$ make
```

<path to install to> のデフォルト値は `/usr/local` です。

並列ビルド

`make` コマンドに `-j <num>` オプションを追加し、<num> 個のプロセスを用いた並列ビルドを行うと、TeNeS を高速にビルド可能です。

なお、上記のコマンドで `build/src` ディレクトリに実行ファイル `tenes` が作成されます。

```
$ make test
```

と打つとテストを実行することができます。

2. 次にインストールします。

```
$ make install
```

実行ファイル `tenes`, `tenes_std`, `tenes_simple` が <path to install to>/bin にインストールされます。

MPI/ScaLAPACK 並列化の無効化

MPI および ScaLAPACK を利用しない場合には、`-DENABLE_MPI=OFF` オプションを `cmake` コマンドに追加してください。macOS では ScaLAPACK の一部関数とシステムの BLAS, LAPACK とで相性が悪く、エラー終了するのを確認しています。MPI 並列の無効化を推奨しています。

コンパイラの指定

CMake では自動でコンパイラを検出してビルドを行います。コンパイラを指定したい場合には、以下のようオプションを追加してください。

```
$ cmake -DCMAKE_CXX_COMPILER=<path to your compiler> ../
```

ScaLAPACK ライブラリの指定

CMake では自動で ScaLAPACK ライブラリを検出しますが、見つけれなかった場合などに、`<path>/lib/libscalapack.so` を利用したい場合には以下のようにオプションを追加してください。

```
$ cmake -DSCALAPACK_ROOT=<path> ../
```

mptensor の指定

TeNeS は並列テンソル演算ライブラリ mptensor を利用しています。CMake は自動で mptensor をダウンロード・ビルドしますが、ユーザーが事前にインストールした mptensor (`<path>/lib/mptensor.a`) を使用したい場合には、以下のようにオプションを追加してください。

```
$ cmake -DMPTENSOR_ROOT=<path> ../
```

Python インタープリタの指定

TeNeS ツールは Python3 で書かれており、パスの通った `python3` コマンドを自動的に起動します。ツールの実行がうまく行かない場合には、`type python3` などを利用して、`python3` コマンドにパスが通っているかどうか確認してください。

使うインタープリタを固定したい場合（あるいは `/usr/bin/env` コマンドが実行できずにエラーが出る場合）には、以下のように CMake オプションを追加してください。

```
$ cmake -DTENES_PYTHON_EXECUTABLE=<path to your interpreter> ../
```

第3章 使用方法

TeNeS のメインプログラム **tenes** を利用するには、模型や演算順などを定義するための入力ファイルを作成する必要があります。入力ファイルの作成をしやすいように、

- **tenes_std**: 所定のフォーマットに従い、自分で格子模型などを定義した入力ファイルを作成し実行することで、**tenes** を実行するための入力ファイルを生成するツール
- **tenes_simple**: あらかじめ定義された格子模型に対して、簡単な入力ファイルから **tenes_std** を実行するための入力ファイルを生成するツール

が用意されています(図 3.1 参照)。任意の模型や格子に対応させたい場合には、**tenes_std** の入力ファイルを直接作成することで対応できます。TeNeS の各種入力ファイルの詳細については、[ファイルフォーマット](#) をご覧ください。

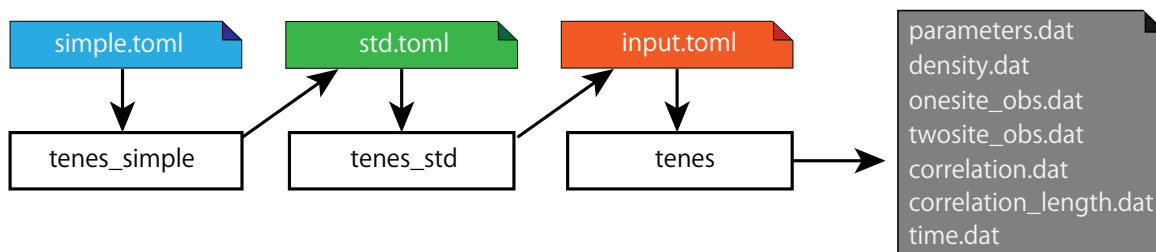


図 3.1: TeNeS の計算フロー概要図

以下、それぞれのツールの使用方法について記載し、最後に **tenes** の使用方法について説明します。

3.1 tenes_simple の使用方法

tenes_simple は定義済みの模型、格子に対する **tenes_std** の入力ファイルを生成するツールです。

```
$ tenes_simple simple.toml
```

- 引数としてファイルを取ります
- **tenes_std** の入力ファイルを出力します
- コマンドラインオプションは以下の通りです

```
- --help
```

```
* ヘルプメッセージの表示
```

```
- --version
```

- * バージョン番号の表示
- **--output=filename**
 - * 出力するファイルの名前 `filename` を指定します
 - * デフォルトは `std.toml`
 - * 入力ファイル名と同じファイル名にすることはできません
- **--coordinatefile=coordfile**
 - * サイトの座標情報を出力するファイル名 `coordfile` を指定します
 - * デフォルトは `coordinates.dat`
 - * 座標ファイルは 1 列目にサイト番号を、2, 3 列目に x, y 座標（デカルト座標系）を含みます
- **--use-site-hamiltonian**
 - * ゼーマン項や化学ポテンシャル項などのオンサイト項をサイトハミルトニアンとして出力します
 - * 指定しなかった場合、これらの項は最近接ボンドハミルトニアンに吸収されます

現在定義されている模型・格子は次の通り。

- 模型

- スピン系

- 格子

- 正方格子
 - 三角格子
 - 蜂の巣格子
 - かごめ格子

模型・格子や入力ファイルの詳細は [tenes_simple の入力ファイル](#) を参照してください。以下、正方格子上で定義されたスピン 1/2 のハイゼンベルグ模型の入力ファイル例です。

```
[lattice]
type = "square lattice" # type of lattice
L = 2                    # size of unitcell
W = 2                    # size of unitcell
virtual_dim = 3          # bond dimension
initial = "antiferro"    # initial state

[model]
type = "spin" # type of model
J = 1.0       # Heisenberg interaction
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```
[parameter]
[parameter.general]
is_real = true # use real tensor

[parameter.simple_update]
num_step = 1000 # number of steps
tau = 0.01      # imaginary time step

[parameter.full_update]
num_step = 0    # number of steps
tau = 0.01      # imaginary time step

[parameter.ctm]
dimension = 9    # bond dimension
```

3.2 tenes_std の使用方法

`tenes_std` は与えられたハミルトニアンから虚時間刻み τ の虚時間発展演算子 $\exp(-\tau\mathcal{H}_{ij})$ を導出し、`tenes` の入力ファイルを生成するツールです。

```
$ tenes_std std.toml
```

- 引数としてファイルを取ります
- `tenes` の入力ファイルを出力します
- コマンドラインオプションは以下の通りです

– **--help**

* ヘルプメッセージの表示

– **--version**

* バージョン番号の表示

– **--output=filename**

* 出力するファイルの名前 `filename` を指定します

* デフォルトは `input.toml`

* 入力ファイル名と同じファイル名にすることはできません

入力ファイルは `tenes_simple` を用いて生成できます。さらに、入力ファイルを編集することで、定義されていない模型・格子での計算が行なえます。入力ファイルの詳細は [tenes_std の入力ファイル](#) を参照してください。以下、正方格子上で定義されたスピン 1/2 のハイゼンベルグ模型の入力ファイル例です。

```

[parameter]
[parameter.general]
is_real = true    # limit tensors as real-valued ones
[parameter.simple_update]
num_step = 1000   # number of steps
tau = 0.01        # imaginary time step
[parameter.full_update]
num_step = 0      # number of steps
tau = 0.01        # imaginary time step
[parameter.ctm]
dimension = 9     # bond dimension

[tensor]
type = "square lattice"
L_sub = [2, 2]    # unitcell size
skew = 0          # boundary condition

# tensors in unitcell
[[tensor.unitcell]]
index = [0, 3]    # index of tensors
physical_dim = 2 # physical bond dimension
virtual_dim = [3, 3, 3, 3]
                # virtual bond dimension
noise = 0.01      # noise in initial tensor
initial_state = [1.0, 0.0]
                # initial state

[[tensor.unitcell]]
index = [1, 2]
physical_dim = 2
virtual_dim = [3, 3, 3, 3]
noise = 0.01
initial_state = [0.0, 1.0]

# (bond) hamiltonian
[[hamiltonian]]
dim = [2, 2]      # physical bond dimensions
bonds = ""        # bond information
0 1 0             # first: index of one site
1 1 0             # second: x coord of the other
2 1 0             # third:  y coord of the other
3 1 0
0 0 1
1 0 1

```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```

2 0 1
3 0 1
"""
elements = ""    # nonzero elements of tensor
0 0 0 0 0.25 0.0 # first:  initial state of one site
1 0 1 0 -0.25 0.0 # second: initial state of the other
0 1 1 0 0.5 0.0  # third:   final state of one site
1 0 0 1 0.5 0.0  # fourth:  final state of the other
0 1 0 1 -0.25 0.0 # fifth:   real part
1 1 1 1 0.25 0.0  # sixth:  imag part
"""

# observables
[observable]
[[observable.onesite]]
name = "Sz"      # name
group = 0        # index
sites = []       # sites to be acted
dim = 2          # dimension
elements = ""    # nonzero elements
0 0 0.5 0.0
1 1 -0.5 0.0
"""

[[observable.twosite]]
name = "hamiltonian"
group = 0
dim = [2, 2]
bonds = ""
0 1 0
1 1 0
2 1 0
3 1 0
0 0 1
1 0 1
2 0 1
3 0 1
"""
elements = ""
0 0 0 0 0.25 0.0
1 0 1 0 -0.25 0.0
0 1 1 0 0.5 0.0
1 0 0 1 0.5 0.0
0 1 0 1 -0.25 0.0
1 1 1 1 0.25 0.0

```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```
""""

[[observable.twosite]]
name = "SzSz"
group = 1
dim = [2, 2]
bonds = """"
0 1 0
1 1 0
2 1 0
3 1 0
0 0 1
1 0 1
2 0 1
3 0 1
""""

ops = [0, 0] # index of on-site operators
```

3.3 tenes の使用方法

tenes はメインプログラムです。

```
$ tenes input.toml
```

- 引数として入力ファイル名を取ります
- コマンドラインオプションは以下の通りです
 - `--help` - ヘルプメッセージの表示
 - `--version` - バージョン情報の表示
 - `--quiet` - 標準出力に何も書き出さないようにします

多くの場合において、ユーザーが入力ファイルを直接編集する必要はありません。入力ファイルの詳細は [tenes の入力ファイル](#) を参照してください。

第4章 チュートリアル

4.1 横磁場イジング模型

ここでは正方格子上の横磁場イジング模型に対して、横磁場を変化させた場合の計算例について紹介します。ハミルトニアンは

$$H = J^z \sum_{\langle i,j \rangle} S_i^z S_j^z - h^x \sum_i S_i^x$$

です。大きさ 1/2 のスピン演算子を用いて定義しており、パウリ演算子を直接用いたモデルと係数が異なることに注意してください。入力ファイルの変数 `hx` を用いることで横磁場 h^x の大きさを調整することが可能です。例えば、横磁場が 0 の場合には、

```
[parameter]
[parameter.general]
is_real = true # Limit tensor elements in real (not complex)

[parameter.simple_update]
num_step = 1000 # Number of steps in simple update
tau = 0.01      # Imaginary time slice

[parameter.full_update]
num_step = 0    # Number of steps in full update
tau = 0.01      # Imaginary time slice

[parameter.ctm]
meanfield_env = false # Use meanfield environment to contract iTNS
iteration_max = 10     # Maximum number of iterations in CTMRG
dimension = 10         # Bond dimension of corner transfer matrix

[lattice]
type = "square lattice" # Type of lattice
L = 2                   # X length of unit cell
W = 2                   # Y length of unit cell
virtual_dim = 2         # Bond dimension of bulk tensors
initial = "ferro"       # Initial condition

[model]
type = "spin" # Type of model
Jz = -1.0     # Jz SzSz
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```
Jx = 0.0      # Jx SxSx
Jy = 0.0      # Jy SySy
hx = 0.0      # hx Sx
```

とします ($J_z = -1.0$ なので、 $h_x=0$ では強磁性状態になります)。入力ファイルを `simple.toml` とした場合、

```
$ tenes_simple simple.toml
$ tenes_std std.toml
$ tenes input.toml
```

を実行することで計算が開始されます。(あらかじめ TeNeS をインストールしたのち、環境変数 `PATH` を適切に設定してください。) 計算を実行すると、

```
Number of Processes: 1
Number of Threads / Process: 1
Tensor type: real
Start simple update
10% [100/1000] done
20% [200/1000] done
30% [300/1000] done
40% [400/1000] done
50% [500/1000] done
60% [600/1000] done
70% [700/1000] done
80% [800/1000] done
90% [900/1000] done
100% [1000/1000] done
Start calculating observables
Start updating environment
Start calculating on-site operators
Save on-site observables to output_0/onsite_obs.dat
Start calculating twosite operators
Save twosite observables to output_0/twosite_obs.dat
Save observable densities to output_0/density.dat
Save elapsed times to output_0/time.dat

On-site observables per site:
Sz      = 0.5 0
Sx      = -1.28526262482e-13 0
Twosite observables per site:
hamiltonian = -0.5 0
SzSz     = 0.5 0
SxSx     = -1.7374919982e-18 0
SySy     = 1.73749202733e-18 0
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```
Wall times [sec.]:
simple update = 3.545813509
full update  = 0
environment  = 0.123170523
observable   = 0.048149856
```

```
Done.
```

のように計算が実行されます。最初に並列化の情報およびテンソルの実虚が表示されます。次に計算プロセスの実行状況が表示されます。計算終了後、1 サイト演算子 S_z , S_x およびハミルトニアン $hamiltonian$, 最近接相関 $S_z S_z$, $S_x S_x$, $S_y S_y$ のサイトあたりの期待値が出力されます。最後にフェーズごとの計算時間が出力されます(単位は秒)。計算終了後は `output` ディレクトリに `density.dat`, `parameters.dat`, `time.dat`, `onsite_obs.dat`, `twosite_obs.dat` がそれぞれ出力されます。各出力ファイルの詳細は、[出力ファイル](#) をご覧ください。例えば $\langle S_z \rangle$ の値は、`onsite_obs.dat` から読み取ることが可能です。`hx` をパラメータとして 0.2 刻みで 0-3.0 まで振ったときの結果を下図に表示します。

なお、サンプルスクリプトの例として、`sample/01_transverse_field_ising` フォルダ内に `tutorial_example.py`, `tutorial_read.py` があります。

- `tutorial_example.py` の中身

```
import subprocess

import numpy as np
import toml

MPI_cmd = "" # e.g., "mpiexec -np 1"

num_hx = 16
min_hx = 0.0
max_hx = 3.0

total = 0
for idx, hx in enumerate(np.linspace(min_hx, max_hx, num=num_hx)):
    print(f"Calculation Process: {idx+1}/{num_hx}")
    with open("simple.toml") as f:
        dict_toml = toml.load(f)
        dict_toml["parameter"]["general"]["output"] = f"output_{idx}"
        dict_toml["model"]["hx"] = float(hx)

    simple_toml = f"simple_{idx}.toml"
    std_toml = f"std_{idx}.toml"
    input_toml = f"input_{idx}.toml"

    with open(simple_toml, "w") as f:
        toml.dump(dict_toml, f)
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```
cmd = f"tenes_simple {simple_toml} -o {std_toml}"
subprocess.call(cmd.split())

cmd = f"tenes_std {std_toml} -o {input_toml}"
subprocess.call(cmd.split())

cmd = f"{MPI_cmd} tenes {input_toml}"
subprocess.call(cmd.split())
```

- tutorial_read.py の中身

```
from os.path import join

import toml

num_hx = 16

print("# $1: hx")
print("# $2: ene")
print("# $3: sz")
print("# $4: sx")
print()

for idx in range(num_hx):
    try:
        with open(f"simple_{idx}.toml") as f:
            dict_toml = toml.load(f)
            hx = dict_toml["model"]["hx"]
            ene = 0.0
            mag_sz = 0.0
            mag_sx = 0.0
            with open(join(f"output_{idx}", "density.dat")) as f:
                for line in f:
                    words = line.split()
                    if words[0] == "Energy":
                        ene = words[2]
                    elif words[0] == "Sz":
                        mag_sz = words[2]
                    elif words[0] == "Sx":
                        mag_sx = words[2]
            print(f"{hx} {ene} {mag_sz} {mag_sx}")
    except:
        continue
```

あらかじめ tenes などにパスを通した上で

```
$ python tutorial_example.py
```

として実行できます (MacBook2017, 1.4 GHz Intel Core i7 で数分程度で計算が全て終了します)。得られた結果は

```
$ python tutorial_read.py
```

とすることで集計でき、 hx , エネルギー、 $\langle S^z \rangle$ 、 $\langle S^x \rangle$ が出力されます。

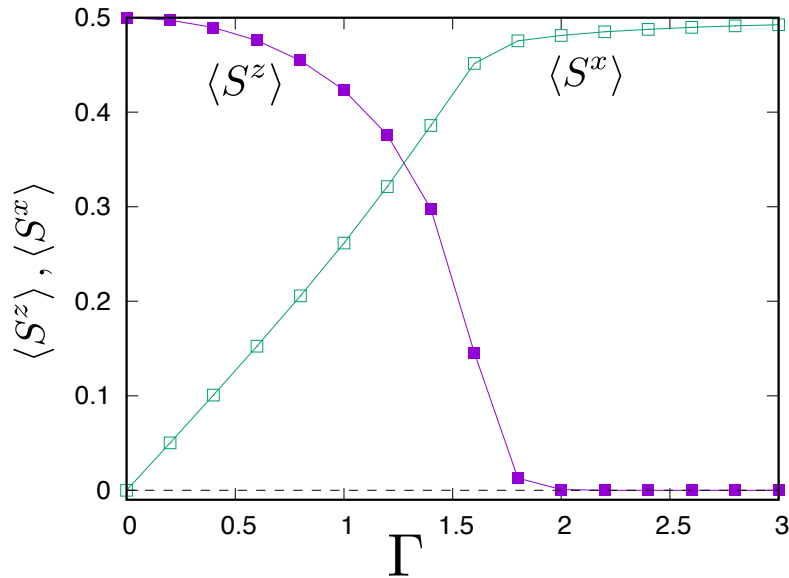


図 4.1: $\langle S^z \rangle$, $\langle S^x \rangle$ の hx 依存性

図 4.1 から hx が大きくなるにつれ、 $\langle S^z \rangle$ が 0.5 から徐々に小さくなり最終的には 0 になる一方、 $\langle S^x \rangle$ は 0 から大きくなり最終的には 0.5 になることが分かります。

4.2 横磁場イジング模型の実時間発展

ここでは正方格子のイジングモデルに対して、横磁場 hx をかけた場合の実時間発展の計算例について紹介します。ハミルトニアンは

$$H = J^z \sum_{\langle i,j \rangle} S_i^z S_j^z - h^x \sum_i S_i^x$$

です。大きさ 1/2 のスピン演算子を用いて定義しており、パウリ演算子を直接用いたモデルと係数が異なることに注意してください。このチュートリアルで使用する入力ファイルおよびスクリプトファイルは `sample/02_time_evolution` に格納されています。

最初に初期状態として、基底状態の計算を行います (`simple.toml` ファイル)。ここでは、

```
[parameter]
[parameter.general]
output = "output"
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```
tensor_save = "save_tensor"

[parameter.simple_update]
num_step = 10
tau = 0.01

[parameter.full_update]
num_step = 0
tau = 0.0

[parameter.ctm]
meanfield_env = true
iteration_max = 10
dimension = 10

[lattice]
type = "square lattice"
L = 2
W = 2
virtual_dim = 3
initial = "ferro"

[model]
type = "spin"
Jz = -1.0
Jx = 0.0
Jy = 0.0
hx = 0.0
```

とします ($J_z = -1.0$ なので、基底状態は強磁性状態になります)。初期状態として基底状態を使用するため、`tensor_save = "save_tensor"` として、基底状態のテンソルを保存しておきます。

次に、実時間発展を行うための入力ファイルを用意します。実時間発展は `mode` を `time` にすることで行うことができます。以下、入力ファイル例です (`simple_te_strong.toml` ファイル)。

```
[parameter]
[parameter.general]
output = "output_te_strong"
tensor_load = "save_tensor"
mode = "time"

[parameter.simple_update]
num_step = 500
tau = 0.01
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```
[parameter.full_update]
num_step = 0
tau = 0.0

[parameter.ctm]
meanfield_env = true
iteration_max = 10
dimension = 10

[lattice]
type = "square lattice"
L = 2
W = 2
virtual_dim = 3
initial = "ferro"

[model]
type = "spin"
Jz = -1.0
Jx = 0.0
Jy = 0.0
hx = 2.0
```

ここでは、横磁場を $h_x = 2.0$ 、実時間発展の刻み幅を $\tau = 0.01$ として時間発展させています。また、初期状態として先ほどの基底状態を用いるため、`tensor_load = "save_tensor"` として、基底状態のテンソルを読み込みます。シンプルモードの入力ファイルを準備したあとは、基底状態計算と同様に、`tenes_simple`, `tenes_std`, `tenes` を順番に実行します。計算結果は `output_te_strong` ディレクトリに保存されます。基本的に基底状態の出力と同様ですが、1 列目に時間が追加されています。たとえば `FT_density.dat` には物理量の期待値が時間ごとに記録されており、

```
# The meaning of each column is the following:
# $1: time
# $2: observable ID
# $3: real
# $4: imag
# The meaning of observable IDs are the following:
# 0: Energy
# 1: Sz
# 2: Sx
# 3: Sy
# 4: bond_hamiltonian
# 5: SzSz
# 6: SxSx
# 7: SySy
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```
0.0000000000000000e+00 0 -5.00184764052080899e-01 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 1 4.99999945646528332e-01 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 2 9.24306486797199186e-05 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 3 2.34088935337348195e-06 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 4 -5.00184764052080899e-01 3.47535331983321418e-21
0.0000000000000000e+00 5 4.99999902788251294e-01 -8.46256269499545126e-22
0.0000000000000000e+00 6 1.12653588020163689e-05 6.35907290717320676e-22
0.0000000000000000e+00 7 -1.12840199341671039e-05 -2.06527532941704114e-21
```

のようになっています。2 列目は物理量の種類を表しており、この計算では 1 番が縦磁化 $m^z = \langle S^z \rangle$ です。awk などでフィルタリングすることで、特定の物理量の時間発展を取り出せます。

```
awk '$2 == 1 {print $1, $3, $4}' output_te_strong/TE_density.dat > magnetization_
→strong.dat
```

時間発展の様子をいくつかの横磁場で見するために、 `simple_te_middle.toml` ($h_x = 0.8$)、`simple_te_weak.toml` ($h_x = 0.5$) という入力ファイルもサンプルとして用意しています。また、これらを一括して計算するためのスクリプト `run.sh` も準備しています。あらかじめ `tenes` などにパスを通した上で

```
sh run.sh
```

により計算を実行します。数十秒で計算が終わります。計算が終了したら、`gnuplot` を起動し、

```
load 'plot.plt'
```

とすれば、磁化 m^z の時間発展の様子がプロットされます。その結果を図 4.2 に示します。

横磁場を強くしていくと磁化の振動が大きくなり、量子相転移点を超えると $m^z = 0$ を超えて振動するようになります [DQPT]。

なお、時間発展が進むにつれてエンタングルメントが大きくなり、ある時点でテンソルネットワークの容量が波動関数を表現するのに足りなくなります。今の場合、 $h_x=2.0$ における $t=4.25$ のジャンプがこの問題を示しています。実際に使用する場合には、このような不連続性が存在しないかを確認の上、ジャンプが存在する場合にはテンソルネットワークの容量が足りなくならないように、`virtual_dimension` を大きくするなどの対策を行う必要があります。例えば、`virtual_dimension = 10` に変更して上述の計算を行うと、図 4.3 に示すように不連続性が消えることがわかります。

参考文献

[DQPT] M. Heyl, A. polkovnikov, and S. Kehrein, *Dynamical Quantum Phase Transitions in the Transverse-Field Ising Model*, Phys. Rev. Lett. **110**, 135704 (2013). [link](#)

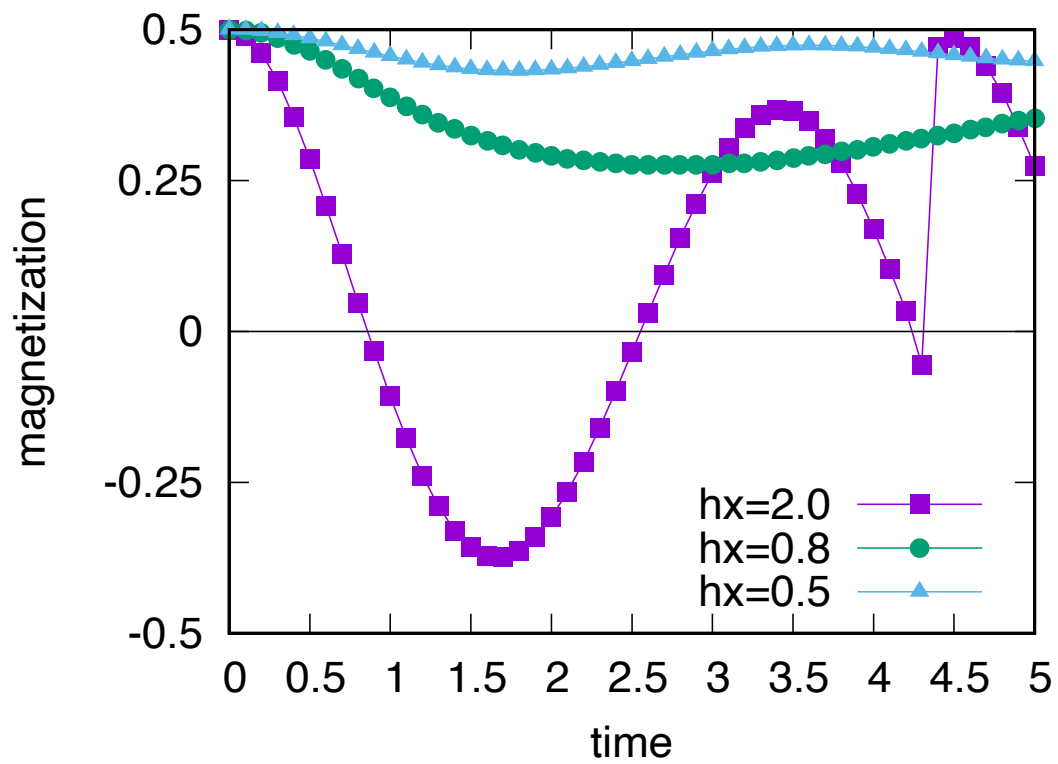


図 4.2: イジング模型の実時間発展の図. 縦軸は磁化、横軸は時間を表す。

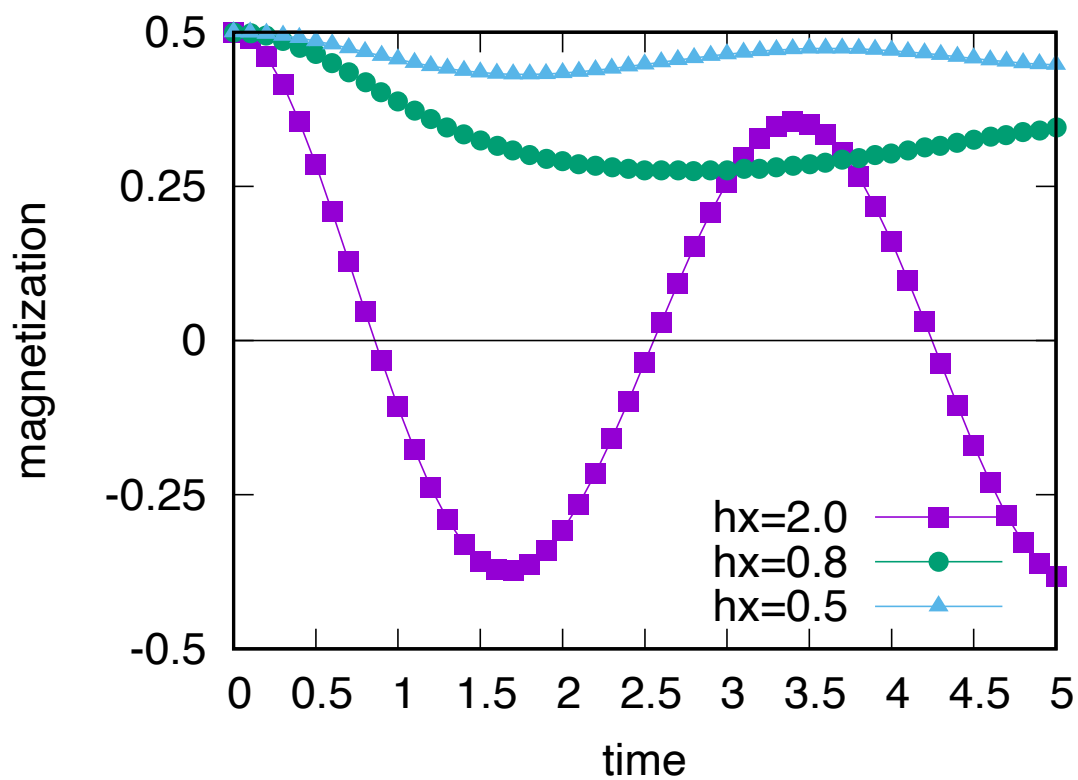


図 4.3: イジング模型の実時間発展の図. 縦軸は磁化、横軸は時間を表す。virtual_dimension = 10 とした場合の結果。

4.3 横磁場イジング模型の有限温度計算

ここでは正方格子の強磁性イジングモデルに対して、横磁場 h_x をかけた場合の有限温度の計算例について紹介します。ハミルトニアンは

$$H = J^z \sum_{\langle i,j \rangle} S_i^z S_j^z - h^x \sum_i S_i^x$$

です。大きさ 1/2 のスピン演算子を用いて定義しており、パウリ演算子を直接用いたモデルと係数が異なることに注意してください。

このチュートリアルで使用する入力ファイルおよびスクリプトファイルは `sample/03_finite_temperature` に格納されています。以下が入力ファイルの例です (`simple_ft_strong.toml` ファイル)。ここでは、

```
[parameter]
[parameter.general]
mode = "finite"
is_real = false
output = "output_ft_strong"
measure_interval = [10, 10, 5]

[parameter.simple_update]
num_step = [50, 200, 10]
tau = [0.01, 0.005, 0.05]

[parameter.full_update]
num_step = 0
tau = 0.0

[parameter.ctm]
iteration_max = 10
dimension = 10

[lattice]
type = "square lattice"
L = 2
W = 2
virtual_dim = 3

[model]
type = "spin"
Jz = -1.0
Jx = 0.0
Jy = 0.0
hx = 2.0
```

とします。実時間発展は `parameter.general` セクションの `mode` を `finite` にすることで行うことができます。横磁場を `hx = 2.0`、`tau = 0.01` (逆温度の刻み幅は `2 tau`) として有限温度計算をしています。シンプルモードの入力ファイルを用意したら、基底状態計算などと同様に、`tenes_simple`, `tenes_std`, `tenes`

コマンドを用いて計算を実行します。計算結果は `output_ft_strong` ディレクトリ以下に出力されます。基本的に基底状態計算の出力と同様ですが、1 列目に逆温度が追加されています。例えば `FT_density.dat` は

```
# The meaning of each column is the following:
# $1: inverse temperature
# $2: observable ID
# $3: real
# $4: imag
# The meaning of observable IDs are the following:
# 0: Energy
# 1: Sz
# 2: Sx
# 3: Sy
# 4: bond_hamiltonian
# 5: SzSz
# 6: SxSx
# 7: SySy

0.0000000000000000e+00 0 0.0000000000000000e+00 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 1 0.0000000000000000e+00 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 2 0.0000000000000000e+00 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 3 0.0000000000000000e+00 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 4 0.0000000000000000e+00 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 5 0.0000000000000000e+00 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 6 0.0000000000000000e+00 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 7 0.0000000000000000e+00 0.0000000000000000e+00

... continued ...
```

となっています。2 列目が物理量の種類を示しており、例えば 0 はエネルギーなので、`awk` などでもエネルギーだけを取り出すことで温度依存性を調べられます:

```
awk '$2 == 0 {print $1, $3, $4}' output_ft_strong/FT_density.dat > energy_strong.dat
```

有限温度の振る舞いをいくつかの横磁場で見するために、`simple_ft_middle.toml` (`hx = 0.8`)、`simple_te_weak.toml` (`hx = 0.5`)、`simple_ft_zero.toml` (`hx = 0.0`) という入力ファイルもサンプルとして用意しています。また、これらを一括して計算し、エネルギー・縦磁化・横磁化を保存するスクリプト `run.sh` も準備しています。あらかじめ `tenes` などにパスを通した上で

```
sh run.sh
```

により計算を実行します。1 分程度で計算が終わります。比熱は直接計算するのが難しいため、エネルギーの温度微分として計算します。`calcspec.py` はエネルギーをスプライン補間して温度微分することで比熱を計算します。:

```
python3 calcspec.py
```

計算結果を可視化するため、エネルギー、比熱、磁化を表示するためのスクリプト `plot_e.plt`、`plot_c.plt`、`plot_mx.plt`、`plot_mz.plt` を用意しています。

```
gnuplot -persist plot_e.plt
gnuplot -persist plot_c.plt
gnuplot -persist plot_mx.plt
gnuplot -persist plot_mz.plt
```

その結果を図 4.4 に示します。比較のため、量子モンテカルロ法を用いて計算した結果も一緒に表示しています (ALPS/looper を使用)。

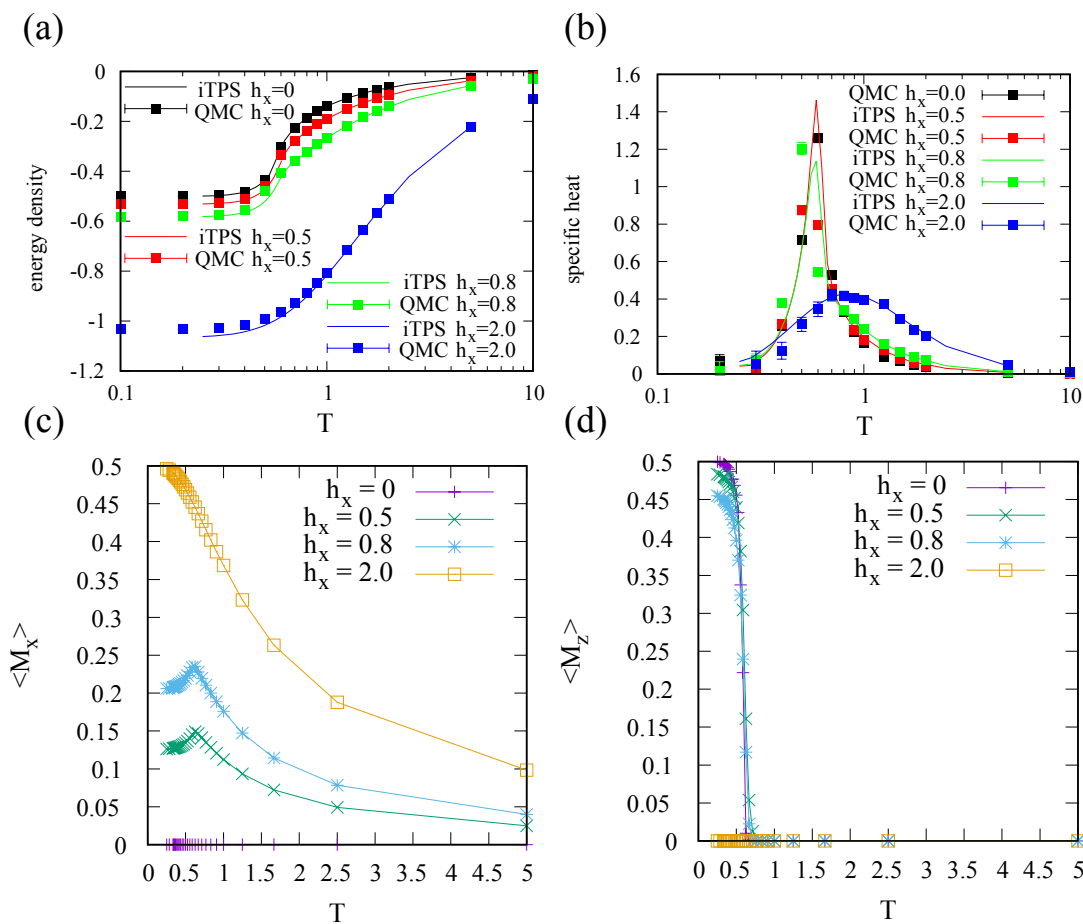


図 4.4: イジング模型の有限温度計算の図: (a) エネルギー、(b) 比熱、(c) m_x 、(d) m_z . 縦軸は物理量、横軸は温度を表す。

4.4 三角格子・正方格子ハイゼンベルク模型の磁化過程

次に三角格子上で定義されたスピン $S = 1/2$ の量子ハイゼンベルク模型の磁化過程の計算を紹介します。ハミルトニアンは以下のようになります:

$$H = J \sum_{\langle i,j \rangle} \sum_{\alpha}^{x,y,z} S_i^{\alpha} S_j^{\alpha} - h \sum_i S_i^z$$

ここで $\langle i, j \rangle$ は隣接サイトの組を表し、 h は z 方向にかけられた外部磁場の大きさを表します。この模型の基底状態を計算し、ユニットセルの平均磁化 $\langle S_z \rangle \equiv \frac{1}{N_u} \sum_i^{N_u} \langle S_i^z \rangle$ を磁場 h の関数として求めてみましょう (N_u はユニットセル内のサイト数)。

この計算を行うには、`sample/04_magnetization` のディレクトリ内にある toml ファイル `basic.toml` と、python スクリプト `tutorial_magnetization.py` を利用します。`basic.toml` ファイルには、模型の設定やパラメータなどが記述されています。

```
[parameter]
[parameter.general]
is_real = true

[parameter.simple_update]
num_step = 200
tau = 0.01

[parameter.full_update]
num_step = 0
tau = 0.01

[parameter.ctm]
iteration_max = 100
dimension = 10

[lattice]
type = "triangular lattice"
L = 3
W = 3
virtual_dim = 2
initial = "random"

[model]
type = "spin"
J = 1.0
```

`lattice` セクションで三角格子を指定しており、ユニットセルの大きさは 3×3 を指定しています。ここでは計算を軽くするために、`simple update` だけを行っており、虚時間の刻み幅 τ は $\tau = 0.01$ としています。また簡単のため、 $J = 1$ としています。この基本設定ファイルを用いて、`tutorial_magnetization.py` では磁場を掃引したときの磁化を計算します。

```

import subprocess
from os.path import join
import numpy as np
import toml

MPI_cmd = "" # e.g., "mpiexec -np 1"

num_h = 21
min_h = 0.0
max_h = 5.0
num_step_table = [100, 200, 500, 1000, 2000]

fmag = open("magnetization.dat", "w")
fene = open("energy.dat", "w")

for f in (fmag, fene):
    f.write("# $1: hz\n")
    for i, num_step in enumerate(num_step_table, 2):
        f.write(f"# ${i}: num_step={num_step}\n")
    f.write("\n")

for idx, h in enumerate(np.linspace(min_h, max_h, num=num_h)):
    print(f"Calculation Process: {idx+1}/{num_h}")
    inum = 0
    num_pre = 0
    fmag.write(f"{h} ")
    fene.write(f"{h} ")
    for num_step in num_step_table:
        ns = num_step - num_pre
        print(f"Steps: {num_step}")
        with open("basic.toml") as f:
            dict_toml = toml.load(f)

        output_dir = f"output_{idx}_{num_step}"

        dict_toml["parameter"]["general"]["output"] = output_dir
        dict_toml["parameter"]["general"]["tensor_save"] = "tensor_save"
        dict_toml["model"]["hz"] = float(h)
        dict_toml["parameter"]["simple_update"]["num_step"] = ns
        if inum > 0:
            dict_toml["parameter"]["general"]["tensor_load"] = "tensor_save"

        simple_toml = f"simple_{idx}_{num_step}.toml"
        std_toml = f"std_{idx}_{num_step}.toml"
        input_toml = f"input_{idx}_{num_step}.toml"

```

(次のページに続く)

```

with open(simple_toml, "w") as f:
    toml.dump(dict_toml, f)
cmd = f"tenes_simple {simple_toml} -o {std_toml}"
subprocess.call(cmd.split())

cmd = f"tenes_std {std_toml} -o {input_toml}"
subprocess.call(cmd.split())

cmd = f"{MPI_cmd} tenes {input_toml}"
subprocess.call(cmd.split())

ene = 0.0
mag_sz = 0.0
with open(join(output_dir, "density.dat")) as f:
    for line in f:
        name, vals = line.split("=")
        if name.strip() == "Energy":
            re, im = vals.split()
            ene += float(re)
        elif name.strip() == "Sz":
            re, im = vals.split()
            mag_sz += float(re)
    fene.write(f"{ene} ")
    fmag.write(f"{mag_sz} ")
    inum = inum + 1
    num_pre = num_step
fene.write("\n")
fmag.write("\n")
fene.close()
fmag.close()

```

このスクリプトでは、磁場 h を 0 から 5 まで 0.25 刻みで変化させ、基底状態のエネルギーと $\langle S_z \rangle$ を計算して、`energy.dat` および `magnetization.dat` に出力します。simple update の時間ステップ数を 100, 200, 500, 1000, 2000 と変化させたときの様子を見るために、各磁場でステップ数を変えた計算も行っています。計算量を減らすために、少ないステップ数で得られた波動関数の情報を `tensor_save` に保存し、それをより多いステップ数の計算の初期状態としてとっています。例えば、最初に時間ステップ数を 100 とした計算を行って結果を出力したあと、ステップ数 100 の計算終了時の波動関数からさらにステップ数 100 の計算を行って、結果的にステップ数 200 の計算結果を得ます。

実際に実行してみましょう。あらかじめ `tenes` などにパスを通した上で

```
python tutorial_magnetization.py
```

により計算を実行します。ノート PC(シングルプロセッサ)では数時間程度の計算量となります。計算が終了したら、gnuplot を起動し、


```
load 'plot.gp'
```

とすれば、図 4.5 の右図のような磁化カーブが得られます。同様に

```
load 'plot_ene.gp'
```

とすれば、図 4.5 の左図のような基底エネルギーのグラフが得られます。

十分なステップ数 (例えばステップ数 2000) の計算結果からわかるように、磁化過程には飽和磁化 $\langle S_z \rangle = 0.5$ の $1/3$ の磁化のところで、プラトー構造が生じます。このプラトー上では、3つの格子上のスピンの $\uparrow, \uparrow, \downarrow$ と磁化した周期構造を形成し、スピンギャップが生じています。このプラトー構造は三角格子特有のものです。実際に計算精度がでているかどうかをみるには、エネルギーのステップ依存性が参考になります。理想的にはステップ数を増やすほど基底エネルギーが下がるはずですが、一部の磁場領域では逆に基底エネルギーが増加します。これは計算精度があまりでない兆候です。ボンド次元を増やすなどして、より計算精度を高める必要があると推測されます。

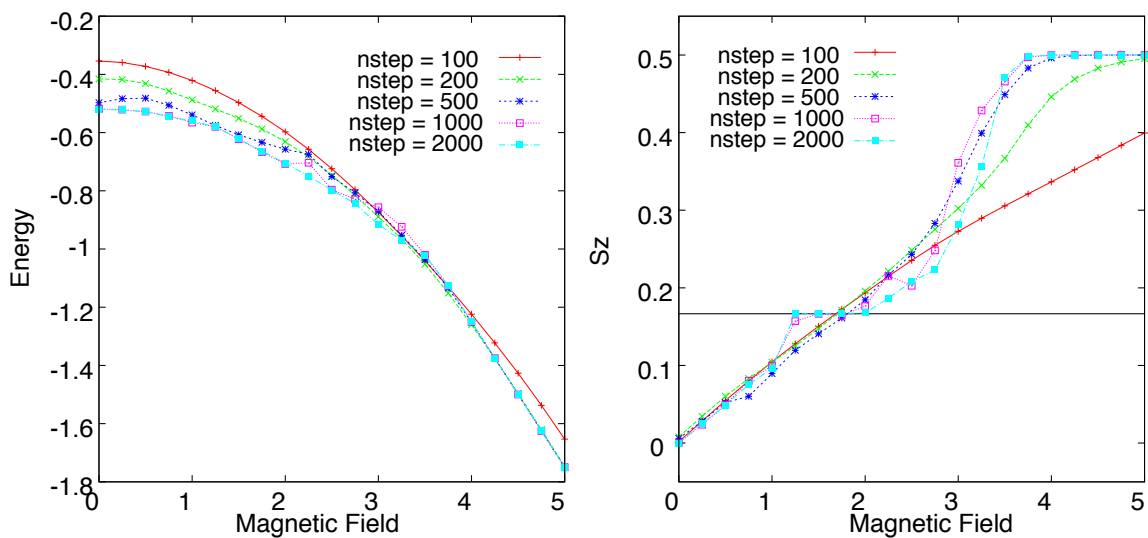


図 4.5: 三角格子量子ハイゼンベルク模型のエネルギー (左図) と磁化過程 (右図)

では正方格子でも同じことをやってみましょう。sample/04_magnetization のディレクトリ中にある toml ファイル basic_square.toml と、python スクリプト tutorial_magnetization_square.py を利用します。basic_square.toml は、lattice セクションが以下のように変更されているほかは basic.toml と同じ内容です。

```
[lattice]
type = "square lattice"
L = 2
W = 2
```

実際に計算を行うには、

```
python tutorial_magnetization_square.py
```

とします。計算が終了したら、gnuplot を起動し、

```
load 'plot_square.gp'
```

とすれば、図 4.6 の右図のような磁化カーブが得られます。同様に

```
load 'plot_ene_square.gp'
```

とすれば、図 4.6 の左図のような基底エネルギーのグラフが得られます。

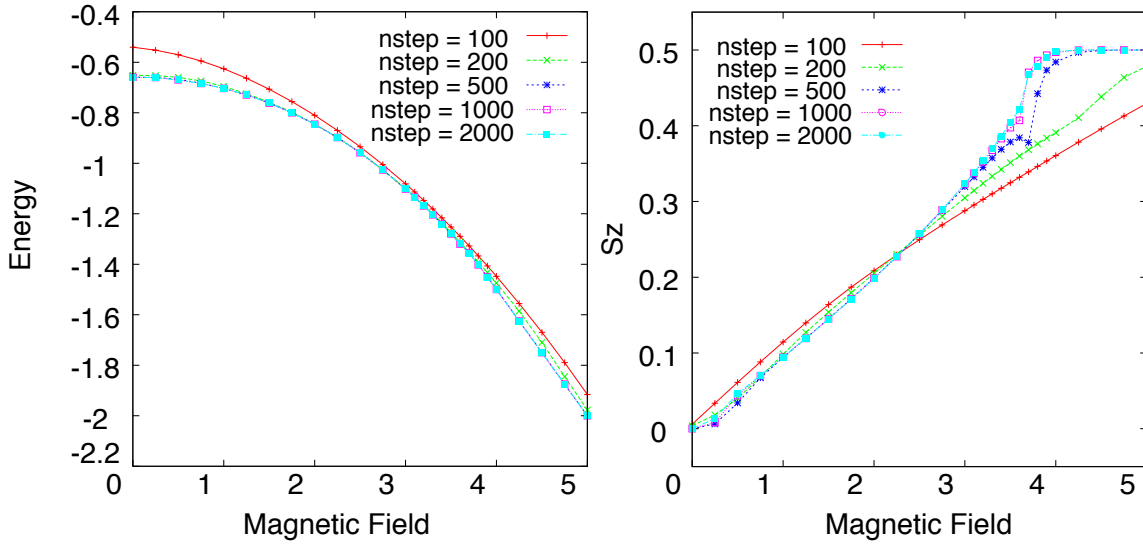


図 4.6: 正方格子量子ハイゼンベルク模型のエネルギー (左図) と磁化過程 (右図)

ステップ数 2000 でほぼ収束しており、三角格子ハイゼンベルク模型と異なり、プラトー構造は現れないことがわかります。エネルギーは概ね、ステップ数を増加させると減少するため、ある程度計算精度がでていると推測されます。

4.5 三角格子上のハードコアボゾン模型の相図

最後に三角格子上で定義されたハードコアボゾン模型の絶対零度における相図の計算を紹介します。模型のハミルトニアンは以下のようになります:

$$H = \sum_{\langle i,j \rangle} \left[-t(b_i^\dagger b_j + b_j^\dagger b_i) + V n_i n_j \right] - \mu \sum_i n_i$$

ここで $\langle i, j \rangle$ は隣接サイトの組を表し、 μ は化学ポテンシャル、 t はホッピングエネルギー、 V は隣接サイト間の相互作用の大きさを表します。ハードコアボゾン模型では、各サイトのボゾン数は 0 か 1 に制限されます。この模型では、2つのタイプの長距離秩序によって特徴づけられるいくつかの秩序相が現れることが知られています [Wessel]。まずは消滅演算子の期待値の大きさ $|\langle b \rangle|$ で特徴づけられる超流動秩序です。もうひとつは固体秩序です。1/3 フィリングでは、図 4.7 の挿入図に示すような $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ 超格子構造をもつ固体相が出現します。これは波数 $\mathbf{Q} = (4\pi/3, 0)$ の構造因子 $S(\mathbf{Q}) = \sum_{ij}^{N_{\text{sites}}} \langle n_i n_j \rangle \exp[-i\mathbf{Q} \cdot (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)] / N_{\text{site}}$ を計算することで特徴づけることができます。

この模型の計算を行うには、`sample/05_hardcore_boson_triangular` ディレクトリ中にある toml ファイル `basic.toml`, `nn_obs.toml` と、Python スクリプト `run.py` を利用します。`basic.toml` ファイルには模型の設定やパラメータなどが記述されています。このファイルの記述は、前節の三角格子ハイゼンベルク模型とほぼ同じであるため、内容は割愛します。唯一の変更点は最後の `model` セクションだけです。ここで、`type = "boson"` によってハードコアボゾン模型を指定しており、`t = 0.1`, `V = 1` によってホッピングおよび隣接サイト間相互作用の大きさを指定しています。

構造因子 $S(\mathbf{Q})$ を計算するためには、(ユニットセル中の) 全サイト対における密度密度相関 $\langle n_i n_j \rangle$ を計算する必要があります。この演算子は `tenes_simple` では定義されないため、別途定義する必要があります。`nn_obs.toml` ファイルに 3×3 ユニットセルにおける演算子が定義されており、`run.py` で `tenes_std` の入力ファイル `std_XXX_YYY.toml` に追記しています。

より大きなユニットセルを用いる場合には、密度密度相関を計算するコストが非常に大きくなってしまい、構造因子を計算することが現実的ではなくなります。一方、TeNeS は (正方格子 iTPS の) x 軸、 y 軸方向の相関関数を低コストで計算できます。これを利用して長距離秩序の有無を確認できます。また、1 体の密度演算子の期待値 $\langle n_i \rangle$ のフーリエ変換 $n(\mathbf{Q})$ も使えます。1/3 フィリングの基底状態は 3 重縮退していますが、有限ボンド次元計算ではそのうちのどれかが選ばれます。その結果、得られる密度はサイト依存性があります。

実際にスクリプト `run.py` を使って計算を実行してみましょう。あらかじめ `tenes` などにパスを通した上で

```
python run.py
```

により計算を実行します。数分～十数分程度で計算が終わります。計算が終了したら、`gnuplot` を起動し、

```
load 'plot.gp'
```

とすれば、[図 4.7](#) のようなグラフが得られます。 $S(\mathbf{Q})$ がユニットセル内の密度相関関数から計算した構造因子、 $S'(\mathbf{Q})$ が x 方向の相関関数から計算した構造因子、 $n(\mathbf{Q})$ が密度のフーリエ変換、 $(|\langle b \rangle| + |\langle b^\dagger \rangle|)/2$ が超流動秩序パラメータです。なお、ここで計算に用いたボンド次元は小さい (ボンド次元 2) ため、計算精度はそれほど高くありません。スクリプト `run.py` の冒頭でボンド次元を増やすことで、時間がかかりますが、より高精度の計算を行うこともできます。この図から、系の基底状態は 3 種類の相、つまり (a) 超流動相 ($-0.5 \lesssim \mu/V \lesssim -0.2$), (b) 固体相 ($-0.2 \lesssim \mu/V \lesssim 2.4$), および (c) 超流動固体相 ($2.4 \lesssim \mu/V$) が現れることがわかります。これは先行研究の結果と整合します [\[Wessel\]](#)。

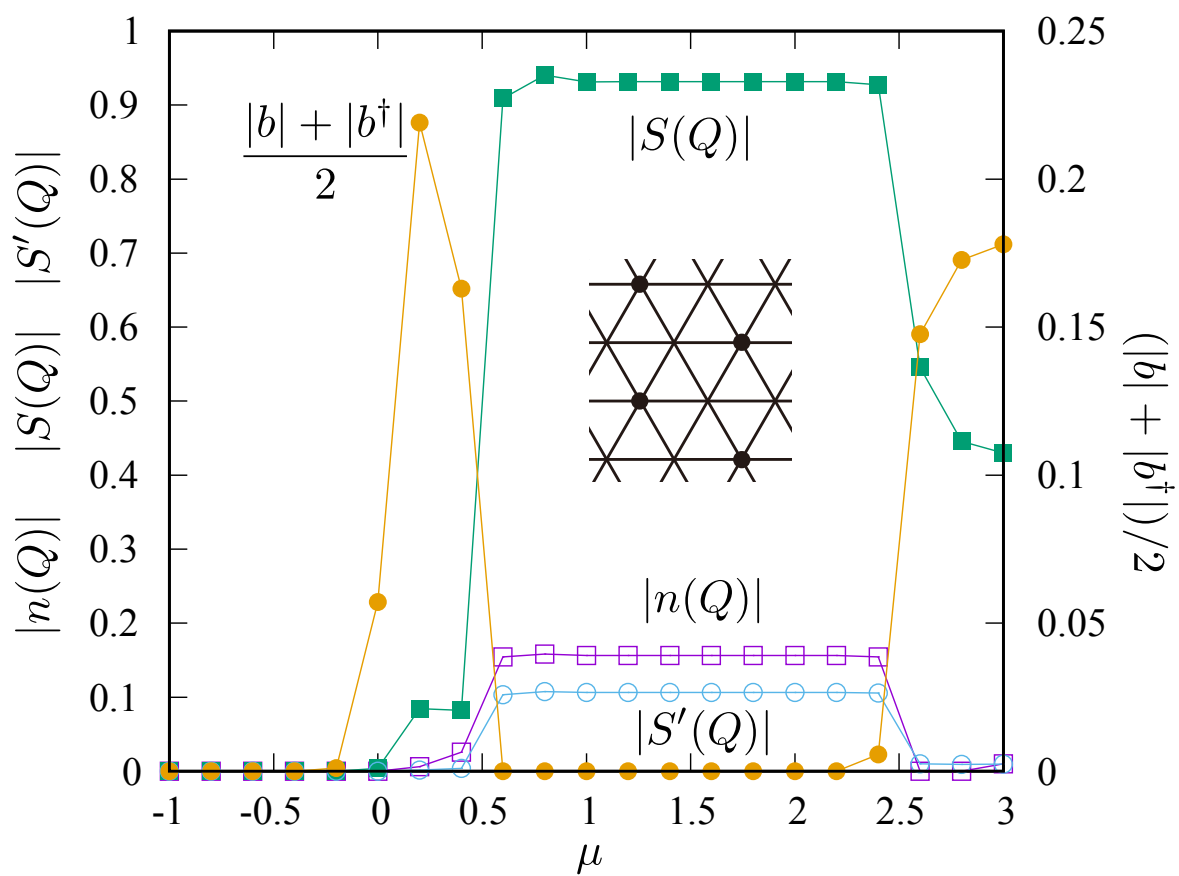


図 4.7: 三角格子上のハードコアボゾン模型の基底状態相図.

参考文献

[Wessel] S. Wessel, M. Troyer, *Supersolid hard-core boson on the triangular lattice*, Phys. Rev. Lett. **95**, 127205 (2005). [link](#).

4.6 スタンダードモードによる格子・模型・演算子の定義

スタンダードモードを使うとユーザが独自に格子・模型・演算子を定義できます。ここではスタンダードモードの使い方を説明します。

4.6.1 ユニットセルの定義

ユニットセルの定義は `[tensor]` と `[[tensor.unitcell]]` を用います

```
[tensor]                # どのような格子を定義したか？
L_sub = [2, 2]          # 2x2 unitcell
skew = 0                # y 方向の境界を越えた時の x 方向のずれ

[[tensor.unitcell]]
virtual_dim = [4, 4, 4, 4] # ボンド次元 (←, ↑, →, ↓ の順)
index = [0, 3]             # ユニットセル中のどのテンソルかを示す番号
physical_dim = 2           # 物理ボンドの次元
initial_state = [1.0, 0.0] # 初期状態の係数
noise = 0.01              # 初期テンソルのゆらぎ
```

全体の初期状態 $|\psi\rangle$ はサイトごとの初期状態 $|\psi_i\rangle$ の直積状態 $|\Psi\rangle = \otimes_i |\Psi_i\rangle$ で書けます。 $|\psi_i\rangle$ は、`initial_state` 配列の要素を前から a_0, a_1, \dots, a_{d-1} とすると、

$$|\Psi_i\rangle \propto \sum_k^{d-1} a_k |k\rangle$$

と書けます。

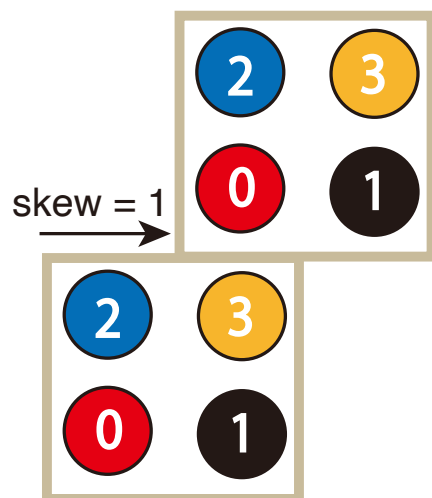
4.6.2 模型（ハミルトニアン）の定義

TeNeS はハミルトニアンをボンドハミルトニアン (2 サイトハミルトニアン) とサイトハミルトニアン (1 サイトハミルトニアン) の和として扱います。

$$\mathcal{H} = \sum_{i,j} \mathcal{H}_{i,j} + \sum_i \mathcal{H}_i$$

これら局所ハミルトニアンは（非ゼロの）行列要素と作用するサイト・ボンドの組み合わせで定義されます。ボンドは source サイトと target サイトの組であると考えます。行列要素によって模型が、ボンドによって格子が定義されます。

[tensor]



2x2 Unitcell ($L_{\text{sub}} = [2, 2]$)

[[tensor.unitcell]]

virtual_dim = [4, 4, 4, 4]

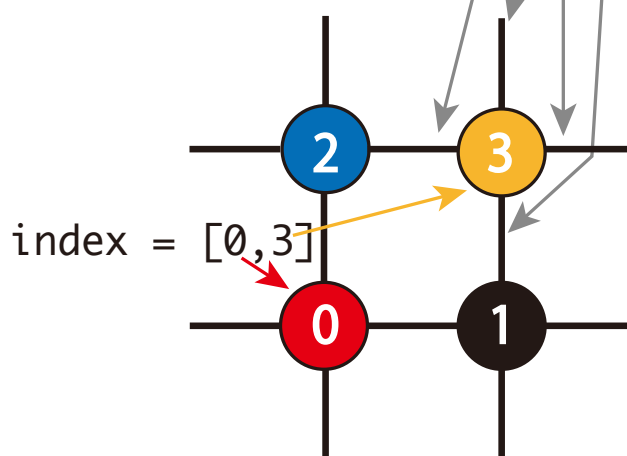
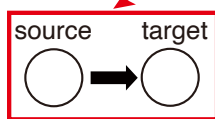


図 4.8: [tensor] と [[tensor.unitcell]]

[[hamiltonian]]

$$\mathcal{H} = \sum_{i,j} \mathcal{H}_{ij}$$

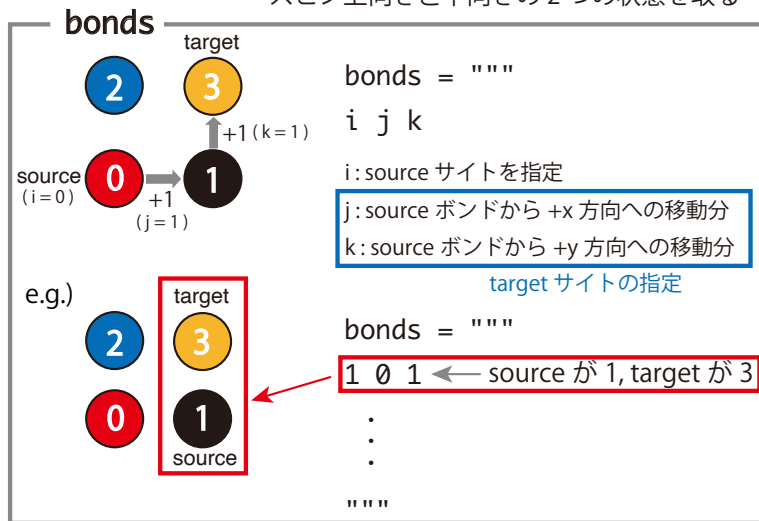
ボンドハミルトニアン



dim = [2,2]

source と target がそれぞれ

スピン上向きと下向きの2つの状態を取る



elements = ""

0 1 1 0 0.5 0.0

⋮
⋮
""

$$\begin{aligned} & \langle 10 | \mathcal{H}_b | 01 \rangle \quad s: \text{source}, t: \text{target} \\ &= \underbrace{s \langle \downarrow |}_{\text{作用後}} \otimes \underbrace{t \langle \uparrow |}_{\text{作用前}} \mathcal{H}_b | \uparrow \rangle_s \otimes | \downarrow \rangle_t \\ &= 0.5 + 0i \\ & \quad \text{実部} \quad \text{虚部} \end{aligned}$$

図 4.9: [[hamiltonian]] の模式図

ボンドハミルトニアン

それぞれの局所ハミルトニアンは `[[hamiltonian]]` で記述されます。ボンドハミルトニアンの作用するボンドは `bonds` 文字列で指定します。

```
[[hamiltonian]]
bonds = "" # 作用するボンドの集合 (1 行 1 ボンド)
0 1 0      # 1 列目: ユニットセル内の source の番号
1 1 0      # 2 列目: source から見た target の x 座標 (変位)
2 1 0      # 3 列目: source から見た target の y 座標 (変位)
3 1 0
0 0 1
1 0 1
2 0 1
3 0 1
""
```

3つの整数からなる1行が1つのボンドを表現します。最初の整数はユニットセル内の source サイトの番号です。残り2つは、source サイトから見た target サイトの x 座標、y 座標です。たとえば `0 1 0` は0番と右隣 ($x+=1, y+=0$) にある1番の組、`1 0 1` は1番と上隣 ($x+=0, y+=1$) にある3番の組を表します。

ボンドハミルトニアンの次元、すなわち作用するサイト対の取りうる状態数の数は `dim` で指定し、ボンドハミルトニアン演算子の非ゼロ行列要素は `elements` 文字列で指定します。

```
dim = [2, 2] # [source, target] の取りうる状態数の対
elements = "" # ハミルトニアンの (非ゼロな) 行列要素 (1 行 1 要素)
0 0 0 0 0.25 0.0 # 1 列目: 作用前の source の状態
1 0 1 0 -0.25 0.0 # 2 列目: 作用前の target の状態
0 1 1 0 0.5 0.0 # 3 列目: 作用後の source の状態
1 0 0 1 0.5 0.0 # 4 列目: 作用後の target の状態
0 1 0 1 -0.25 0.0 # 5 列目: 要素の実部
1 1 1 1 0.25 0.0 # 6 列目: 要素の虚部
""
```

`elements` の1行が行列要素1つに対応します。最初の整数2つは演算子作用 **前** の2サイトそれぞれ (source, target) の状態、つづく整数2つは演算子作用 **後** の2サイトそれぞれ (source, target) の状態を示し、残る2つの数値は行列要素の実部と虚部を表します。

サイトハミルトニアン

サイトハミルトニアンは作用するサイトと (非ゼロ) 行列要素との組み合わせで定義します。:

```
[[hamiltonian]]
dim = [2]
sites = []
elements = ""
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```
1 0 -0.5 0.0
0 1 -0.5 0.0
""""
```

サイトは `sites` で指定します。空リストはすべてのサイトを意味します。

行列要素 `elements` の指定方法はボンドハミルトニアンと同様です（作用するサイトが1つであることに留意）。

4.6.3 演算子の定義

[[observable.onesite]]

$$S^z = \begin{pmatrix} 0.5 & 0.0 \\ 0.0 & -0.5 \end{pmatrix}$$

非ゼロ要素のみを指定すれば良い

```
elements = ""
```

$$\begin{array}{ll} 0 & 0 \quad 0.5 \quad 0.0 \quad \leftarrow \langle 0 | S^z | 0 \rangle = 0.5 \\ 1 & 1 \quad -0.5 \quad 0.0 \quad \leftarrow \langle 1 | S^z | 1 \rangle = -0.5 \\ & \text{"""} \quad \text{実部} \quad \text{虚部} \end{array}$$

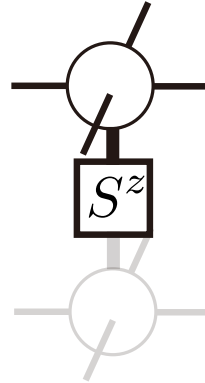


図 4.10: [[observable.onesite]]

最終的に期待値を計算する演算子は `[observable]` 以下に定義します。現在は1サイト演算子と2サイト演算子が計算可能です。

定義の仕方はハミルトニアンと同様ですが、名前 `name` と演算子番号 `group` が必要です。演算子番号は1サイト演算子と2サイト演算子とで別あつかいです。なお、エネルギー演算子（ハミルトニアン）もあらためて `[observable]` に定義する必要があります（0番の演算子が定義されていない時、`tenes_std` は `[[hamiltonian]]` の内容を自動でコピーします）。

1サイト演算子の例として、スピンのz成分

$$S^z = \begin{pmatrix} 0.5 & 0.0 \\ 0.0 & -0.5 \end{pmatrix}$$

を考えると、これは次のように表現できます

```
[[observable.onesite]] # 1 サイト演算子
name = "Sz"           # 名前
group = 0              # 1 サイト演算子の識別番号
sites = []              # 1 サイト演算子が作用するサイトの番号 ([] はすべてを意味する)
dim = 2                # 1 サイト演算子の次元
elements = ""          # 1 サイト演算子行列の非ゼロ要素 (1 行 1 要素)
0 0 0.5 0.0           # 1,2 列目: 作用前後の状態
1 1 -0.5 0.0          # 3,4 列目: 要素の実部・虚部
""
```

2 サイト演算子の例として、最近接ボンドにおける Sz 相関 $S_i^z S_j^z$ を例にとると

```
[[observable].twosite]] # 2 サイト演算子
name = "SzSz" # 名前
group = 1 # 2 サイト演算子の識別番号 (1 サイトとは独立)
dim = [2, 2] # 次元
bonds = "" # 作用するボンド (サイト対)
0 1 0
1 1 0
2 1 0
3 1 0
0 0 1
1 0 1
2 0 1
3 0 1
""
ops = [0, 0] # 1 サイト演算子の直積で書ける場合、その識別番号
             # 今回は"Sz"が 0 番の 1 サイト演算子
             # elements として行列要素を陽に書くことも可能
             # (ボンドハミルトニアンと同じ書式)
```

となります。ボンドの指定方法はボンドハミルトニアンと同様です。行列要素についても、ボンドハミルトニアンと同様に `elements` で指定することもできますが、この例のように、1 サイト演算子の直積で書ける場合には、`ops` を用いてその識別番号で表すこともできます。

4.6.4 例：交代磁場中の反強磁性ハイゼンベルグ模型

自分でハミルトニアンを書く例として、交代磁場中の正方格子反強磁性ハイゼンベルグ模型を考えます。ハミルトニアンは

$$\mathcal{H} = J \sum_{\langle ij \rangle} S_i \cdot S_j - h \sum_{i \in A} S_i^z + h \sum_{j \in B} S_j^z$$

です。ここで、 $\sum_{\langle ij \rangle}$ は最近接サイト対に対する和で、 A, B はそれぞれ正方格子の副格子を表します。ボンドハミルトニアン \mathcal{H}_{ij} は

$$\begin{aligned}\mathcal{H}_{ij} &= JS_i \cdot S_j \\ &= \begin{pmatrix} J/4 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -J/4 & J/2 & 0 \\ 0 & J/2 & -J/4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & J/4 \end{pmatrix}\end{aligned}$$

で、サイトハミルトニアン \mathcal{H}_i は

$$\begin{aligned}\mathcal{H}_i &= -hS_i^z \\ &= \begin{pmatrix} -h/2 & 0 \\ 0 & h/2 \end{pmatrix}\end{aligned}$$

です。たとえば、極端な例として $J = 0, h = 1$ を考えてみると、入力ファイル (sample/06_std_model/std.toml) は次のとおりです。

```
[parameter]
[parameter.general]
is_real = true
tensor_save = "tensor"
[parameter.simple_update]
num_step = 1000
tau = 0.01
[parameter.full_update]
num_step = 0
tau = 0.01
[parameter.ctm]
iteration_max = 10
dimension = 10

[tensor]
type = "square lattice"
L_sub = [2, 2]
skew = 0

[[tensor.unitcell]]
virtual_dim = [2, 2, 2, 2]
index = [0, 3]
physical_dim = 2
initial_state = [1.0, 0.0]
noise = 0.01

[[tensor.unitcell]]
virtual_dim = [2, 2, 2, 2]
index = [1, 2]
physical_dim = 2
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```
initial_state = [0.0, 1.0]
noise = 0.01

[[hamiltonian]]
dim = [2]
sites = [0, 3]
elements = ""
0 0 -0.5 0.0
1 1 0.5 0.0
""

[[hamiltonian]]
dim = [2]
sites = [1, 2]
elements = ""
0 0 0.5 0.0
1 1 -0.5 0.0
""

[observable]
[[observable.onesite]]
name = "Sz"
group = 1
sites = []
dim = 2
elements = ""
0 0 0.5 0.0
1 1 -0.5 0.0
""

[[observable.twosite]]
name = "SzSz"
group = 1
dim = [2, 2]
bonds = ""
0 1 0
1 1 0
2 1 0
3 1 0
0 0 1
1 0 1
2 0 1
3 0 1
""
ops = [1, 1]
```

これを用いて計算すると

```
$ tenes_std std.toml
$ tenes input.toml

... skipped ...

Onesite observables per site:
  hamiltonian = -0.5 0
  Sz           = 0 0
Twosite observables per site:
  SzSz         = -0.5 0

... skipped
```

となります。とくに 1 サイト演算子の期待値 output/onsite_obs.dat は:

```
# $1: op_group
# $2: site_index
# $3: real
# $4: imag

0 0 -5.0000000000000000e-01 0.0000000000000000e+00
0 1 -5.0000000000000000e-01 0.0000000000000000e+00
0 2 -5.0000000000000000e-01 0.0000000000000000e+00
0 3 -5.0000000000000000e-01 0.0000000000000000e+00
1 0 5.0000000000000000e-01 0.0000000000000000e+00
1 1 -5.0000000000000000e-01 0.0000000000000000e+00
1 2 -5.0000000000000000e-01 0.0000000000000000e+00
1 3 5.0000000000000000e-01 0.0000000000000000e+00
-1 0 2.20256797875764860e+04 0.0000000000000000e+00
-1 1 2.20198975366861232e+04 0.0000000000000000e+00
-1 2 2.20294461413457539e+04 0.0000000000000000e+00
-1 3 2.20236290136460302e+04 0.0000000000000000e+00
```

であり、 S^z (op_group=1) を見ると A 副格子 (site_index=0,3) のスピンは上 (0.5) を、B 副格子 (site_index=1,2) のスピンは下 (-0.5) を向いていることがわかります。今回は交代磁場のみをかける ($J=0, h=1$) ことで、Neel 状態を表すようなテンソルを得られました。このテンソルは **tensor** ディレクトリに保存されており (tensor_save = "tensor")、そのまま他の模型での初期テンソルとして利用できます (tensor_load = "tensor" とする)。

第5章 ファイルフォーマット

5.1 TeNeS の入力ファイルの簡易まとめ

TeNeS の入力ファイルは **TOML** 形式 で書かれており、入力ファイルはいくつかのセクションに分かれています。`tenes_simple` と `tenes_std` は自分が必要とするセクションの情報を入力として読み取り、それぞれ `tenes_std` と `tenes` の入力ファイルを生成します。`tenes` は入力ファイルの各セクションに書かれた情報を元に実際の計算を行います。

例えば `tenes_simple` は `model` と `lattice` の情報から `tensor`, `observable`, `hamiltonian` の情報を生成し、さらに `parameter`, `correlation`, `correlation_length` はそのままコピーして、`tenes_std` の入力ファイルとして出力します。

次表は各セクションの簡単な説明および各ツールがどう扱うかを示しています。

セクション名	説明	<code>tenes_simple</code>	<code>tenes_std</code>	<code>tenes</code>
<code>parameter</code>	計算パラメータ	copy	in / copy	in
<code>model</code>	模型パラメータ	in		
<code>lattice</code>	格子パラメータ	in		
<code>tensor</code>	テンソル	out	in / copy	in
<code>observable</code>	測定する演算子	out	copy	in
<code>correlation</code>	相関関数	copy	copy	in
<code>correlation_length</code>	相関長	copy	copy	in
<code>hamiltonian</code>	ハミルトニアン	out	in	
<code>evolution</code>	虚時間発展演算子		out	in

- "in"
 - ツールはこのセクションの情報を利用します
- "out"
 - ツールはこのセクションを新たに生成し、出力します
- "copy"
 - ツールはこのセクションを変更せずにそのまま出力します

5.2 tenes_simple の入力ファイル

- ファイルフォーマットは TOML 形式
- model, lattice, parameter, correlation の 4 つのセクションを持ちます。
 - parameter セクションはそのままスタンダードモードの入力へとコピーされます。

5.2.1 model セクション

計算するモデルを指定します。スピン系 (spin) および ボソン系 (boson) が定義済みです。

名前	説明	型	デフォルト
type	モデルの種類 ("spin" もしくは "boson")	文字列	--

モデルの種類によって相互作用などのパラメータ名が変わります。

スピン系 spin

スピン系

$$\mathcal{H} = \sum_{i < j} \left[\sum_{\alpha}^{x,y,z} J_{ij}^{\alpha} S_i^{\alpha} S_j^{\alpha} + B_{ij} \left(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \right)^2 \right] - \sum_i \sum_{\alpha}^{x,y,z} h^{\alpha} S_i^{\alpha} - D \sum_i (S_i^z)^2$$

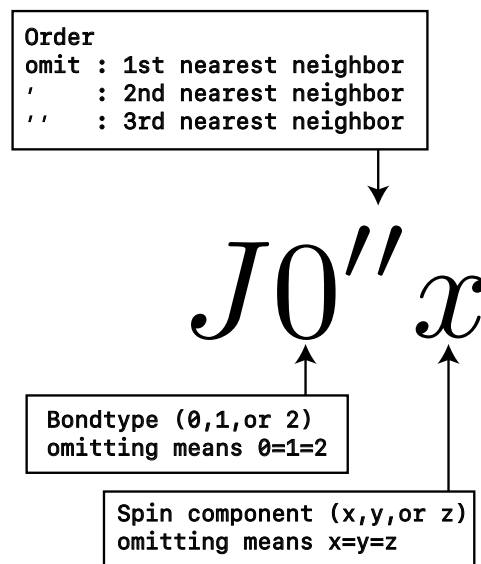
一体項のパラメータは次の通り。

名前	説明	型	デフォルト
S	局所スピンの大きさ	実数 (整数もしくは は半整数)	0.5
hx	S^x 方向の磁場 h^x	実数	0.0
hy	S^y 方向の磁場 h^y	実数	0.0
hz	S^z 方向の磁場 h^z	実数	0.0
D	オンサイトスピン異方性 D	実数	0.0

交換相互作用 J にはボンド依存性をもたせることができます。

名前	説明	型	デフォルト
J0	最近接・第 0 方向ボンドの交換相互作用	実数	0.0
J1	最近接・第 1 方向ボンドの交換相互作用	実数	0.0
J2	最近接・第 2 方向ボンドの交換相互作用	実数	0.0
J0'	次近接・第 0 方向ボンドの交換相互作用	実数	0.0
J1'	次近接・第 1 方向ボンドの交換相互作用	実数	0.0
J2'	次近接・第 2 方向ボンドの交換相互作用	実数	0.0
J0''	三次近接・第 0 方向ボンドの交換相互作用	実数	0.0
J1''	三次近接・第 1 方向ボンドの交換相互作用	実数	0.0
J2''	三次近接・第 2 方向ボンドの交換相互作用	実数	0.0

次近接、三次近接相互作用を与える場合には、名前をダブルクォーテーションマーク " で囲んでください。ボンドの方向は lattice セクションで定義される格子に依存します。例えば正方格子では x 方向 (0) と y 方向 (1) の 2 種類のボンド方向ごとに定義できます。方向を示す番号を省略することで、すべての方向について一度に指定できます。また、最後に xyz のうち一文字を追加するとイジング的な相互作用を指定できます。同一ボンド・同一成分を 2 回以上指定するとエラー終了します。



双二次相互作用 B も J と同様にボンド依存性をもたせられます。

名前	説明	型	デフォルト
B0	最近接・第 0 方向ボンドの双二次相互作用	実数	0.0
B1	最近接・第 1 方向ボンドの双二次相互作用	実数	0.0
B2	最近接・第 2 方向ボンドの双二次相互作用	実数	0.0
B0'	次近接・第 0 方向ボンドの双二次相互作用	実数	0.0
B1'	次近接・第 1 方向ボンドの双二次相互作用	実数	0.0
B2'	次近接・第 2 方向ボンドの双二次相互作用	実数	0.0
B0''	三次近接・第 0 方向ボンドの双二次相互作用	実数	0.0
B1''	三次近接・第 1 方向ボンドの双二次相互作用	実数	0.0
B2''	三次近接・第 2 方向ボンドの双二次相互作用	実数	0.0

物理量測定に使われる 1 サイト物理量として、 S^z と S^x 、(`parameter.general.is_real = false` ならば) S^y が自動的に定義されます。また、2 サイト物理量として、ボンドハミルトニアン

$$\mathcal{H}_{ij} = \left[\sum_{\alpha}^{x,y,z} J_{ij}^{\alpha} S_i^{\alpha} S_j^{\alpha} + B_{ij} \left(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \right)^2 \right] - \frac{1}{z} \left[\sum_{\alpha}^{x,y,z} h^{\alpha} (S_i^{\alpha} + S_j^{\alpha}) + D \left((S_i^z)^2 + (S_j^z)^2 \right) \right],$$

および最近接ボンド上の相関 $S_i^{\alpha} S_j^{\alpha}$ ($\alpha = x, y, z$) が自動的に定義されます。ここで、ボンドハミルトニアンのうち、 z はひとつのサイトから伸びる最近接ボンドの本数で、また一体項の寄与は最近接ボンドにのみ定義されます。

ボソン系 boson

ボソン系

$$\mathcal{H} = \sum_{i < j} \left[-t_{ij} \left(b_i^{\dagger} b_j + b_j^{\dagger} b_i \right) + V_{ij} n_i n_j \right] + \sum_i \left[U \frac{n_i(n_i - 1)}{2} - \mu n_i \right]$$

ここで b と b^{\dagger} はボース粒子の生成消滅演算子で、 $n = b^{\dagger} b$ は数演算子。

一体項のパラメータは次の通り。

名前	説明	型	デフォルト
nmax	1 サイトに入る粒子の最大数	整数	1
U	オンサイト斥力	実数	0.0
mu	化学ポテンシャル	実数	0.0

ホッピング t およびオフサイト斥力 V にはボンド依存性をもたせることができます。

名前	説明	型	デフォルト
t0	最近接・第 0 方向ボンドのホッピング	実数	0.0
t1	最近接・第 1 方向ボンドのホッピング	実数	0.0
t2	最近接・第 2 方向ボンドのホッピング	実数	0.0
t0'	次近接・第 0 方向ボンドのホッピング	実数	0.0
t1'	次近接・第 1 方向ボンドのホッピング	実数	0.0
t2'	次近接・第 2 方向ボンドのホッピング	実数	0.0
t0''	三次近接・第 0 方向ボンドのホッピング	実数	0.0
t1''	三次近接・第 1 方向ボンドのホッピング	実数	0.0
t2''	三次近接・第 2 方向ボンドのホッピング	実数	0.0
v0	最近接・第 0 方向ボンドのオフサイト斥力	実数	0.0
v1	最近接・第 1 方向ボンドのオフサイト斥力	実数	0.0
v2	最近接・第 2 方向ボンドのオフサイト斥力	実数	0.0
v0'	次近接・第 0 方向ボンドのオフサイト斥力	実数	0.0
v1'	次近接・第 1 方向ボンドのオフサイト斥力	実数	0.0
v2'	次近接・第 2 方向ボンドのオフサイト斥力	実数	0.0
v0''	三次近接・第 0 方向ボンドのオフサイト斥力	実数	0.0
v1''	三次近接・第 1 方向ボンドのオフサイト斥力	実数	0.0
v2''	三次近接・第 2 方向ボンドのオフサイト斥力	実数	0.0

ボンドの方向は lattice セクションで定義される格子に依存します。例えば正方格子では x 方向 (0) と y 方向 (1) の 2 種類のボンド方向ごとに定義できます。方向を示す番号を省略することで、すべての方向について一度に指定できます。

物理量測定に使われる 1 サイト物理量として、 n と b, b^\dagger が自動的に定義されます。また、2 サイト物理量として、ボンドハミルトニアン

$$\mathcal{H}_{ij} = \left[-t_{ij} \left(b_i^\dagger b_j + b_j^\dagger b_i \right) + V_{ij} n_i n_j \right] + \frac{1}{z} \left[\left(U \frac{n_i(n_i - 1)}{2} - \mu n_i \right) + (i \leftrightarrow j) \right]$$

および最近接ボンド上の相関 $n_i n_j, b_i^\dagger b, b_i b_j^\dagger$ が自動的に定義されます。ここで、ボンドハミルトニアンのうち、 z はひとつのサイトから伸びる最近接ボンドの本数で、また一体項の寄与は最近接ボンドにのみ定義されます。

5.2.2 lattice セクション

計算する格子を指定します。正方格子 (square) と 三角格子 (triangular), 蜂の巣格子 (honeycomb), かごめ格子 (kagome) が定義されています。TeNeS では波動関数を正方格子状に並べられたテンソルによるテンソル積状態で表現し、計算を行います。そのため、これらの格子 (物理格子) と、計算される正方格子との対応についても記述します。

名前	説明	型	デフォルト
type	格子名 (square, triangular, honeycomb, もしくは kagome)	文字列	--
L	ユニットセルの x 方向の大きさ	整数	--
W	ユニットセルの y 方向の大きさ	整数	L
virtual_dim	ボンド次元	整数	--
initial	初期状態	文字列	random
noise	初期テンソルの揺らぎ	実数	1e-2

initial と noise は波動関数の初期状態を決めるパラメータです。なお、parameter.general で tensor_load が設定されている場合には、そちらが優先され、テンソルをファイルから読み込みます。

- initial
 - "ferro": 強磁性状態。
 - * スピン系では、各サイトで $S^z = S'$ となる状態。
 - * ボソン系では、各サイトで $n = n_{\max}'$ となる状態。
 - "antiferro": 反強磁性状態。
 - * スピン系では、正方格子、蜂の巣格子で $S^z = S$ と $S^z = -S$ が互いに並んだ Neel 秩序。三角格子、かごめ格子でスピンの $(\theta, \phi) = (0, 0), (2\pi/3, 0), (2\pi/3, \pi)$ 方向に向いた 120 度秩序。
 - * ボソン系では、一つの副格子で $n = n_{\max}$ となり、他の副格子では $n = 0$ となる状態。
 - "random": 各サイトバラバラなランダム状態。
- noise
 - テンソルの要素に付与されるゆらぎの大きさ。

正方格子 square lattice

正方格子 type = "square lattice" では、サイトが (1,0) 方向に L 個、(0,1) 方向に W 個並びます。具体例として、L=3, W=3 のときのサイトの並びを [図 5.1 \(a\)](#) に示します。また、最近接、次近接、三次近接のボンドタイプの定義を [図 5.1 \(b\), \(c\), \(d\)](#) にそれぞれ示します。青線は bondtype = 0 のボンドを、赤線は bondtype = 1 のボンドを表します。

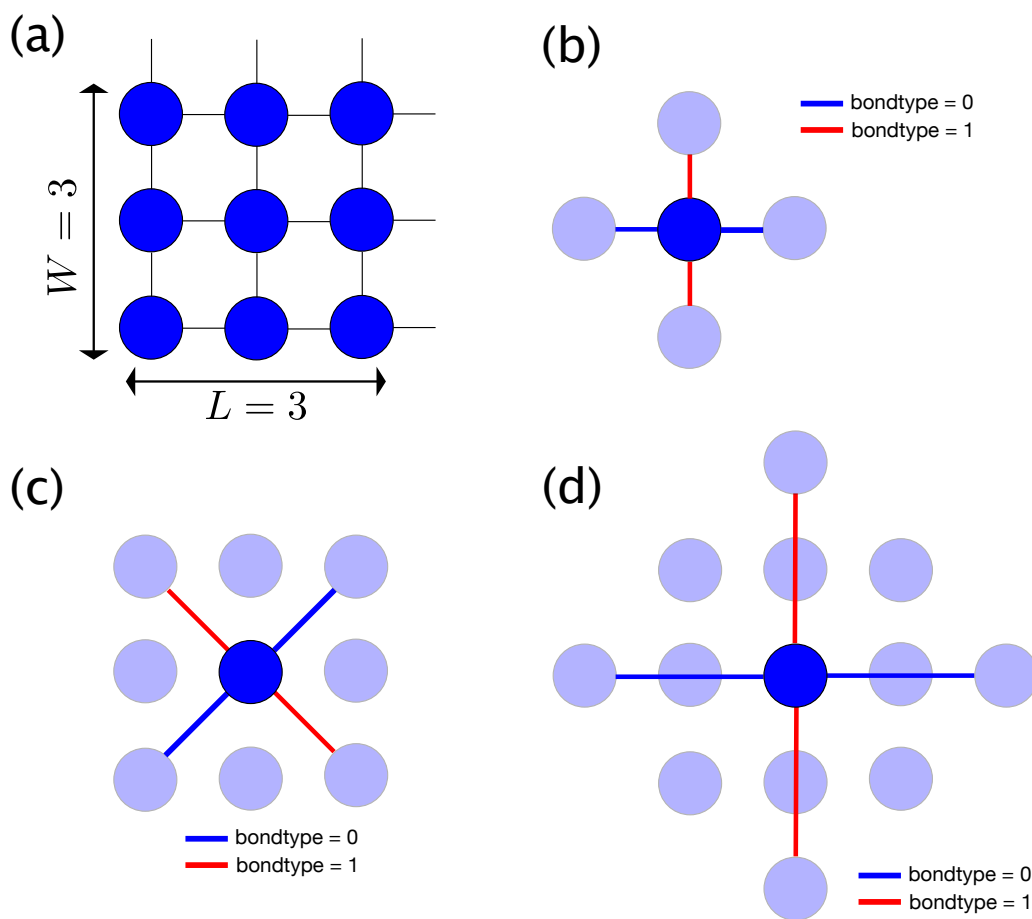


図 5.1: 正方格子 (square) のサイト・ボンド。(a) $L=3$, $W=3$ としたときのサイトの並び。(b) 最近接ボンド。 $\text{bondtype}=0$ (青) は 0 度方向に、 $\text{bondtype}=1$ (赤) は 90 度方向に伸びる。(c) 次近接ボンド。 $\text{bondtype}=0$ (青) は 45 度方向に、 $\text{bondtype}=1$ (赤) は -45 度方向に伸びる。(d) 三次近接ボンド。 $\text{bondtype}=0$ (青) は 0 度方向に、 $\text{bondtype}=1$ (赤) は 90 度方向に伸びる。

三角格子 triangular lattice

三角格子 `type = "triangular lattice"` では、サイトが $(1, 0)$ 方向に L 個、 $(1/2, \sqrt{3}/2)$ 方向に W 個並びます。具体例として、 $L=3$, $W=3$ のときのサイトの並びを 図 5.2 (a) に示します。また、最近接、次近接、三次近接のボンドタイプの定義を 図 5.2 (b), (c), (d) にそれぞれ示します。青線は `bondtype = 0` のボンドを、赤線は `bondtype = 1` のボンドを、緑線は `bondtype = 2` のボンドを、それぞれ表します。図 5.2 (e) 図は (a) に等価な正方格子をあらわしています。

蜂の巣格子 honeycomb lattice

蜂の巣格子 `type = "honeycomb lattice"` では、座標 $(0, 0)$ と $(\sqrt{3}/2, 1/2)$ の 2 つのサイトからなるユニットが、 $(\sqrt{3}, 0)$ 方向に L 個、 $(1/2, \sqrt{3}/2)$ 方向に W 個並びます。具体例として、 $L=2$, $W=2$ のときのサイトの並びを 図 5.3 (a) に示します。破線はユニットを表します。また、最近接、次近接、三次近接のボンドタイプの定義を 図 5.3 (b), (c), (d) にそれぞれ示します。青線は `bondtype = 0` のボンドを、赤線は `bondtype = 1` のボンドを、緑線は `bondtype = 2` のボンドを、それぞれ表します。図 5.3 (e) 図は (a) に等価な正方格子をあらわしています。青サイトから上に伸びるボンドなど、正方格子にはあるものの蜂の巣格子には存在しないものは、ボンド次元が 1 のボンドとして表現されます。

かごめ格子 kagome lattice

かごめ格子 `type = "kagome lattice"` では、座標 $(0, 0)$, $(1, 0)$, $(1/2, \sqrt{3}/2)$ の 3 つのサイトからなるユニット（上向き三角）が、 $(2, 0)$ 方向に L 個、 $(1, \sqrt{3})$ 方向に W 個並びます。具体例として、 $L=2$, $W=2$ のときのサイトの並びを 図 5.4 (a) に示します。破線はユニットは破線を表します。また、最近接、次近接、三次近接のボンドタイプの定義を 図 5.4 (b), (c), (d) にそれぞれ示します。青線は `bondtype = 0` のボンドを、赤線は `bondtype = 1` のボンドを表します。

5.2.3 parameter セクション

`tenes_simple` では使われず、`tenes_std` の入力ファイルとしてそのままコピーされます。

更新回数など、計算にあられる種々のパラメータを記述します。サブセクションとして `general`, `simple_update`, `full_update`, `ctm`, `random` を持ちます。

`parameter.general`

`tenes` の全般的な設定パラメータ

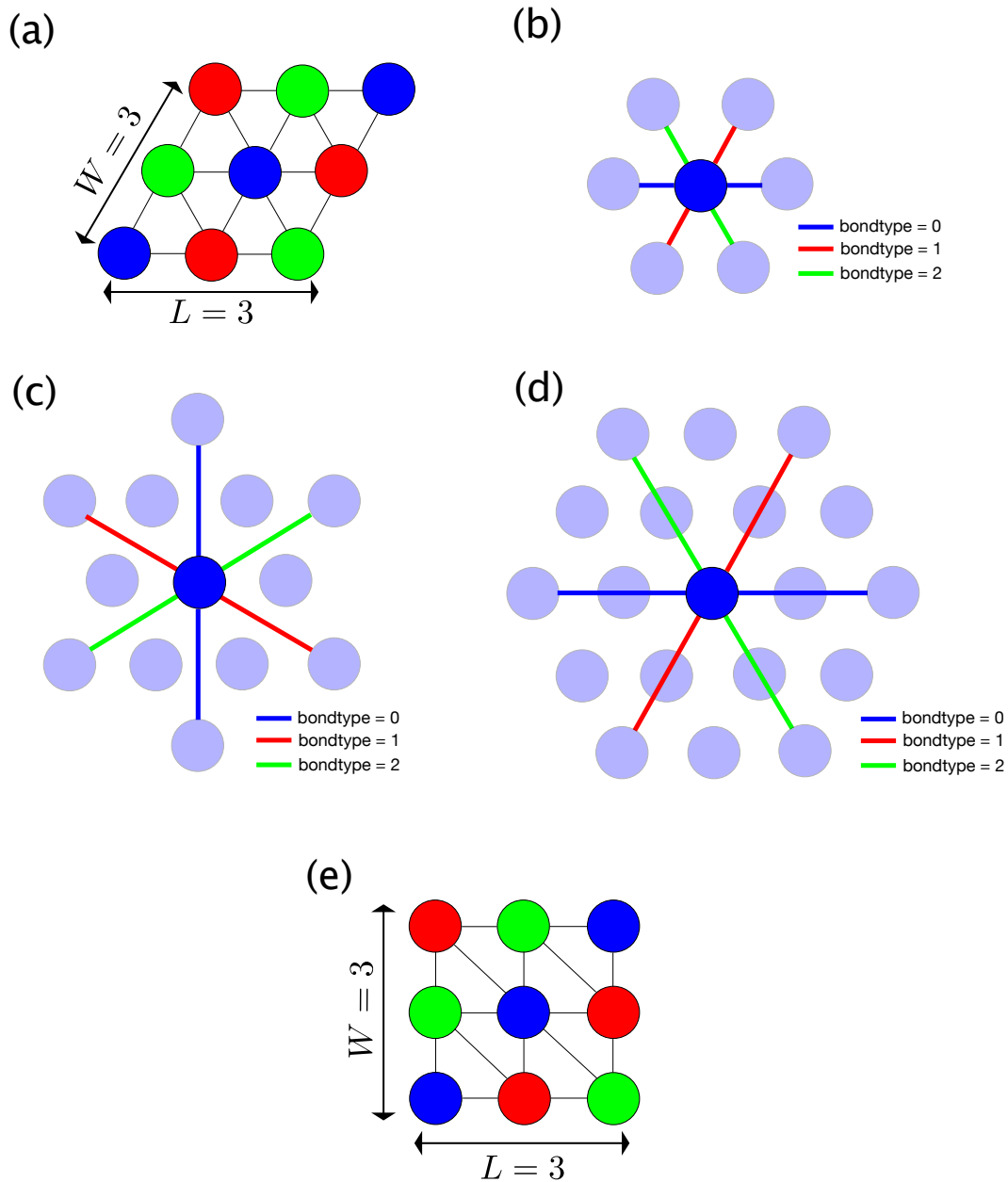


図 5.2: 三角格子 (triangular) のサイト・ボン。 (a) $L=3$, $W=3$ としたときのサイトの並び。 (b) 最近接ボン。 $\text{bondtype}=0$ (青) は 0 度方向に、 $\text{bondtype}=1$ (赤) は 60 度方向に、 $\text{bondtype}=2$ (緑) は 120 度方向にそれぞれ伸びる。 (c) 次近接ボン。 $\text{bondtype}=0$ (青) は 90 度方向に、 $\text{bondtype}=1$ (赤) は -30 度方向に、 $\text{bondtype}=2$ (緑) は 30 度方向にそれぞれ伸びる。 (d) 三次近接ボン。 $\text{bondtype}=0$ (青) は 0 度方向に、 $\text{bondtype}=1$ (赤) は 60 度方向に、 $\text{bondtype}=2$ (緑) は 120 度方向にそれぞれ伸びる。 (e) 正方格子テンソル積状態との対応。

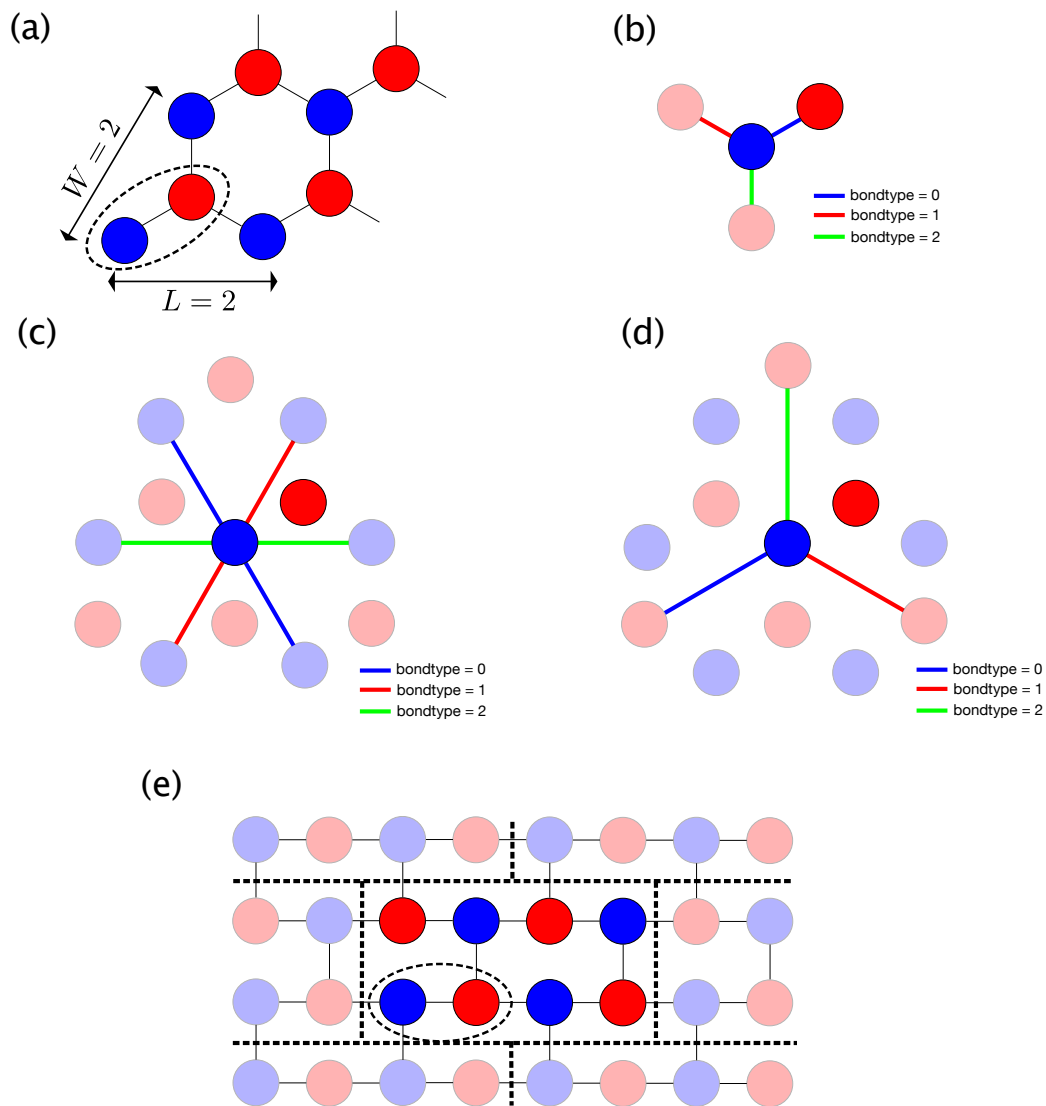


図 5.3: 蜂の巣格子 (honeycomb) のサイト・ボンド。(a) $L=2$, $W=2$ としたときのサイトの並び。破線で表されるユニットが L かける W 個並ぶ。(b) 最近接ボンド。 $\text{bondtype}=0$ (青) は 30 度方向に、 $\text{bondtype}=1$ (赤) は 150 度方向に、 $\text{bondtype}=2$ (緑) は -90 度方向にそれぞれ伸びる。(c) 次近接ボンド。 $\text{bondtype}=0$ (青) は 120 度方向に、 $\text{bondtype}=1$ (赤) は 60 度方向に、 $\text{bondtype}=2$ (緑) は 0 度方向にそれぞれ伸びる。(d) 三次近接ボンド。 $\text{bondtype}=0$ (青) は -30 度方向に、 $\text{bondtype}=1$ (赤) は -150 度方向に、 $\text{bondtype}=2$ (緑) は 90 度方向にそれぞれ伸びる。(e) 正方格子テンソル積状態との対応。大きな破線はユニットセルの境界を表し、周りにある薄いユニットセルは中心にあるユニットセルのコピーである。ユニットセルの並びが少しずれていること、また、(a) で一番右上にあった赤いサイトが (e) では等価な左上に移動することに注意。

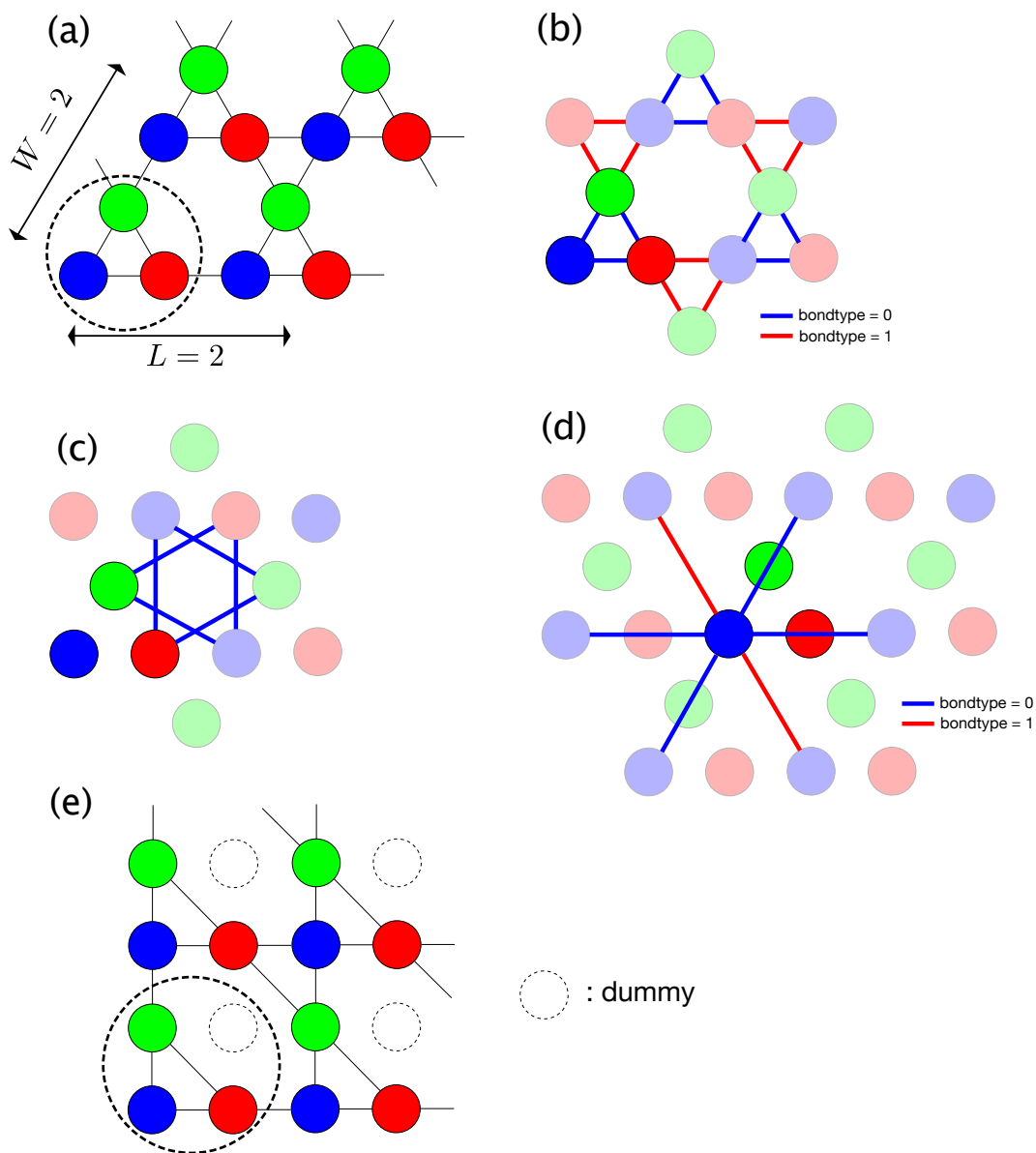


図 5.4: かごめ格子 (kagome) のサイト・ボンド。(a) $L=2$, $W=2$ としたときのサイトの並び。破線で表されるユニットが L かける W 個並ぶ。(b) 最近接ボンド。 $\text{bondtype}=0$ (青) は上向き三角形を、 $\text{bondtype}=1$ (赤) は下向き三角形を作る。(c) 次近接ボンド。(d) 三次近接ボンド。 $\text{bondtype}=0$ (青) はサイトを横切り、 $\text{bondtype}=1$ (赤) は横切らない。(e) 正方格子テンソル積状態との対応。点線で描かれた白丸はすべての次元が 1 のダミーサイト。

名前	説明	型	デフォルト
mode	計算モード	文字列	"ground state"
is_real	すべてのテンソルを実数に制限するかどうか	真偽値	false
iszero_tol	演算子テンソルの読み込みにおいてゼロとみなす絶対値カットオフ	実数	0.0
measure	基底状態計算において、物理量測定をするかどうか	真偽値	true
measure_interval	実時間発展・有限温度計算において物理量を測定する頻度	整数 or 整数のリスト	10
output	物理量などを書き込むディレクトリ	文字列	"output"
tensor_save	最適化後のテンソルを書き込むディレクトリ	文字列	""
tensor_load	初期テンソルを読み込むディレクトリ	文字列	""

- mode

- 計算モードを指定します
- "ground state"
 - * 基底状態計算
 - * `tenes_std` は虚時間発展演算子 $U(\tau) = \exp(-\tau\mathcal{H})$ を計算します
- "time evolution"
 - * 実時間発展計算
 - * `tenes_std` は実時間発展演算子 $U(t) = \exp(-it\mathcal{H})$ を計算します
- "finite temperature"
 - * 有限温度計算
 - * `tenes_std` は虚時間発展演算子 $U(\tau) = \exp(-\tau\mathcal{H})$ を計算します

- is_real

- `true` にするとテンソルの要素を実数に制限して計算を行います
- 一つでも複素演算子があるとエラー終了します

- iszero_tol

- 各種演算子テンソル要素の実部・虚部の読み込みにおいて、絶対値が `iszero_tol` 以下はゼロとみなします

- measure

- 基底状態計算において、`false` にすると物理量計算・保存をスキップします
- 実行時間 `time.dat` は常に保存されます

- `measure_interval`
 - 実時間発展計算および有限温度計算において、物理量を測定する頻度を指定します
 - `measure_interval` ステップ計算した後に物理量を測定します
- `output`
 - 物理量などの計算結果をこのディレクトリ以下に保存します
 - 空文字列の場合はカレントディレクトリに保存します
- `tensor_save`
 - 最適化後のテンソルをこのディレクトリ以下に保存します
 - 空文字列の場合は保存しません
- `tensor_load`
 - 初期テンソルをこのディレクトリ以下から読み込みます
 - 空文字列の場合は読み込みません

`parameter.simple_update`

simple update に関するパラメータ

名前	説明	型	デフォルト
<code>tau</code>	(虚) 時間発展演算子における (虚) 時間刻み τ	実数 or 実数のリスト	0.01
<code>num_step</code>	simple update の回数	整数 or 整数のリスト	0
<code>lambda_cutoff</code>	simple update において平均場 λ の切り捨て閾値	実数	1e-12
<code>gauge_fix</code>	テンソルのゲージを固定するかどうか	真偽値	false
<code>gauge_maxiter</code>	ゲージ固定操作のループ最大数	整数	100
<code>gauge_convergence_epsilon</code>	ゲージ固定操作の収束判定値	実数	1e-2

- `tau`
 - (虚) 時間発展演算子における (虚) 時間刻み τ を指定します
 - * `tenes_std` では時間発展演算子を計算するために用いられます
 - * `tenes` では各ステップでの経過時間・逆温度を求めるために用いられます

- ・ For finite temperature calculation, note that the inverse temperature increase 2τ at a step because $\rho(\beta + 2\tau) = U(\tau)\rho(\beta)\bar{U}(\tau)$
- ・ 有限温度計算の場合、 $\rho(\beta + 2\tau) = U(\tau)\rho(\beta)\bar{U}(\tau)$ なので、ステップごとに逆温度は 2τ だけ増加することに注意してください。

– リストを指定すると、時間発展演算子のグループごとに刻み幅を変えることができます

- `num_step`

– `simple update` の回数を指定します

– リストを指定すると、時間発展演算子のグループごとに回数をえることができます

`parameter.full_update`

full update に関するパラメータ

名前	説明	型	デフォルト
<code>tau</code>	(虚) 時間発展演算子における (虚) 時間刻み τ	実数 or 実数のリスト	0.01
<code>num_step</code>	full update の回数	整数 or 整数のリスト	0
<code>env_cutoff</code>	full update で環境テンソルを計算する際にゼロとみなす特異値の cutoff	実数	1e-12
<code>inverse_precision</code>	full update で擬似逆行列を計算する際にゼロとみなす特異値の cutoff	実数	1e-12
<code>convergence_epsilon</code>	full update で truncation の最適化を行う際の収束判定値	実数	1e-6
<code>iteration_max</code>	full update で truncation の最適化を行う際の iteration の最大回数	整数	100
<code>gauge_fix</code>	テンソルのゲージを固定するかどうか	真偽値	true
<code>fastfullupdate</code>	Fast full update にするかどうか	真偽値	true

parameter.ctm

角転送行列 (CTM) に関するパラメータ

名前	説明	型	デフォルト
dimension	CTM のボンド次元 χ	整数	4
projector_cutoff	CTM の projector を計算する際にゼロとみなす特異値の cutoff	実数	1e-12
convergence_epsilon	CTM の収束判定値	実数	1e-6
iteration_max	CTM の収束 iteration の最大回数	整数	100
projector_corner	CTM の projector 計算で 1/4 角のテンソルのみを使う	真偽値	true
use_rsvd	SVD を 乱択 SVD で置き換えるかどうか	真偽値	false
rsvd_oversampling_factor	乱択 SVD 中に計算する特異値の数の、最終的に用いる数に対する比率	実数	2.0
meanfield_env	CTM ではなく simple update で得られる平均場環境を用いる	真偽値	false

乱択 SVD を用いたテンソル繰り込み群の手法については、S. Morita, R. Igarashi, H.-H. Zhao, and N. Kawashima, *Phys. Rev. E* 97, 033310 (2018) を参照してください。

parameter.random

疑似乱数生成器に関するパラメータ

名前	説明	型	デフォルト
seed	テンソルの初期化や乱択 SVD に用いる疑似乱数生成器のシード	整数	11

MPI 並列において、各プロセスは seed にプロセス番号を足した数を実際のシードとして持ちます。

例

```
[parameter]
[parameter.general]
is_real = true
[parameter.simple_update]
num_step = 100
```

(次のページに続く)

```
tau = 0.01
[parameter.full_update]
num_step = 0 # No full update
tau = 0.01
[parameter.ctm]
iteration_max = 10
dimension = 9 # CHI
```

5.2.4 correlation セクション

tenes_simple では相関関数 $C = \langle A(0)B(r) \rangle$ はデフォルトでは計算されません。相関関数を計算したい場合は、tenes の入力ファイルで指定する correlation セクションと共通のフォーマットで指定することができます。詳細は、[tenes の入力ファイル](#) の correlation セクションをご覧ください。

5.2.5 correlation_length セクション

tenes_simple では使われず、tenes_std の入力ファイルとしてそのままコピーされます。

相関長 ξ の計算に関する情報を指定するセクションです。

名前	説明	型	デフォルト
measure	相関長を測るかどうか	真偽値	false
num_eigvals	計算する転送行列の固有値の数	整数	4
maxdim_dense_e	密行列の対角化手法を用いる最大行列サイズ	整数	200
arnoldi_maxdim	Arnoldi 法で生成する Hessenberg 行列の次元	整数	50
arnoldi_restar	Arnoldi 法のリスタートで生成する初期ベクトルの本数	整数	20
arnoldi_maxite	Arnoldi 法の最大イテレーション回数	整数	1
arnoldi_rtol	Arnoldi 法で目指す相対残差	実数	1e-10

相関長は転送行列の固有値から計算されます。行列サイズが maxdim_dense_eigensolver 以下のときには密行列対角化 (?geev ルーチン) による対角化を、そうでない場合は Implicit Restart Arnoldi (IRA) 法による対角化を用いて固有値を計算します。

IRA 法では、Arnoldi 過程によって大きさ arnoldi_maxdim の Hessenberg 行列を生成し、その固有値を計算します。収束していない場合は、新たに arnoldi_restartdim 本の初期ベクトルを作成し、Arnoldi 過程をやり直します (restart)。転送行列の場合は、多くの場合で restart をする必要はありません (arnoldi_maxiterations = 1)。

5.3 tenes_std の入力ファイル

- ファイルフォーマットは TOML 形式
- `parameter`, `tensor`, `hamiltonian`, `observable`, `correlation` の 5 つのセクションを持ちます。
 - `hamiltonian` 以外の 4 つは、`tenes` の入力ファイルフォーマットと同一であり、そのまま `tenes` の入力ファイルとしてコピーされます。

5.3.1 parameter セクション

更新回数など、計算にあらわれる種々のパラメータを記述します。サブセクションとして `general`, `simple_update`, `full_update`, `ctm`, `random` を持ちます。

`parameter.general`

`tenes` の全般的な設定パラメータ

名前	説明	型	デフォルト
<code>mode</code>	計算モード	文字列	"ground state"
<code>is_real</code>	すべてのテンソルを実数に制限するかどうか	真偽値	false
<code>iszero_tol</code>	演算子テンソルの読み込みにおいてゼロとみなす絶対値カットオフ	実数	0.0
<code>measure</code>	基底状態計算において、物理量測定をするかどうか	真偽値	true
<code>measure_interval</code>	実時間発展・有限温度計算において物理量を測定する頻度	整数 or 整数のリスト	10
<code>output</code>	物理量などを書き込むディレクトリ	文字列	"output"
<code>tensor_save</code>	最適化後のテンソルを書き込むディレクトリ	文字列	""
<code>tensor_load</code>	初期テンソルを読み込むディレクトリ	文字列	""

- `mode`
 - 計算モードを指定します
 - "ground state"
 - * 基底状態計算
 - * `tenes_std` は虚時間発展演算子 $U(\tau) = \exp(-\tau\mathcal{H})$ を計算します
 - "time evolution"
 - * 実時間発展計算

- * `tenes_std` は実時間発展演算子 $U(t) = \exp(-it\mathcal{H})$ を計算します
- "finite temperature"
 - * 有限温度計算
 - * `tenes_std` は虚時間発展演算子 $U(\tau) = \exp(-\tau\mathcal{H})$ を計算します
- `is_real`
 - `true` にするとテンソルの要素を実数に制限して計算を行います
 - 一つでも複素演算子があるとエラー終了します
- `iszero_tol`
 - 各種演算子テンソル要素の実部・虚部の読み込みにおいて、絶対値が `iszero_tol` 以下はゼロとみなします
- `measure`
 - 基底状態計算において、`false` にすると物理量計算・保存をスキップします
 - 実行時間 `time.dat` は常に保存されます
- `measure_interval`
 - 実時間発展計算および有限温度計算において、物理量を測定する頻度を指定します
 - `measure_interval` ステップ計算した後に物理量を測定します
- `output`
 - 物理量などの計算結果をこのディレクトリ以下に保存します
 - 空文字列の場合はカレントディレクトリに保存します
- `tensor_save`
 - 最適化後のテンソルをこのディレクトリ以下に保存します
 - 空文字列の場合は保存しません
- `tensor_load`
 - 初期テンソルをこのディレクトリ以下から読み込みます
 - 空文字列の場合は読み込みません

parameter.simple_update

simple update に関するパラメータ

名前	説明	型	デフォルト
tau	(虚) 時間発展演算子における (虚) 時間刻み τ	実数 or 実数のリスト	0.01
num_step	simple update の回数	整数 or 整数のリスト	0
lambda_cutoff	simple update において平均場 λ の切り捨て閾値	実数	1e-12
gauge_fix	テンソルのゲージを固定するかどうか	真偽値	false
gauge_maxiter	ゲージ固定操作のループ最大数	整数	100
gauge_convergence_epsilon	ゲージ固定操作の収束判定値	実数	1e-2

• tau

- (虚) 時間発展演算子における (虚) 時間刻み τ を指定します
 - * `tenes_std` では時間発展演算子を計算するために用いられます
 - * `tenes` では各ステップでの経過時間・逆温度を求めるために用いられます
 - ・ For finite temperature calculation, note that the inverse temperature increase 2τ at a step because $\rho(\beta + 2\tau) = U(\tau)\rho(\beta)\bar{U}(\tau)$
 - ・ 有限温度計算の場合、 $\rho(\beta + 2\tau) = U(\tau)\rho(\beta)\bar{U}(\tau)$ なので、ステップごとに逆温度は 2τ だけ増加することに注意してください。
- リストを指定すると、時間発展演算子のグループごとに刻み幅を変えることができます

• num_step

- simple update の回数を指定します
- リストを指定すると、時間発展演算子のグループごとに回数を定めることができます

parameter.full_update

full update に関するパラメータ

名前	説明	型	デフォルト
tau	(虚) 時間発展演算子における (虚) 時間刻み τ	実数 or 実数のリスト	0.01
num_step	full update の回数	整数 or 整数のリスト	0
env_cutoff	full update で環境テンソルを計算する際にゼロとみなす特異値の cutoff	実数	1e-12
inverse_precision	full update で擬似逆行列を計算する際にゼロとみなす特異値の cutoff	実数	1e-12
convergence_epsilon	full update で truncation の最適化を行う際の収束判定値	実数	1e-6
iteration_max	full update で truncation の最適化を行う際の iteration の最大回数	整数	100
gauge_fix	テンソルのゲージを固定するかどうか	真偽値	true
fastfullupdate	Fast full update にするかどうか	真偽値	true

parameter.ctm

角転送行列 (CTM) に関するパラメータ

名前	説明	型	デフォルト
dimension	CTM のボンド次元 χ	整数	4
projector_cutoff	CTM の projector を計算する際にゼロとみなす特異値の cutoff	実数	1e-12
convergence_epsilon	CTM の収束判定値	実数	1e-6
iteration_max	CTM の収束 iteration の最大回数	整数	100
projector_corner	CTM の projector 計算で 1/4 角のテンソルのみを使う	真偽値	true
use_rsvd	SVD を 乱択 SVD で置き換えるかどうか	真偽値	false
rsvd_oversampling_factor	乱択 SVD 中に計算する特異値の数の、最終的に用いる数に対する比率	実数	2.0
meanfield_env	CTM ではなく simple update で得られる平均場環境を用いる	真偽値	false

乱拓 SVD を用いたテンソル繰り込み群の手法については、S. Morita, R. Igarashi, H.-H. Zhao, and N. Kawashima, *Phys. Rev. E* 97, 033310 (2018) を参照してください。

parameter.random

疑似乱数生成器に関するパラメータ

名前	説明	型	デフォルト
seed	テンソルの初期化や乱択 SVD に用いる疑似乱数生成器のシード	整数	11

MPI 並列において、各プロセスは **seed** にプロセス番号を足した数を実際のシードとして持ちます。

例

```
[parameter]
[parameter.general]
is_real = true
[parameter.simple_update]
num_step = 100
tau = 0.01
[parameter.full_update]
num_step = 0 # No full update
tau = 0.01
[parameter.ctm]
iteration_max = 10
dimension = 9 # CHI
```

5.3.2 tensor セクション

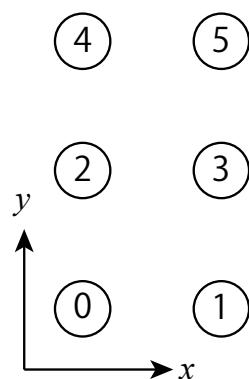
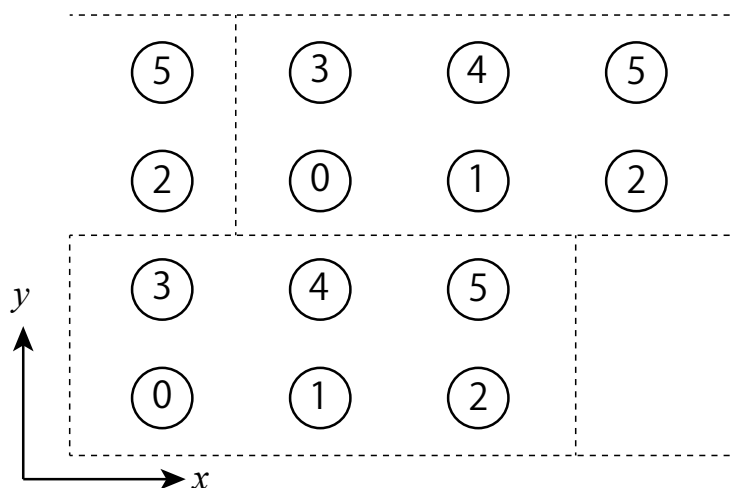
「ユニットセル」の情報を記述します (ボンドの情報は **hamiltonian (tenes_std)** や **evolution (tenes)** で与えます)。ユニットセルは L_x かける L_y の大きさをもつ長方形の形をしています。また、サブセクション **unitcell** を持ちます。

名前	説明	型	デフォルト
L_sub	ユニットセルの大きさ	整数または整数のリスト	--
skew	skew 境界条件におけるシフト値	整数	0

L_sub として 2 つの整数からなるリストを渡した場合、はじめの要素が L_x に、もう片方が L_y になります。3 つ以上の要素からなるリストを渡した場合にはエラー終了します。**L_sub** として整数を渡した場合、 L_x と L_y とが等しくなります。

ユニットセル内のサイトは 0 から順番に番号付けされます。x 方向から順に並びます。

skew は y 方向にユニットセル 1 つ分動いたときの x 方向のズレです。

図 5.5: $L_{\text{sub}} = [2, 3]$ としたときの例図 5.6: $L_{\text{sub}} = [3, 2]$, $\text{skew} = 1$ としたときの例 (罫線はユニットセルの区切り)

tensor.unitcell サブセクション

サイトテンソル $T_{ijkl\alpha}^{(n)}$ の情報を指定します。ここで i, j, k, l は virtual bond のインデックス、 α は physical bond のインデックス、 n はサイト番号を意味します。

名前	説明	型
index	サイト番号	整数 or 整数のリスト
physical_dim	サイトテンソルの physical bond の次元	整数
virtual_dim	サイトテンソルの virtual bond の次元 D	整数 or 整数のリスト
initial_state	初期状態	実数のリスト
noise	初期テンソルのゆらぎの大きさ	実数

index にリストを渡すことによって、複数のサイトを同時に指定できます。空のサイト [] は全サイトを意味します。

virtual_dim にリストを渡すことで、4 方向のボンド次元を個別に指定できます。順番は、左 (-x)、上 (+y)、右 (+x)、下 (-y) の順番です。

系全体の初期状態 $|\Psi\rangle$ は、各サイト i の初期状態 $|\Psi_i\rangle$ の直積で与えられます。

$$|\Psi\rangle = \otimes_i |\Psi_i\rangle$$

サイトテンソルはこの直積状態を表現するように初期化されます。initial_state では各サイト i の初期状態 $|\Psi_i\rangle = \sum_{\alpha} A_{\alpha} |\alpha\rangle_i$ における実展開係数 A_{α} の値を指定します。係数は自動的に規格化されます。テンソル自体は、すべての virtual ボンドインデックスが 0 である要素が、 $T_{0000\alpha} = A_{\alpha}$ のように初期化されます。他の要素には [-noise, noise) の一様乱数が互いに独立に入力されます。たとえば、 $S = 1/2$ のとき、 S^z 方向に向いた状態 $|\Psi_i\rangle = |\uparrow\rangle = |0\rangle$ を初期値にしたい場合には initial_state = [1.0, 0.0] に、 S^x 方向に向いた状態 $|\Psi_i\rangle = (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle) / \sqrt{2}$ を初期値にしたい場合には initial_state = [1.0, 1.0] とします。

initial_state にゼロのみからなる配列を渡した場合、テンソルのすべての要素が独立に [-noise, noise) で乱数初期化されます。

5.3.3 observable セクション

物理量測定に関する諸々を記述します。onsite, twosite と multisite の 3 種類のサブセクションを持ちます。

observable.onsite

ひとつのサイト上で定義される物理量を示す一体演算子を定義します。

名前	説明	型
name	演算子の名前	文字列
group	演算子の識別番号	整数
sites	サイト番号	整数 or 整数のリスト
dim	演算子の次元	整数
elements	演算子の非ゼロ要素	文字列

name は演算子の名前です。

group は onsite 演算子の識別番号です。

sites は演算子が作用するサイト番号です。リストを渡すことで複数同時に定義できます。空リスト [] は全サイトを意味します。

dim は演算子の次元です。

elements は演算子の非ゼロ要素を指定する文字列です。1つの要素は、空白で区切られた2つの整数と2つの浮動小数点数からなる1つの行で表されます。

- 最初の2つはそれぞれ演算子が作用する前と後の状態番号を示します。
- あとの2つはそれぞれ演算子の要素の実部と虚部を示します。

例

S=1/2 の S_z 演算子

$$S^z = \begin{pmatrix} 0.5 & 0.0 \\ 0.0 & -0.5 \end{pmatrix}$$

を具体例として説明します。

まず、名前は **name** = "Sz" として、識別番号は **group** = 0 としておきます。

次に、演算子の作用するサイトですが、すべてのサイトで同一の演算子を用いる場合には **sites** = [] とします。そうではない場合、例えばスピンの大きさが異なるサイトがある場合には、**sites** = [0,1] などと具体的なサイト番号を指定します。

演算子の次元は、上に示した行列表示のサイズなので、**dim** = 2 です。

最後に演算子の要素です。非ゼロ要素について、そのインデックス（ゼロ始まり）と要素を順番に並べれば良いので、

```
elements = ""
0 0    0.5 0.0
1 1   -0.5 0.0
""
```

となります。

結果として、 $S=1/2$ の S_z 演算子は次のように定義されます。

```
[[observable.onesite]]
name = "Sz"
group = 0
sites = []
dim = 2
elements = ""
0 0  0.5 0.0
1 1  -0.5 0.0
""
```

observable.twosite

ふたつのサイト上で定義される物理量を示す演算子を定義します。

名前	説明	型
name	演算子の名前	文字列
group	演算子の識別番号	整数
bonds	ボンド	文字列
dim	演算子の次元	整数のリスト
elements	演算子の非ゼロ要素	文字列
ops	onsite 演算子の識別番号	整数のリスト

name は演算子の名前です。

group は twosites 演算子の識別番号です。

bonds は演算子が作用するサイト対の集合を表す文字列です。3つの整数からなる1行が1つのサイト対を意味します。

- 最初の整数は始点サイト (source) の番号です。
- あとの2つの整数は source site からみた終点サイト (target) の座標 (dx, dy) です。
 - dx, dy とともに $-3 \leq dx \leq 3$ の範囲に収まる必要があります。

dim は演算子の次元、すなわち作用するサイトの取りうる状態数です。例として、2つの $S = 1/2$ スピンの相互作用の場合は、dim = [2,2] です。

elements は演算子の非ゼロ要素を指定する文字列です。1つの要素は4つの整数と2つの浮動小数点数を空白区切りからなる1つの行からなります。

- 最初の2つは演算子が作用する 前 の source site, target site の状態番号を示します。
- つぎの2つは演算子が作用した 後 の source site, target site の状態番号を示します。
- 最後の2つはそれぞれ演算子の要素の実部と虚部を示します。

ops を使うと observable.onesite で定義した 1 体演算子の直積として 2 体演算子を定義できます。例えば observable.onesite の group=0 として S^z を定義していた場合には、ops = [0,0] として $S_i^z S_j^z$ を表現できます。

elements と ops を同時に定義した場合にはエラー終了します。

例

ここでは具体例として、Lsub=[2,2] の正方格子 S=1/2 ハイゼンベルグ模型のボンドハミルトニアンを求めるため、ハミルトニアン

$$\mathcal{H}_{ij} = S_i^z S_j^z + \frac{1}{2} [S_i^+ S_j^- + S_i^- S_j^+]$$

を 2 体演算子として設定する例を説明します。

まず、名前と識別番号はそれぞれ name = "hamiltonian" と group = 0 としておきます。それぞれのサイトの状態は $|\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\rangle$ の 2 状態の重ね合わせとなるため、次元は 2 となり、dim = [2,2] となります。

次にボンドです。サイトは 図 5.7 のように並んでいます。0 番と 1 番をつなぐボンドは、1 番は 0 番から見て (1,0) の位置にあるので 0 1 0 と表現されます。同様に 1 番と 3 番をつなぐボンドは、3 番が 1 番から見て (0,1) の位置にあるので 1 0 1 と表現されます。

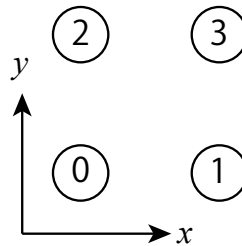


図 5.7: Lsub=[2,2] の正方格子 S=1/2 ハイゼンベルグ模型のサイトの並び順

最後に演算子の要素です。まずはサイトの基底を番号付ける必要がありますが、ここでは $|\uparrow\rangle$ を 0, $|\downarrow\rangle$ を 1 とします。この基底と番号を用いると、例えば対角項の 1 つ $\langle \uparrow_i \uparrow_j | \mathcal{H}_{ij} | \uparrow_i \uparrow_j \rangle = 1/4$ は 0 0 0 0 0.25 0.0 と表現されます。他に、非対角項の 1 つ $\langle \uparrow_i \downarrow_j | \mathcal{H}_{ij} | \downarrow_i \uparrow_j \rangle = 1/2$ は 1 0 0 1 0.5 0.0 と表現されます。

結果として、S=1/2 のハイゼンベルグハミルトニアンは次のように定義されます。

```
[[observable.twosite]]
name = "hamiltonian"
group = 0
dim = [2, 2]
bonds = ""
0 0 1
0 1 0
1 0 1
1 1 0
2 0 1
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```

2 1 0
3 0 1
3 1 0
""
elements = ""
0 0 0 0 0.25 0.0
1 0 1 0 -0.25 0.0
0 1 1 0 0.5 0.0
1 0 0 1 0.5 0.0
0 1 0 1 -0.25 0.0
1 1 1 1 0.25 0.0
""

```

observable.multisite

みつつ以上のサイト上で定義される物理量を示す演算子を定義します。サイトごとの 1 体演算子の直積として定義されます。

名前	説明	型
name	演算子の名前	文字列
group	演算子の識別番号	整数
multisites	サイトの組み合わせ	文字列
ops	onsite 演算子の識別番号	整数のリスト

name は演算子の名前です。

group は multisites 演算子の識別番号です。

multisites は演算子が作用するサイト群の集合を表す文字列です。整数からなる 1 行が 1 つのサイト群を意味します。

- 最初の整数は 始点サイト (source) の番号です。
- のこりの整数は source site からみた他サイト (target) の座標の組 (dx, dy) を並べたものです。
 - N サイトの場合、source_site dx2 dy2 dx3 dy3 ... dxN dyN という形式です。
 - 4×4 の正方形内に収まる必要があります。

ops を用いて observable.onsite で定義した 1 体演算子の直積として演算子を定義します。例えば observable.onsite の group=0 として S^z を定義していた場合には、ops = [0,0,0] として $S_i^z S_j^z S_k^z$ を表現できます。

5.3.4 hamiltonian セクション

ハミルトニアン全体をサイトハミルトニアン (1 サイトハミルトニアン) とボンドハミルトニアン (2 サイトハミルトニアン) の和

$$\mathcal{H} = \sum_i \mathcal{H}_i + \sum_{i,j} \mathcal{H}_{ij}$$

であると捉えて、個々の局所ハミルトニアンを定義します。定義のやりかたは `observable.onesite` と `observable.twosite` で定義される演算子と同様です。

名前	説明	型
<code>dim</code>	演算子の次元	整数のリスト
<code>sites</code>	サイト	整数のリスト
<code>bonds</code>	ボンド	文字列
<code>elements</code>	演算子の非ゼロ要素	文字列

`dim` は演算子の次元、すなわち作用するサイトの取りうる状態数です。例として、2つの $S = 1/2$ スピンの相互作用の場合は、`dim = [2,2]` です。定義しているのがサイトハミルトニアンかボンドハミルトニアンかの判断は、`dim` が1つの整数を含むか2つの整数を含むかで決まります。

`sites` は整数からなるリストで、このサイトハミルトニアンが作用するサイトの集合です。空リストは全サイトと等価です。

`bonds` はボンドハミルトニアンが作用するサイト対の集合を表す文字列です。3つの整数からなる1行が1つのサイト対を意味します。最初の整数は始点サイト (source) の番号です。あとの2つの整数は source site からみた終点サイト (target) の座標 (dx, dy) です。

`elements` は演算子の非ゼロ要素を指定する文字列です。1つの要素は2つあるいは4つの整数と2つの浮動小数点数を空白区切りからなる1つの行からなります。

- サイトハミルトニアンするとき
 - 最初の1つは演算子が作用する **前** の site の状態番号を示します。
 - つぎの1つは演算子が作用した **後** の site の状態番号を示します。
 - 最後の2つはそれぞれ演算子の要素の実部と虚部を示します。
- ボンドハミルトニアンするとき
 - 最初の2つは演算子が作用する **前** の source site, target site の状態番号を示します。
 - つぎの2つは演算子が作用した **後** の source site, target site の状態番号を示します。
 - 最後の2つはそれぞれ演算子の要素の実部と虚部を示します。

5.3.5 correlation セクション

サイト演算子の相関関数 $C = \langle A(\mathbf{r}_0)B(\mathbf{r}_0 + \mathbf{r}) \rangle$ に関する情報を指定するセクションです。本セクションを省略した場合、相関関数は計算されません。

座標は正方格子 TNS の座標系で測られます。すなわち、右隣のテンソルは $\mathbf{r} = (1, 0)$ で、真上は $\mathbf{r} = (0, 1)$ です。中心座標 \mathbf{r}_0 として、ユニットセル内のすべてのサイトが用いられます。また、 \mathbf{r} は x ないし y 軸に平行な方向に、正の向きにのみ動きます。すなわち、

$$\mathbf{r} = (0, 0), (1, 0), (2, 0), \dots, (r_{\max}, 0), (0, 1), (0, 2), \dots, (0, r_{\max})$$

です。

名前	説明	型
<code>r_max</code>	相関関数の距離 r の最大値	整数
<code>operators</code>	相関関数を測る 1 体演算子 A, B を表す番号	整数のリストのリスト

演算子は `observable.onsite` セクションで指定したものが用いられます。

例

例えば S^z が 0 番で、 S^x が 1 番として定義されている場合、

```
[correlation]
r_max = 5
operators = [[0,0], [0,1], [1,1]]
```

では相関関数 $S^z(0)S^z(r), S^z(0)S^x(r), S^x(0)S^x(r)$ が、 $0 \leq r \leq 5$ の範囲で測定されます。

5.3.6 correlation_length セクション

相関長さの計算に関する情報を指定するセクションです。

名前	説明	型	デフォルト
<code>measure</code>	相関長を測るかどうか	真偽値	false
<code>num_eigvals</code>	計算する転送行列の固有値の数	整数	4
<code>maxdim_dense_e</code>	密行列の対角化手法を用いる最大行列サイズ	整数	200
<code>arnoldi_maxdim</code>	Arnoldi 法で生成する Hessenberg 行列の次元	整数	50
<code>arnoldi_restar</code>	Arnoldi 法のリスタートで生成する初期ベクトルの本数	整数	20
<code>arnoldi_maxite</code>	Arnoldi 法の最大イテレーション回数	整数	1
<code>arnoldi_rtol</code>	Arnoldi 法で目指す相対残差	実数	1e-10

相関長は転送行列の固有値から計算されます。行列サイズが `maxdim_dense_eigensolver` 以下のときには密行列対角化 (`?geev` ルーチン) による対角化を、そうでない場合は Implicit Restart Arnoldi (IRA) 法による対角化を用いて固有値を計算します。

IRA 法では、Arnoldi 過程によって大きさ `arnoldi_maxdim` の Hessenberg 行列を生成し、その固有値を計算します。収束していない場合は、新たに `arnoldi_restartdim` 本の初期ベクトルを作成し、Arnoldi 過程をやり直します (restart)。転送行列の場合は、多くの場合で restart をする必要はありません (`arnoldi_maxiterations` = 1)。

5.4 tenes の入力ファイル

- ファイルフォーマットは TOML 形式
- `parameter`, `tensor`, `evolution`, `observable`, `correlation` の 5 つのセクションを持ちます。

5.4.1 parameter セクション

更新回数など、計算にあらわれる種々のパラメータを記述します。サブセクションとして `general`, `simple_update`, `full_update`, `ctm`, `random` を持ちます。

`parameter.general`

`tenes` の全般的な設定パラメータ

名前	説明	型	デフォルト
<code>mode</code>	計算モード	文字列	"ground state"
<code>is_real</code>	すべてのテンソルを実数に制限するかどうか	真偽値	false
<code>iszero_tol</code>	演算子テンソルの読み込みにおいてゼロとみなす絶対値カットオフ	実数	0.0
<code>measure</code>	基底状態計算において、物理量測定をするかどうか	真偽値	true
<code>measure_interval</code>	実時間発展・有限温度計算において物理量を測定する頻度	整数 or 整数のリスト	10
<code>output</code>	物理量などを書き込むディレクトリ	文字列	"output"
<code>tensor_save</code>	最適化後のテンソルを書き込むディレクトリ	文字列	""
<code>tensor_load</code>	初期テンソルを読み込むディレクトリ	文字列	""

- `mode`
 - 計算モードを指定します

- "ground state"
 - * 基底状態計算
 - * `tenes_std` は虚時間発展演算子 $U(\tau) = \exp(-\tau\mathcal{H})$ を計算します
- "time evolution"
 - * 実時間発展計算
 - * `tenes_std` は実時間発展演算子 $U(t) = \exp(-it\mathcal{H})$ を計算します
- "finite temperature"
 - * 有限温度計算
 - * `tenes_std` は虚時間発展演算子 $U(\tau) = \exp(-\tau\mathcal{H})$ を計算します
- `is_real`
 - `true` にするとテンソルの要素を実数に制限して計算を行います
 - 一つでも複素演算子があるとエラー終了します
- `iszero_tol`
 - 各種演算子テンソル要素の実部・虚部の読み込みにおいて、絶対値が `iszero_tol` 以下はゼロとみなします
- `measure`
 - 基底状態計算において、`false` にすると物理量計算・保存をスキップします
 - 実行時間 `time.dat` は常に保存されます
- `measure_interval`
 - 実時間発展計算および有限温度計算において、物理量を測定する頻度を指定します
 - `measure_interval` ステップ計算した後に物理量を測定します
- `output`
 - 物理量などの計算結果をこのディレクトリ以下に保存します
 - 空文字列の場合はカレントディレクトリに保存します
- `tensor_save`
 - 最適化後のテンソルをこのディレクトリ以下に保存します
 - 空文字列の場合は保存しません
- `tensor_load`
 - 初期テンソルをこのディレクトリ以下から読み込みます
 - 空文字列の場合は読み込みません

parameter.simple_update

simple update に関するパラメータ

名前	説明	型	デフォルト
tau	(虚) 時間発展演算子における (虚) 時間刻み τ	実数 or 実数のリスト	0.01
num_step	simple update の回数	整数 or 整数のリスト	0
lambda_cutoff	simple update において平均場 λ の切り捨て閾値	実数	1e-12
gauge_fix	テンソルのゲージを固定するかどうか	真偽値	false
gauge_maxiter	ゲージ固定操作のループ最大数	整数	100
gauge_convergence_epsilon	ゲージ固定操作の収束判定値	実数	1e-2

• tau

- (虚) 時間発展演算子における (虚) 時間刻み τ を指定します
 - * `tenes_std` では時間発展演算子を計算するために用いられます
 - * `tenes` では各ステップでの経過時間・逆温度を求めるために用いられます
 - ・ For finite temperature calculation, note that the inverse temperature increase 2τ at a step because $\rho(\beta + 2\tau) = U(\tau)\rho(\beta)\bar{U}(\tau)$
 - ・ 有限温度計算の場合、 $\rho(\beta + 2\tau) = U(\tau)\rho(\beta)\bar{U}(\tau)$ なので、ステップごとに逆温度は 2τ だけ増加することに注意してください。
- リストを指定すると、時間発展演算子のグループごとに刻み幅を変えることができます

• num_step

- simple update の回数を指定します
- リストを指定すると、時間発展演算子のグループごとに回数を定めることができます

parameter.full_update

full update に関するパラメータ

名前	説明	型	デフォルト
tau	(虚) 時間発展演算子における (虚) 時間刻み τ	実数 or 実数のリスト	0.01
num_step	full update の回数	整数 or 整数のリスト	0
env_cutoff	full update で環境テンソルを計算する際にゼロとみなす特異値の cutoff	実数	1e-12
inverse_precision	full update で擬似逆行列を計算する際にゼロとみなす特異値の cutoff	実数	1e-12
convergence_epsilon	full update で truncation の最適化を行う際の収束判定値	実数	1e-6
iteration_max	full update で truncation の最適化を行う際の iteration の最大回数	整数	100
gauge_fix	テンソルのゲージを固定するかどうか	真偽値	true
fastfullupdate	Fast full update にするかどうか	真偽値	true

parameter.ctm

角転送行列 (CTM) に関するパラメータ

名前	説明	型	デフォルト
dimension	CTM のボンド次元 χ	整数	4
projector_cutoff	CTM の projector を計算する際にゼロとみなす特異値の cutoff	実数	1e-12
convergence_epsilon	CTM の収束判定値	実数	1e-6
iteration_max	CTM の収束 iteration の最大回数	整数	100
projector_corner	CTM の projector 計算で 1/4 角のテンソルのみを使う	真偽値	true
use_rsvd	SVD を 乱択 SVD で置き換えるかどうか	真偽値	false
rsvd_oversampling_factor	乱択 SVD 中に計算する特異値の数の、最終的に用いる数に対する比率	実数	2.0
meanfield_env	CTM ではなく simple update で得られる平均場環境を用いる	真偽値	false

乱択 SVD を用いたテンソル繰り込み群の手法については、S. Morita, R. Igarashi, H.-H. Zhao, and N. Kawashima, *Phys. Rev. E* 97, 033310 (2018) を参照してください。

parameter.random

疑似乱数生成器に関するパラメータ

名前	説明	型	デフォルト
seed	テンソルの初期化や乱択 SVD に用いる疑似乱数生成器のシード	整数	11

MPI 並列において、各プロセスは **seed** にプロセス番号を足した数を実際のシードとして持ちます。

例

```
[parameter]
[parameter.general]
is_real = true
[parameter.simple_update]
num_step = 100
tau = 0.01
[parameter.full_update]
num_step = 0 # No full update
tau = 0.01
[parameter.ctm]
iteration_max = 10
dimension = 9 # CHI
```

5.4.2 tensor セクション

「ユニットセル」の情報を記述します (ボンドの情報は **hamiltonian (tenes_std)** や **evolution (tenes)** で与えます)。ユニットセルは **Lx** かける **Ly** の大きさをもつ長方形の形をしています。また、サブセクション **unitcell** を持ちます。

名前	説明	型	デフォルト
L_sub	ユニットセルの大きさ	整数または整数のリスト	--
skew	skew 境界条件におけるシフト値	整数	0

L_sub として 2 つの整数からなるリストを渡した場合、はじめの要素が **Lx** に、もう片方が **Ly** になります。3 つ以上の要素からなるリストを渡した場合にはエラー終了します。**L_sub** として整数を渡した場合、**Lx** と **Ly** とが等しくなります。

ユニットセル内のサイトは 0 から順番に番号付けされます。x 方向から順に並びます。

skew は y 方向にユニットセル 1 つ分動いたときの x 方向のズレです。

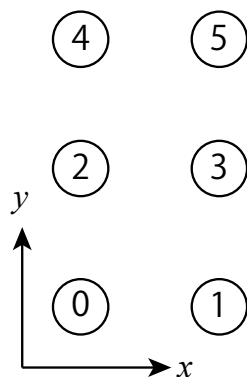


図 5.8: $L_{\text{sub}} = [2, 3]$ としたときの例

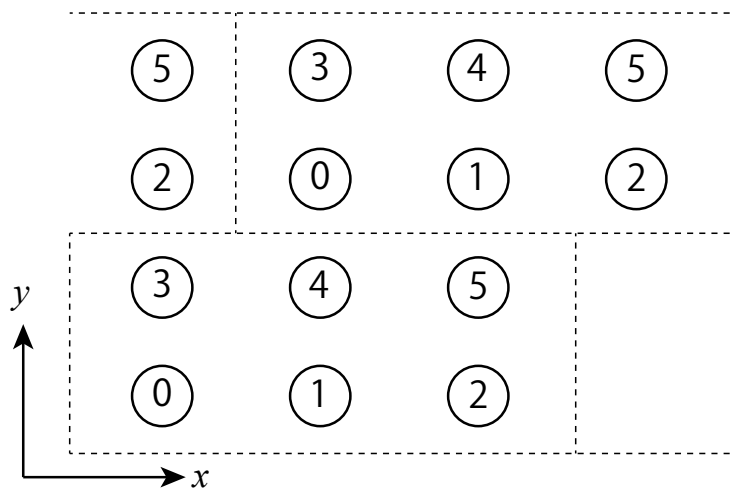


図 5.9: $L_{\text{sub}} = [3, 2]$, $\text{skew} = 1$ としたときの例 (罫線はユニットセルの区切り)

tensor.unitcell サブセクション

サイトテンソル $T_{ijkl\alpha}^{(n)}$ の情報を指定します。ここで i, j, k, l は virtual bond のインデックス、 α は physical bond のインデックス、 n はサイト番号を意味します。

名前	説明	型
index	サイト番号	整数 or 整数のリスト
physical_dim	サイトテンソルの physical bond の次元	整数
virtual_dim	サイトテンソルの virtual bond の次元 D	整数 or 整数のリスト
initial_state	初期状態	実数のリスト
noise	初期テンソルのゆらぎの大きさ	実数

index にリストを渡すことによって、複数のサイトを同時に指定できます。空のサイト [] は全サイトを意味します。

virtual_dim にリストを渡すことで、4 方向のボンド次元を個別に指定できます。順番は、左 (-x)、上 (+y)、右 (+x)、下 (-y) の順番です。

系全体の初期状態 $|\Psi\rangle$ は、各サイト i の初期状態 $|\Psi_i\rangle$ の直積で与えられます。

$$|\Psi\rangle = \otimes_i |\Psi_i\rangle$$

サイトテンソルはこの直積状態を表現するように初期化されます。initial_state では各サイト i の初期状態 $|\Psi_i\rangle = \sum_{\alpha} A_{\alpha} |\alpha\rangle_i$ における実展開係数 A_{α} の値を指定します。係数は自動的に規格化されます。テンソル自体は、すべての virtual ボンドインデックスが 0 である要素が、 $T_{0000\alpha} = A_{\alpha}$ のように初期化されます。他の要素には [-noise, noise) の一様乱数が互いに独立に入力されます。たとえば、 $S = 1/2$ のとき、 S^z 方向に向いた状態 $|\Psi_i\rangle = |\uparrow\rangle = |0\rangle$ を初期値にしたい場合には initial_state = [1.0, 0.0] に、 S^x 方向に向いた状態 $|\Psi_i\rangle = (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle) / \sqrt{2}$ を初期値にしたい場合には initial_state = [1.0, 1.0] とします。

initial_state にゼロのみからなる配列を渡した場合、テンソルのすべての要素が独立に [-noise, noise) で乱数初期化されます。

5.4.3 observable セクション

物理量測定に関する諸々を記述します。onsite, twosite と multisite の 3 種類のサブセクションを持ちます。

observable.onsite

ひとつのサイト上で定義される物理量を示す一体演算子を定義します。

名前	説明	型
name	演算子の名前	文字列
group	演算子の識別番号	整数
sites	サイト番号	整数 or 整数のリスト
dim	演算子の次元	整数
elements	演算子の非ゼロ要素	文字列

name は演算子の名前です。

group は onsite 演算子の識別番号です。

sites は演算子が作用するサイト番号です。リストを渡すことで複数同時に定義できます。空リスト [] は全サイトを意味します。

dim は演算子の次元です。

elements は演算子の非ゼロ要素を指定する文字列です。1つの要素は、空白で区切られた2つの整数と2つの浮動小数点数からなる1つの行で表されます。

- 最初の2つはそれぞれ演算子が作用する前と後の状態番号を示します。
- あとの2つはそれぞれ演算子の要素の実部と虚部を示します。

例

S=1/2 の S_z 演算子

$$S^z = \begin{pmatrix} 0.5 & 0.0 \\ 0.0 & -0.5 \end{pmatrix}$$

を具体例として説明します。

まず、名前は **name** = "Sz" として、識別番号は **group** = 0 としておきます。

次に、演算子の作用するサイトですが、すべてのサイトで同一の演算子を用いる場合には **sites** = [] とします。そうではない場合、例えばスピンの大きさが異なるサイトがある場合には、**sites** = [0,1] などと具体的なサイト番号を指定します。

演算子の次元は、上に示した行列表示のサイズなので、**dim** = 2 です。

最後に演算子の要素です。非ゼロ要素について、そのインデックス（ゼロ始まり）と要素を順番に並べれば良いので、

```
elements = ""
0 0    0.5 0.0
1 1   -0.5 0.0
""
```

となります。

結果として、 $S=1/2$ の S_z 演算子は次のように定義されます。

```
[[observable.onesite]]
name = "Sz"
group = 0
sites = []
dim = 2
elements = ""
0 0  0.5 0.0
1 1  -0.5 0.0
""
```

observable.twosite

ふたつのサイト上で定義される物理量を示す演算子を定義します。

名前	説明	型
name	演算子の名前	文字列
group	演算子の識別番号	整数
bonds	ボンド	文字列
dim	演算子の次元	整数のリスト
elements	演算子の非ゼロ要素	文字列
ops	onsite 演算子の識別番号	整数のリスト

name は演算子の名前です。

group は twosites 演算子の識別番号です。

bonds は演算子が作用するサイト対の集合を表す文字列です。3つの整数からなる1行が1つのサイト対を意味します。

- 最初の整数は 始点サイト (source) の番号です。
- あとの2つの整数は source site からみた終点サイト (target) の座標 (dx, dy) です。
 - dx, dy とともに $-3 \leq dx \leq 3$ の範囲に収まる必要があります。

dim は演算子の次元、すなわち作用するサイトの取りうる状態数です。例として、2つの $S = 1/2$ スピンの相互作用の場合は、dim = [2,2] です。

elements は演算子の非ゼロ要素を指定する文字列です。1つの要素は4つの整数と2つの浮動小数点数を空白区切りからなる1つの行からなります。

- 最初の2つは演算子が作用する 前 の source site, target site の状態番号を示します。
- つぎの2つは演算子が作用した 後 の source site, target site の状態番号を示します。
- 最後の2つはそれぞれ演算子の要素の実部と虚部を示します。

ops を使うと observable.onesite で定義した 1 体演算子の直積として 2 体演算子を定義できます。例えば observable.onesite の group=0 として S^z を定義していた場合には、ops = [0,0] として $S_i^z S_j^z$ を表現できます。

elements と ops を同時に定義した場合にはエラー終了します。

例

ここでは具体例として、Lsub=[2,2] の正方格子 S=1/2 ハイゼンベルグ模型のボンドハミルトニアンのエネルギーを求めるため、ハミルトニアン

$$\mathcal{H}_{ij} = S_i^z S_j^z + \frac{1}{2} [S_i^+ S_j^- + S_i^- S_j^+]$$

を 2 体演算子として設定する例を説明します。

まず、名前と識別番号はそれぞれ name = "hamiltonian" と group = 0 としておきます。それぞれのサイトの状態は $|\uparrow\rangle$ と $|\downarrow\rangle$ の 2 状態の重ね合わせとなるため、次元は 2 となり、dim = [2,2] となります。

次にボンドです。サイトは 図 5.7 のように並んでいます。0 番と 1 番をつなぐボンドは、1 番は 0 番から見て (1,0) の位置にあるので 0 1 0 と表現されます。同様に 1 番と 3 番をつなぐボンドは、3 番が 1 番から見て (0,1) の位置にあるので 1 0 1 と表現されます。

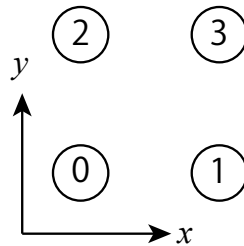


図 5.10: Lsub=[2,2] の正方格子 S=1/2 ハイゼンベルグ模型のサイトの並び順

最後に演算子の要素です。まずはサイトの基底を番号付ける必要がありますが、ここでは $|\uparrow\rangle$ を 0, $|\downarrow\rangle$ を 1 とします。この基底と番号を用いると、例えば対角項の 1 つ $\langle \uparrow_i \uparrow_j | \mathcal{H}_{ij} | \uparrow_i \uparrow_j \rangle = 1/4$ は 0 0 0 0 0.25 0.0 と表現されます。他に、非対角項の 1 つ $\langle \uparrow_i \downarrow_j | \mathcal{H}_{ij} | \downarrow_i \uparrow_j \rangle = 1/2$ は 1 0 0 1 0.5 0.0 と表現されます。

結果として、S=1/2 のハイゼンベルグハミルトニアンは次のように定義されます。

```
[[observable.twosite]]
name = "hamiltonian"
group = 0
dim = [2, 2]
bonds = ""
0 0 1
0 1 0
1 0 1
1 1 0
2 0 1
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```

2 1 0
3 0 1
3 1 0
""
elements = ""
0 0 0 0 0.25 0.0
1 0 1 0 -0.25 0.0
0 1 1 0 0.5 0.0
1 0 0 1 0.5 0.0
0 1 0 1 -0.25 0.0
1 1 1 1 0.25 0.0
""

```

observable.multisite

みつつ以上のサイト上で定義される物理量を示す演算子を定義します。サイトごとの 1 体演算子の直積として定義されます。

名前	説明	型
name	演算子の名前	文字列
group	演算子の識別番号	整数
multisites	サイトの組み合わせ	文字列
ops	onsite 演算子の識別番号	整数のリスト

name は演算子の名前です。

group は multisites 演算子の識別番号です。

multisites は演算子が作用するサイト群の集合を表す文字列です。整数からなる 1 行が 1 つのサイト群を意味します。

- 最初の整数は 始点サイト (source) の番号です。
- のこりの整数は source site からみた他サイト (target) の座標の組 (dx, dy) を並べたものです。
 - N サイトの場合、source_site dx2 dy2 dx3 dy3 ... dxN dyN という形式です。
 - 4×4 の正方形内に収まる必要があります。

ops を用いて observable.onsite で定義した 1 体演算子の直積として演算子を定義します。例えば observable.onsite の group=0 として S^z を定義していた場合には、ops = [0,0,0] として $S_i^z S_j^z S_k^z$ を表現できます。

5.4.4 evolution セクション

simple update, full update で使う (虚) 時間発展演算子を記述します。1 サイトおよび隣接 2 サイトに関する (虚) 時間発展を定義できます。次のようなフィールドを持つ simple, full の 2 つのサブセクションを持ちます。

名前	説明	型
group	演算子のグループ	整数 (0-)
site	site の番号	整数 (0-)
source_site	source site の番号	整数 (0-)
source_leg	source site から見た target site の方向	整数 (0-3)
dimensions	虚時間発展演算子テンソルの次元	整数のリスト
elements	虚時間発展演算子テンソルの非ゼロ要素	文字列

group は時間発展演算子のグループを指定します (省略した場合 0 とみなされます)。parameter.simple_update および parameter.full_update における tau や num_steps で刻み幅やステップ数をリストを用いて複数指定したときに、そのインデックスに対応します。

site は 1 サイト演算子に、source_site と source_leg は 2 サイト演算子に使用します。

source_leg は 0 から 3 までの整数で指定します。-x 方向から順番に時計回りに、0:-x, 1:+y, 2:+x, 3:-y として定義されています。

dimensions は observable の dim と異なり、すべての足の次元を指定する必要があります。足の順番は elements と同様に、source_initial, target_initial, source_final, target_final の順番です。

例

```
[evolution]

# One site
[[evolution.simple]]
site = 0
dimensions = [2, 2]
elements = ""
0 0  1.0012507815756226  0.0
1 1  0.9987507809245809  0.0
""

# Two site
[[evolution.simple]]
source_site = 0
source_leg = 2
dimensions = [2, 2, 2, 2]
elements = ""
0 0 0 0  0.9975031223974601  0.0
1 0 1 0  1.0025156589209967  0.0
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```

0 1 1 0 -0.005012536523536871 0.0
1 0 0 1 -0.005012536523536871 0.0
0 1 0 1 1.0025156589209967 0.0
1 1 1 1 0.9975031223974601 0.0
""""

```

5.4.5 correlation セクション

サイト演算子の相関関数 $C = \langle A(\mathbf{r}_0)B(\mathbf{r}_0 + \mathbf{r}) \rangle$ に関する情報を指定するセクションです。本セクションを省略した場合、相関関数は計算されません。

座標は正方格子 TNS の座標系で測られます。すなわち、右隣のテンソルは $\mathbf{r} = (1, 0)$ で、真上は $\mathbf{r} = (0, 1)$ です。中心座標 \mathbf{r}_0 として、ユニットセル内のすべてのサイトが用いられます。また、 \mathbf{r} は x ないし y 軸に平行な方向に、正の向きにのみ動きます。すなわち、

$$\mathbf{r} = (0, 0), (1, 0), (2, 0), \dots, (r_{\max}, 0), (0, 1), (0, 2), \dots, (0, r_{\max})$$

です。

名前	説明	型
<code>r_max</code>	相関関数の距離 r の最大値	整数
<code>operators</code>	相関関数を測る 1 体演算子 A, B を表す番号	整数のリストのリスト

演算子は `observable.onesite` セクションで指定したものが用いられます。

例

例えば S^z が 0 番で、 S^x が 1 番として定義されている場合、

```

[correlation]
r_max = 5
operators = [[0,0], [0,1], [1,1]]

```

では相関関数 $S^z(0)S^z(r), S^z(0)S^x(r), S^x(0)S^x(r)$ が、 $0 \leq r \leq 5$ の範囲で測定されます。

5.4.6 correlation_length セクション

相関長 ξ の計算に関する情報を指定するセクションです。

名前	説明	型	デフォルト
measure	相関長を測るかどうか	真偽値	false
num_eigvals	計算する転送行列の固有値の数	整数	4
maxdim_dense_e	密行列の対角化手法を用いる最大行列サイズ	整数	200
arnoldi_maxdim	Arnoldi 法で生成する Hessenberg 行列の次元	整数	50
arnoldi_restar	Arnoldi 法のリスタートで生成する初期ベクトルの本数	整数	20
arnoldi_maxite	Arnoldi 法の最大イテレーション回数	整数	1
arnoldi_rtol	Arnoldi 法で目指す相対残差	実数	1e-10

相関長は転送行列の固有値から計算されます。行列サイズが `maxdim_dense_eigensolver` 以下のときには密行列対角化 (`?geev` ルーチン) による対角化を、そうでない場合は Implicit Restart Arnoldi (IRA) 法による対角化を用いて固有値を計算します。

IRA 法では、Arnoldi 過程によって大きさ `arnoldi_maxdim` の Hessenberg 行列を生成し、その固有値を計算します。収束していない場合は、新たに `arnoldi_restartdim` 本の初期ベクトルを作成し、Arnoldi 過程をやり直します (restart)。転送行列の場合は、多くの場合で restart をする必要はありません (`arnoldi_maxiterations` = 1)。

5.5 出力ファイル

各種計算結果は `output` ディレクトリ以下に保存されます。また、入力ファイルとして使ったファイルがコピーされます。

5.5.1 全モード共通

`parameters.dat`

実際に計算に使われたパラメータおよび実行日時が出力されます。

例:

```
simple_num_step = [10]
simple_tau = [0.01]
simple_inverse_lambda_cutoff = 1e-12
simple_gauge_fix = 0
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```
simple_gauge_maxiter = 100
simple_gauge_convergence_epsilon = 0.01

full_num_step = [0]
full_inverse_projector_cutoff = 1e-12
full_inverse_precision = 1e-12
full_convergence_epsilon = 1e-06
full_iteration_max = 100
full_gauge_fix = true
full_fastfullupdate = true

ctm_dimension = 10
ctm_inverse_projector_cutoff = 1e-12
ctm_convergence_epsilon = 1e-06
ctm_iteration_max = 10
ctm_projector_corner = true
use_rsvd = false
rsvd_oversampling_factor = 2
meanfield_env = true

mode = ground state
simple
Lcor = 0
seed = 11
is_real = 0
iszero_tol = 0
measure = 1
tensor_load_dir =
tensor_save_dir = save_tensor
outdir = output

Lsub = [ 2 , 2 ]
skew = 0

start_datetime = 2023-06-08T16:41:50+09:00
```

time.dat

計算時間が出力されます。

例:

```
time simple update = 1.64429
time full update   = 0
time environmment  = 0.741858
time observable    = 0.104487
```

5.5.2 基底状態計算モード**density.dat**

各種演算子のサイトあたりの期待値 (実部と虚部) が出力されます。各演算子の名前 **name** が空だった場合はかわりに演算子番号が出力されます。なお、**Energy** は **site hamiltonian** と **bond hamiltonian** の和です。

例:

```
Energy           = -5.00499902760266346e-01  0.000000000000000000e+00
site hamiltonian = -4.99999945662006270e-04  0.000000000000000000e+00
Sz               =  4.99999945662006284e-01  0.000000000000000000e+00
Sx               =  9.24214061616647275e-05  0.000000000000000000e+00
Sy               = -2.34065881671767322e-06  0.000000000000000000e+00
bond hamiltonian = -4.99999902814604325e-01  2.22346094146706503e-21
SzSz             =  4.99999902814604380e-01 -1.80051315353166456e-21
SxSx             =  1.12631053560300631e-05  6.08792260271591701e-21
SySy             = -1.12817627661272438e-05  4.76468712680822333e-21
```

onsite_obs.dat

onsite 演算子の期待値 $\langle \hat{A}_i^\alpha \rangle = \langle \Psi | \hat{A}_i^\alpha | \Psi \rangle / \langle \Psi | \Psi \rangle$ が出力されます。各行 4 列からなります。

1. 演算子の識別番号 α
2. サイトの番号 i
3. 期待値の実部 $\text{Re}\langle \hat{A}_i^\alpha \rangle$
4. 期待値の虚部 $\text{Im}\langle \hat{A}_i^\alpha \rangle$

補助的な情報として、演算子番号 -1 の量としてノルム $\langle \Psi | \Psi \rangle$ が出力されます。ノルムの虚部が有限に残っている場合、計算になにか問題が起きています。大抵の場合は、CTM のボンド次元が小さすぎるのが原因です。

例:

```
# The meaning of each column is the following:
# $1: op_group
# $2: site_index
# $3: real
# $4: imag
# The names of op_group are the following:
# 0: site hamiltonian
# 1: Sz
# 2: Sx
# 3: Sy
# -1: norm

0 0 -4.99999945520001373e-04 0.0000000000000000e+00
0 1 -4.99999967900088089e-04 0.0000000000000000e+00
0 2 -4.99999894622883147e-04 0.0000000000000000e+00
0 3 -4.99999974605052581e-04 0.0000000000000000e+00
1 0 4.99999945520001376e-01 0.0000000000000000e+00
1 1 4.99999967900088049e-01 0.0000000000000000e+00
1 2 4.99999894622883134e-01 0.0000000000000000e+00
1 3 4.99999974605052522e-01 0.0000000000000000e+00
... Skipped ...
-1 3 1.000000000000000044e+00 0.0000000000000000e+00
```

twosite_obs.dat

twosite 演算子の期待値が出力されます。各行 6 列からなります。

1. twosite 演算子の識別番号
2. source サイトの番号
3. source からみた target の x 変位
4. source からみた target の y 変位
5. 期待値の実部
6. 期待値の虚部

補助的な情報として、演算子番号 -1 の量としてノルム $\langle \Psi | \Psi \rangle$ が出力されます。ノルムの虚部が有限に残っている場合、計算になにか問題が起きています。大抵の場合は、CTM のボンド次元が小さすぎるのが原因です。

例:

```
# The meaning of each column is the following:
# $1: op_group
# $2: source_site
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```
# $3: dx
# $4: dy
# $5: real
# $6: imag
# The names of op_group are the following:
# 0: bond hamiltonian
# 1: SzSz
# 2: SxSx
# 3: SySy
# -1: norm

0 0 0 1 -2.49999925774909121e-01 3.38316768671362694e-21
0 0 1 0 -2.49999967989907063e-01 4.24343236807659553e-22
0 1 0 1 -2.49999972903562101e-01 -2.06825262200104597e-25
0 1 1 0 -2.49999957625646446e-01 2.06789370628128221e-24
0 2 0 1 -2.49999931343147630e-01 3.11801499860976615e-28
0 2 1 0 -2.49999939447834718e-01 1.65429596395607220e-24
... Skipped ...
-1 3 1 0 1.000000000000000067e+00 0.00000000000000000e+00
```

multisite_obs_#.dat

multisite 演算子の期待値が出力されます。ファイル名の # にはサイト数 N が入ります。各行 $4 + 2(N - 1)$ 列からなります。

最初の列は演算子の識別番号です。2 列目は座標の基準となるサイト番号です。基準サイト以外の各サイトの相対座標が 3 列目以降に並びます。最後の 2 列は期待値の実部と虚部です。

correlation.dat

相関関数 $C_i^{\alpha\beta}(x, y) \equiv \langle \hat{A}^\alpha(x_i, y_i) \hat{A}^\beta(x_i + x, y_i + y) \rangle$ が出力されます。各行 7 列から構成されます。

1. 左演算子の識別番号 α
2. 左演算子のサイト番号 i
3. 右演算子の識別番号 β
4. 右演算子の x 方向変位 x
5. 右演算子の y 方向変位 y
6. 演算子の実部 $\text{Re}C$
7. 演算子の虚部 $\text{Im}C$

例:

```
# The meaning of each column is the following:
# $1: left_op
# $2: left_site
# $3: right_op
# $4: right_dx
# $5: right_dy
# $6: real
# $7: imag
# The names of operators are the following:
# 0: site hamiltonian
# 1: Sz
# 2: Sx
# 3: Sy

0 0 0 1 0 2.49999967989907104e-07 4.13416925464657354e-28
0 0 0 2 0 2.49999945695891830e-07 1.73072024142595444e-31
0 0 0 3 0 2.49999957043495557e-07 4.13763356790450496e-28
0 0 0 4 0 2.49999945695775469e-07 1.73075952490150057e-31
0 0 0 5 0 2.49999957043495345e-07 4.13763356791821930e-28
0 0 0 0 1 2.49999925774909026e-07 1.86301555917262858e-31
... Skipped ...
2 3 2 0 5 -2.88769749189292927e-09 5.87563893802673290e-25
```

correlation_length.dat

相関長 ξ が出力されます。各行 3+n 列から構成されます。

1. 向き (0: x, 1: y)
2. x 向きの場合は y 座標、y 向きの場合は x 座標
3. 相関長 $\xi = 1/e_1$

4 列目以降は転送行列の固有値の絶対値の対数 $e_i = -\log |\lambda_i/\lambda_0|$ が出力されます ($i > 0$)。この情報を利用することで相関長のボンド次元依存性を見積もれるかもしれません。詳細は PRX **8**, 041033 (2018) と PRX **8**, 031030 (2018) を参照してください。

例:

```
# The meaning of each column is the following:
# $1: direction 0: +x, 1: +y
# $2: y (dir=0) or x (dir=1) coordinates
# $3: correlation length xi = 1/e_1
# $4-: eigenvalues e_i = -log|t_i/t_0|
#       where i > 0 and t_i is i-th largest eigenvalue of T

0 0 2.18785686529154477e-01 4.57068291744370647e+00 4.57068291744370647e+00 4.
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```

→88102462824739991e+00
0 1 2.20658864940629751e-01 4.53188228022952533e+00 4.53188228022952533e+00 4.
→56359469233104953e+00
1 0 2.23312072254469030e-01 4.47803824443704013e+00 4.47803824443704013e+00 6.
→03413555039678595e+00
1 1 2.00830966658579996e-01 4.97931178960083720e+00 4.97931178960083720e+00 5.
→08813099309339911e+00

```

5.5.3 実時間発展計算モード

TE_density.dat

各種演算子のサイトあたりの期待値 (実部と虚部) が出力されます。各行 4 列から構成されます。

1. 時刻 t
2. 演算子の識別番号 α
3. 期待値の実部 $\text{Re}\langle\hat{A}_i^\alpha\rangle$
4. 期待値の虚部 $\text{Im}\langle\hat{A}_i^\alpha\rangle$

例:

```

# The meaning of each column is the following:
# $1: time
# $2: observable ID
# $3: real
# $4: imag
# The meaning of observable IDs are the following:
# 0: Energy
# 1: site hamiltonian
# 2: Sz
# 3: Sx
# 4: Sy
# 5: bond hamiltonian
# 6: SzSz
# 7: SxSx
# 8: SySy

0.00000000000000000e+00 0 -5.00684745572451129e-01 0.00000000000000000e+00
0.00000000000000000e+00 1 -6.84842757985213292e-04 0.00000000000000000e+00
0.00000000000000000e+00 2 4.99999945661913914e-01 0.00000000000000000e+00
0.00000000000000000e+00 3 9.24214061616496842e-05 0.00000000000000000e+00
... Skipped ...
4.9999999999999993783e+00 8 2.54571641402435656e-01 3.25677610112348483e-17

```

TE_onsite_obs.dat

onsite 演算子の期待値 $\langle \hat{A}_i^\alpha \rangle = \langle \Psi | \hat{A}_i^\alpha | \Psi \rangle / \langle \Psi | \Psi \rangle$ が出力されます。各行 5 列からなります。

1. 時刻 t
2. 演算子の識別番号 α
3. サイトの番号 i
4. 期待値の実部 $\text{Re}\langle \hat{A}_i^\alpha \rangle$
5. 期待値の虚部 $\text{Im}\langle \hat{A}_i^\alpha \rangle$

補助的な情報として、演算子番号 -1 の量としてノルム $\langle \Psi | \Psi \rangle$ が出力されます。ノルムの虚部が有限に残っている場合、計算になにか問題が起きています。大抵の場合は、CTM のボンド次元が小さすぎるのが原因です。

例:

```
# The meaning of each column is the following:
# $1: time
# $2: op_group
# $3: site_index
# $4: real
# $5: imag
# The names of op_group are the following:
# 0: site hamiltonian
# 1: Sz
# 2: Sx
# 3: Sy
# -1: norm

0.0000000000000000e+00 0 0 -6.43318936197596913e-04 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 0 1 -6.73418200262321655e-04 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 0 2 -9.89240026254938282e-04 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 0 3 -4.33393869225996210e-04 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 1 0 4.99999945519898625e-01 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 1 1 4.99999967900020936e-01 0.0000000000000000e+00
0.0000000000000000e+00 1 2 4.9999894622765451e-01 0.0000000000000000e+00
... Skipped ...
4.9999999999993783e+00 -1 3 9.999999999999667e-01 0.0000000000000000e+00
```


TE_twosite_obs.dat

twosite 演算子の期待値が出力されます。各行 7 列からなります。

1. 時刻 t
2. twosite 演算子の識別番号
3. source サイトの番号
4. source からみた target の x 変位
5. source からみた target の y 変位
6. 期待値の実部
7. 期待値の虚部

補助的な情報として、演算子番号 -1 の量としてノルム $\langle \Psi | \Psi \rangle$ が出力されます。ノルムの虚部が有限に残っている場合、計算になにか問題が起きています。大抵の場合は、CTM のボンド次元が小さすぎるのが原因です。

例:

```
# The meaning of each column is the following:
# $1: time
# $2: op_group
# $3: source_site
# $4: dx
# $5: dy
# $6: real
# $7: imag
# The names of op_group are the following:
# 0: bond hamiltonian
# 1: SzSz
# 2: SxSx
# 3: SySy
# -1: norm

0.0000000000000000e+00 0 0 0 1 -2.49999925774803150e-01 -1.01660465821037727e-20
0.0000000000000000e+00 0 0 1 0 -2.49999967989888300e-01 4.23516895582898471e-22
0.0000000000000000e+00 0 1 0 1 -2.49999972903488521e-01 -6.20403358955599675e-25
0.0000000000000000e+00 0 1 1 0 -2.49999957625561042e-01 4.13590865617858526e-25
0.0000000000000000e+00 0 2 0 1 -2.49999931343070220e-01 8.27316466562544801e-25
... Skipped ...
4.99999999999993783e+00 -1 3 1 0 9.9999999999999445e-01 1.38777878078144568e-17
```

TE_multisite_obs_#.dat

multisite 演算子の期待値が出力されます。ファイル名の # にはサイト数 N が入ります。各行 $5 + 2(N - 1)$ 列からなります。

最初の列は時刻 t です。2 列目は演算子の識別番号です。3 列目は座標の基準となるサイト番号です。基準サイト以外の各サイトの相対座標が 4 列目以降に並びます。最後の 2 列は期待値の実部と虚部です。

TE_correlation.dat

相関関数 $C_i^{\alpha\beta}(x, y) \equiv \langle \hat{A}^\alpha(x_i, y_i) \hat{A}^\beta(x_i + x, y_i + y) \rangle$ が出力されます。各行 8 列から構成されます。

1. 時刻 t
2. 左演算子の識別番号 α
3. 左演算子のサイト番号 i
4. 右演算子の識別番号 β
5. 右演算子の x 方向変位 x
6. 右演算子の y 方向変位 y
7. 演算子の実部 $\text{Re}C$
8. 演算子の虚部 $\text{Im}C$

例:

```
# The meaning of each column is the following:
# $1: time
# $2: left_op
# $3: left_site
# $4: right_op
# $5: right_dx
# $6: right_dy
# $7: real
# $8: imag
# The names of operators are the following:
# 0: site hamiltonian
# 1: Sz
# 2: Sx
# 3: Sy

0.0000000000000000e+00 0 0 0 1 0 1.83422488349707711e-04 1.90382762094233524e-20
0.0000000000000000e+00 0 0 0 2 0 8.30943360551218668e-07 -4.19695835411528090e-23
0.0000000000000000e+00 0 0 0 3 0 4.12158436385765748e-07 -1.04903226091485958e-23
0.0000000000000000e+00 0 0 0 4 0 4.13819451426396547e-07 1.74438421668770658e-23
0.0000000000000000e+00 0 0 0 5 0 4.33224506806043380e-07 -8.71850465073480394e-24
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```
... Skipped ...
4.9999999999999993783e+00 2 3 2 0 5 3.96301355731331212e-02 -1.37659660157453792e-18
```

TE_correlation_length.dat

相関長 ξ が出力されます。各行 4+n 列から構成されます。

1. 時刻 t
2. 向き (0: x , 1: y)
3. x 向きの場合は y 座標、 y 向きの場合は x 座標
4. 相関長 $\xi = 1/e_1$

5 列目以降は転送行列の固有値の絶対値の対数 $e_i = -\log |\lambda_i/\lambda_0|$ が出力されます ($i > 0$)。この情報を利用して相関長のボンド次元依存性を見積もれるかもしれません。詳細は PRX **8**, 041033 (2018) と PRX **8**, 031030 (2018) を参照してください。

例:

```
# The meaning of each column is the following:
# $1: time
# $2: direction 0: +x, 1: +y
# $3: y (dir=0) or x (dir=1) coordinates
# $4: correlation length xi = 1/e_1
# $5-: eigenvalues e_i = -log|t_i/t_0|
#       where i > 0 and t_i is i-th largest eigenvalue of T

0.000000000000000000e+00 0 0 2.18785686529220424e-01 4.57068291744232891e+00 4.
→57068291744232891e+00 4.88102462824919758e+00
0.000000000000000000e+00 0 1 2.20658864940612931e-01 4.53188228022987083e+00 4.
→53188228022987083e+00 4.56359469232955917e+00
0.000000000000000000e+00 1 0 2.23312072254560540e-01 4.47803824443520515e+00 4.
→47803824443520515e+00 6.03413555040836602e+00
0.000000000000000000e+00 1 1 2.00830966658709920e-01 4.97931178959761578e+00 4.
→97931178959761667e+00 5.08813099310449513e+00
9.99999999999999917e-02 0 0 2.02379048126702904e-01 4.94122296382149528e+00 4.
→94122296382149617e+00 6.74309974506451315e+00
9.99999999999999917e-02 0 1 2.20416567580991346e-01 4.53686404327366777e+00 4.
→53686404327366777e+00 6.18101616573088020e+00
9.99999999999999917e-02 1 0 2.12137154053103655e-01 4.71393143960851368e+00 4.
→71393143960851368e+00 7.17220113786375002e+00
9.99999999999999917e-02 1 1 1.90367314703518503e-01 5.25300260476656966e+00 5.
→25300260476656966e+00 7.61893825410630487e+00
2.000000000000000039e-01 0 0 1.96835348300227503e-01 5.08038829730281805e+00 5.
```

(次のページに続く)

(前のページからの続き)

```

→08038829730281805e+00 7.35176717846311778e+00
2.000000000000000039e-01 0 1 2.02355022722768896e-01 4.94180963014702801e+00 4.
→94180963014702801e+00 6.57691315725687975e+00
2.000000000000000039e-01 1 0 2.05314677188187883e-01 4.87057239986509760e+00 4.
→87057239986509760e+00 7.90951918842309798e+00
2.000000000000000039e-01 1 1 1.63323696507474692e-01 6.12281023136305169e+00 6.
→12281023136305169e+00 7.83104916294462416e+00
... Skipped ...
4.9999999999999993783e+00 1 1 4.61585992965019176e-01 2.16644355600232430e+00 2.
→16644355600232430e+00 2.29497956495965427e+00

```

5.5.4 有限温度計算モード

実時間発展計算モードと同様のファイルが出力されます。ファイル名の先頭が `TE_` のかわりに `FT_` になっていることと、1 列目が時間 t ではなく逆温度 $\beta = 1/T$ になっていることが異なります。

と表せます。ここで、同じ色のテンソルは、同じ要素を持つテンソルです。

TeNeS では、2次元の無限に広がったテンソル積状態 (infinite tensor product states (iTNS)) を取り扱います。この iTNS は iMPS の高次元への自然な拡張になっています。TeNeS では、並進対称性をもった正方格子テンソルネットワークを仮定しており、ダイアグラムでは、

$$\Psi^{\text{iTNS}} = \dots \text{ (diagram of a 2D iTNS lattice) } \dots$$

$$T_{ijkl}[s] = \text{ (diagram of a tensor with four legs labeled } i, j, k, l \text{ and a vertical leg labeled } s \text{) }$$

のように描けます。TeNeS ではこの iTNS を用いて、2次元量子多体系の基底状態を近似的に計算します。なお、正方格子テンソルネットワークは、正方格子模型だけでなく、適切なマッピングにより、ハニカム格子模型、三角格子模型など様々な2次元格子模型に適用できます。

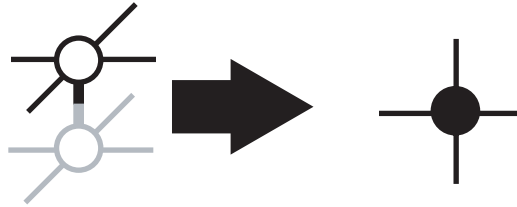
6.2 iTNS の縮約

ある TNS が与えられた時に、その TNS での期待値、 $\langle \Psi | O | \Psi \rangle / \langle \Psi | \Psi \rangle$ を計算するためには、一般に、 $\langle \Psi | O | \Psi \rangle$ と $\langle \Psi | \Psi \rangle$ という二つの量に対応するテンソルネットワークの縮約計算が必要になります。例えば、 $\langle \Psi | \Psi \rangle$ に対応するテンソルネットワークは

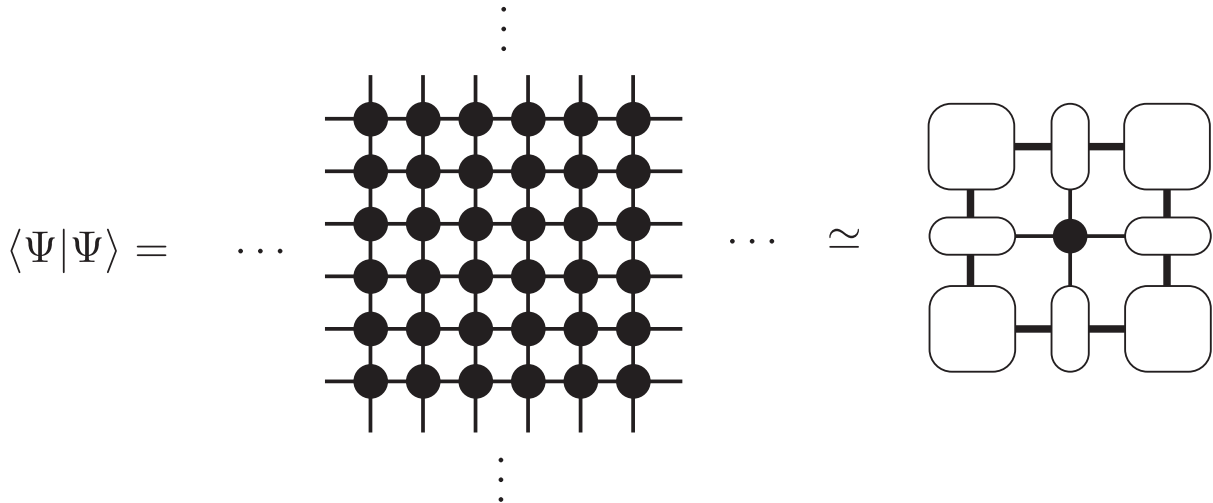
$$\langle \Psi | \Psi \rangle = \dots \text{ (diagram of a 2D iTNS lattice with two overlapping networks) } \dots$$

で与えられます。この形のテンソルネットワークは、しばしば、ダブルレイヤー（double layered）テンソルネットワークと呼ばれます。ダブルレイヤーテンソルネットワークの縮約計算は、通常、非常に大きな計算コストが必要です。MPS（や iMPS）の場合には、幸いにも、局所的なテンソルで構成される転送行列を考えることなどによって、効率的に計算することができます。しかし、TPS（や iTPS）の場合、厳密な縮約計算は小さいクラスター（又は小さい半径の無限シリンダー）を除いてほぼ不可能で、通常、近似的な縮約計算法を用います。TeNeS では、角転送行列繰り込み群法（corner transfer matrix renormalization group (CTMRG) [*CTMRG*] と呼ばれる、無限に広がったダブルレイヤーテンソルネットワークを **角転送行列** と **エッジテンソル** を用いて近似する方法を採用しています。

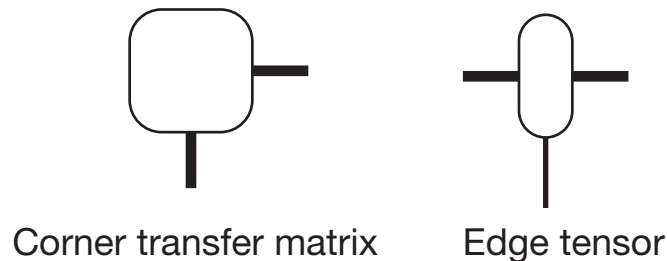
ダブルレイヤーテンソルネットワークを局所的に縮約したテンソル



を使って単純化すると、角転送行列表現に対応するテンソルネットワークダイアグラムは、

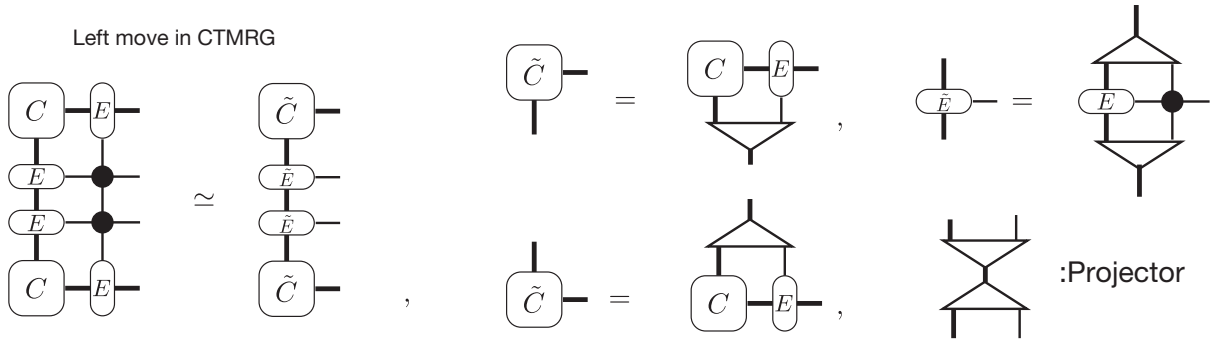


と表されます。角転送行列とエッジテンソルは、



のように定義されています。角転送行列表現の精度は、ダイアグラム中で太線で表現した、角転送行列のボンド次元 χ によって制限されます。

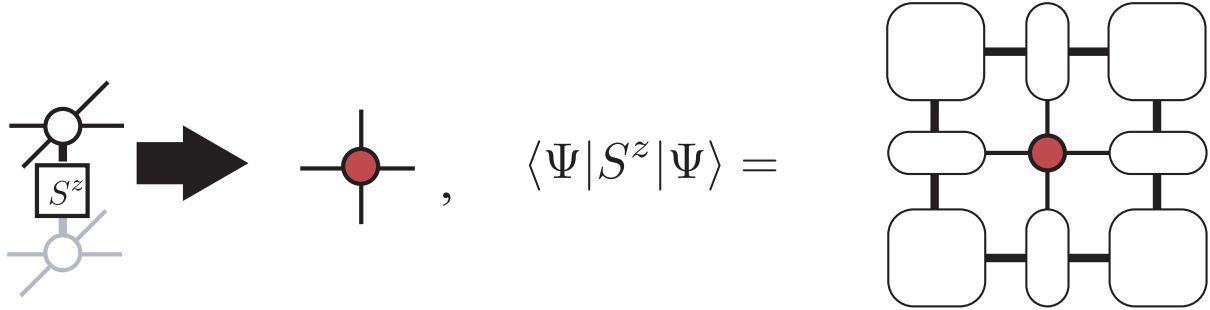
CTMRG のアルゴリズムでは、角転送行列とエッジテンソルに局所的なテンソルを **吸収** していくことでそれらをアップデートし、結果が収束するまで繰り返します。例えば、*left move* と呼ばれる吸収手続きは、ダイアグラムでは



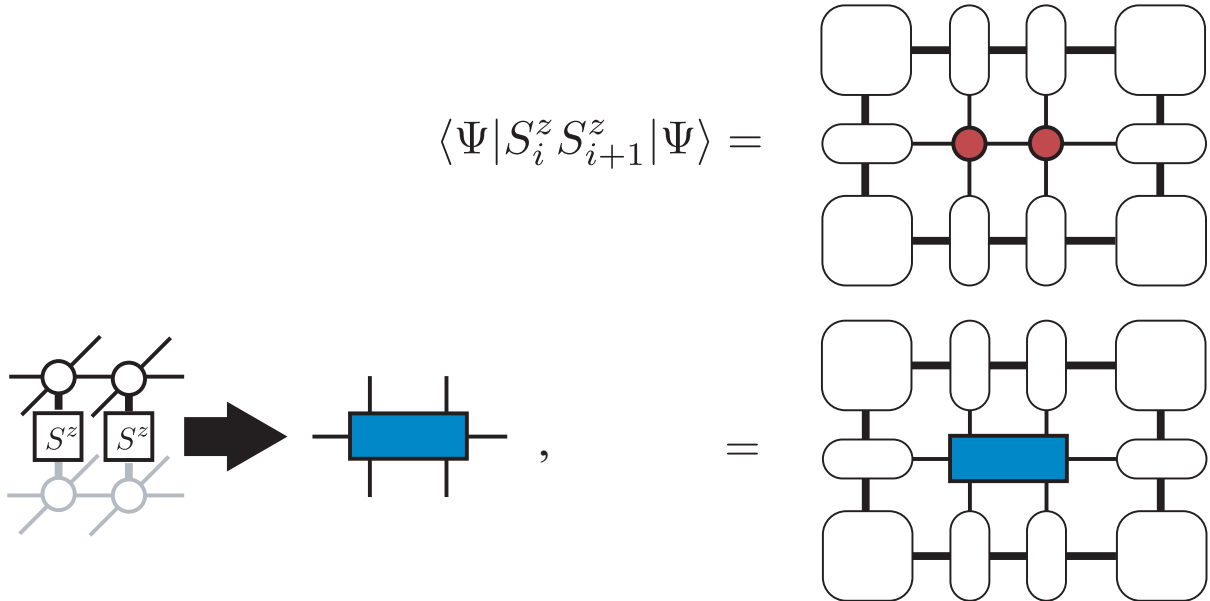
と表されます。このダイアグラムに現れる **プロジェクター** は、いくつかの方法で計算することができ [\[CTMRG\]](#)、自由度を χ に減らす働きをします。

ボンド次元 D の iTPS を用いて、ボンド次元 χ の角転送行列表現を考える場合、CTMRG の計算コストは、 $O(\chi^2 D^6)$ と $O(\chi^3 D^4)$ の大きな方でスケールします。ここで、ダブルレイヤーテンソルネットワークのボンド次元は、局所縮約したテンソルを用いる表現では、 D^2 になっていることに注意してください。このため、通常、 χ は $\chi \propto O(D^2)$ のように D^2 に比例して増やします。この条件では、CTMRG の計算コストは $O(D^{10})$ になり、メモリ量は $O(D^8)$ になります。なお、ここで述べた計算コストを得るためには、疎行列の特異値分解 (SVD) を用いる必要があります、代わりに、密行列の SVD を用いる場合、計算コストは $O(D^{12})$ となります。

いったん収束した角転送行列とエッジテンソルを得れば、 $\langle \Psi | O | \Psi \rangle$ も効率的に計算することができます。例えば、局所磁化 $\langle \Psi | S_i^z | \Psi \rangle$ は、



のように表わされ、同様に最近接相関 $\langle \Psi | S_i^z S_{i+1}^z | \Psi \rangle$ は



と表現することができます。また、ダイアグラムの 2 番目の表記を用いることで、任意の 2 サイト演算子の期待値も計算できることがわかります。このようなダイアグラムを任意の演算子に対して描くことは可能ですが、クラスターが大きくなるとその縮約計算に必要となる計算コストが莫大になることに注意してください。

6.3 iTPS の最適化

iTPS を基底状態の変分波動関数として用いる場合、iTPS が最小のエネルギー期待値

$$E = \frac{\langle \Psi | \mathcal{H} | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle},$$

を与えるように、テンソルを最適化する必要があります。ここで、 \mathcal{H} は対象系のハミルトニアンを表しています。TeNeS では、虚時間発展 (the imaginary evolution (ITE)) 法と変分最適化 (the variational optimization) 法という二つの手法のうち、前者の ITE を採用しています。TeNeS では、iTPS の範囲での近似的な虚時間発展

$$|\Psi^{\text{iTPS}}\rangle \simeq e^{-T\mathcal{H}}|\Psi_0\rangle,$$

を考えます。ここで、 $|\Psi_0\rangle$ は任意の初期 iTPS です。もし、 T が十分に大きければ、左辺の $|\Psi^{\text{iTPS}}\rangle$ は基底状態の良い近似になっていると考えることができます。

TeNeS では、ハミルトニアンは短距離の二体相互作用の和で

$$\mathcal{H} = \sum_{\{(i,j)\}} H_{ij},$$

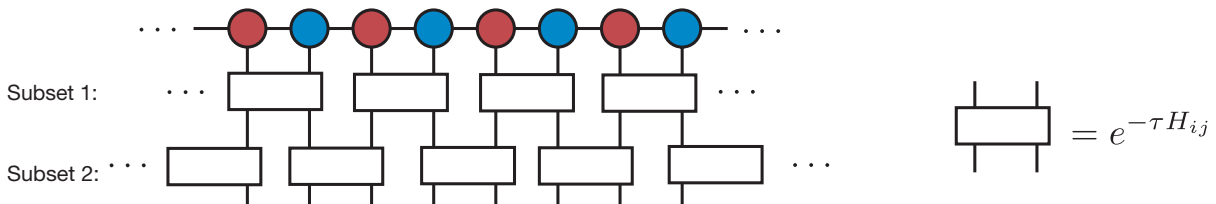
のように表されていると仮定し、小さな時間刻み τ の虚時間発展演算子に対して Suzuki-Trotter 分解

$$e^{-\tau\mathcal{H}} = \prod_{\{(i,j)\}} e^{-\tau H_{ij}} + O(\tau^2).$$

を適用します。ここでは、一次の近似を考えましたが、より高次の分解を考えることもできます。Suzuki-Trotter 分解の形を用いることで、虚時間発展は

$$e^{-T\mathcal{H}}|\Psi_0\rangle = \left(\prod_{\{(i,j)\}} e^{-\tau H_{ij}} \right)^{N_\tau} |\Psi_0\rangle + O(\tau),$$

のように書き下すことができます。ここで、 $N_\tau = T/\tau$ は十分に小さな τ での虚時間発展のステップ数です。この式の右辺を計算するために、 $\prod_{\{(i,j)\}}$ の積をいくつかの部分集合に分解します。それぞれの部分集合内では、(局所的な) 虚時間発展演算子はお互いに交換し、考えている iTPS と同じ並進対称性を持っているとします。例えば、2 サイトの iMPS で、1 元系の最近接相互作用ハミルトニアンを考えた場合、二つの部分集合を用いて、

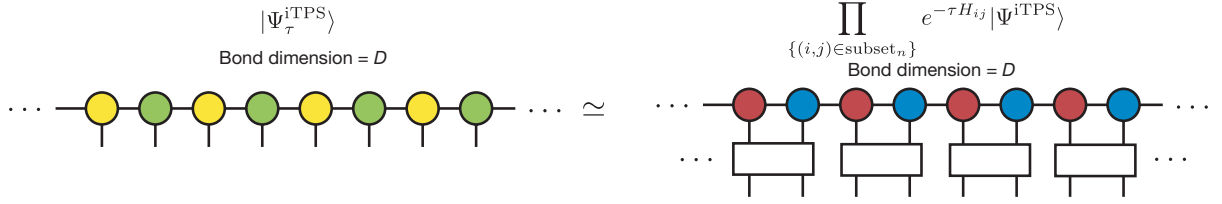


のように虚時間発展を分解することができます。

次に、それぞれの虚時間発展演算子の部分集合を適用した波動関数を、ボンド次元 D : の新しい iTPS として

$$|\Psi_\tau^{\text{iTPS}}\rangle \simeq \prod_{\{(i,j) \in \text{subset}_n\}} e^{-\tau H_{ij}} |\Psi^{\text{iTPS}}\rangle,$$

のように近似します。ここで $\prod_{\{(i,j) \in \text{subset}_n\}}$ は n 番目の部分集合内の演算子の積を表し、 $|\Psi_\tau^{\text{iTPS}}\rangle$ は新しい iTPS です。ダイアグラムを用いるとこの式は、



のように表現できます。一般に、 $e^{-\tau H_{ij}}$ をかけることで 厳密な iTPS 表現のボンド次元は増大してしまうことに注意してください。したがって、虚時間発展のシミュレーションを安定して継続するためには、ボンド次元をある一定値 D まで毎回打ち切る (*truncate*) 必要があります。

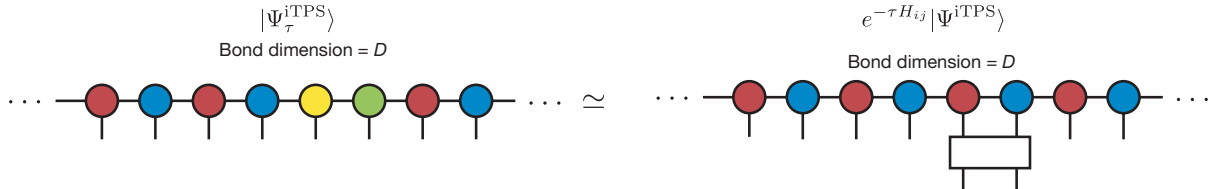
素朴には、効率的な打ち切りは、最小化問題

$$\min \left\| |\Psi_\tau^{\text{iTPS}}\rangle - \prod_{\{(i,j) \in \text{subset}_n\}} e^{-\tau H_{ij}} |\Psi^{\text{iTPS}}\rangle \right\|^2$$

を解くことで行えます。しかし、この最小化問題を解く計算コストは、主に iTPS の並進対称性で問題が非線形問題になっているために、非常に膨大になってしまいます。そこで、通常は、代わりの問題として、局所的な一つの虚時間発展演算子だけを適用して、それを近似する iTPS $|\Psi_\tau^{\text{iTPS}}\rangle$ を探す問題を考えます。ここで、新しい iTPS では、元の $|\Psi^{\text{iTPS}}\rangle$ と比較して、数個のテンソルだけが変更されています。この局所的な最小化問題は

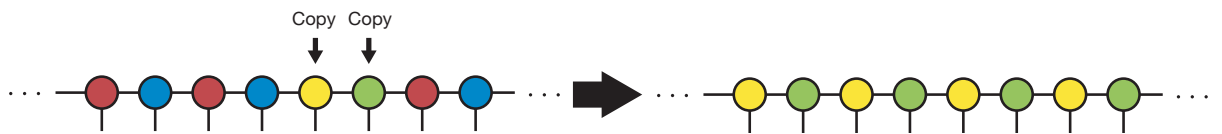
$$\min \left\| |\Psi_\tau^{\text{iTPS}}\rangle - e^{-\tau H_{ij}} |\Psi^{\text{iTPS}}\rangle \right\|^2$$

と書くことができます。一次元の最近接相互作用の場合、この最小化問題に対応するダイアグラムは、



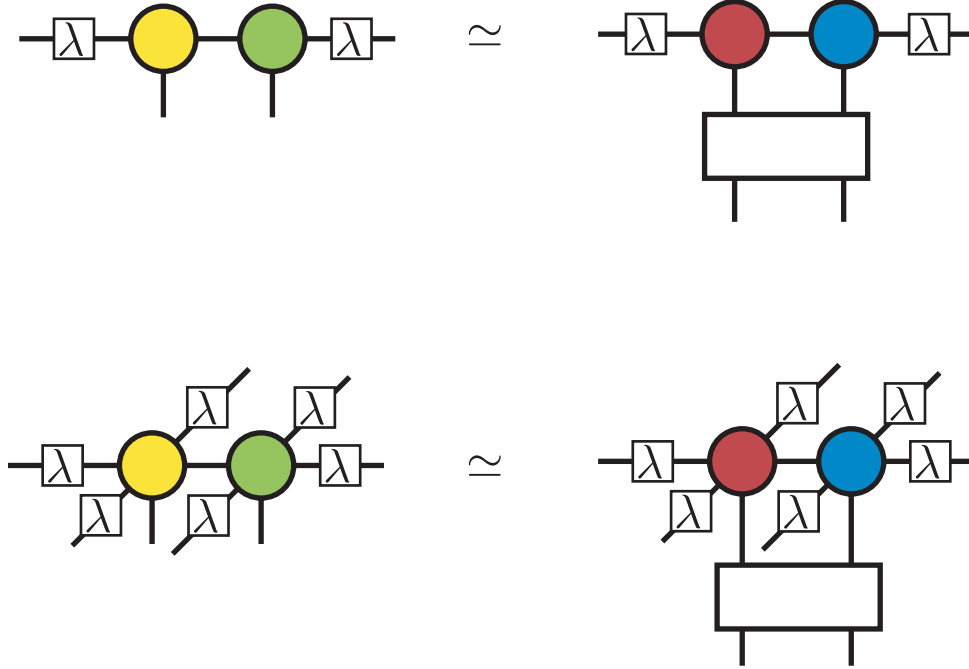
で与えられます。

差の二乗ノルム $\left\| |\Psi_\tau^{\text{iTPS}}\rangle - e^{-\tau H_{ij}} |\Psi^{\text{iTPS}}\rangle \right\|^2$ は、例えば CTMRG 等を使うことで効率的に計算できるため、この最適化問題は簡単に解くことができます [ITE]。ここで新しく得られる iTPS は並進対称性を破っていますが、アップデートされたテンソルを他の場所に コピー することで、並進対称な iTPS を作ることができます。



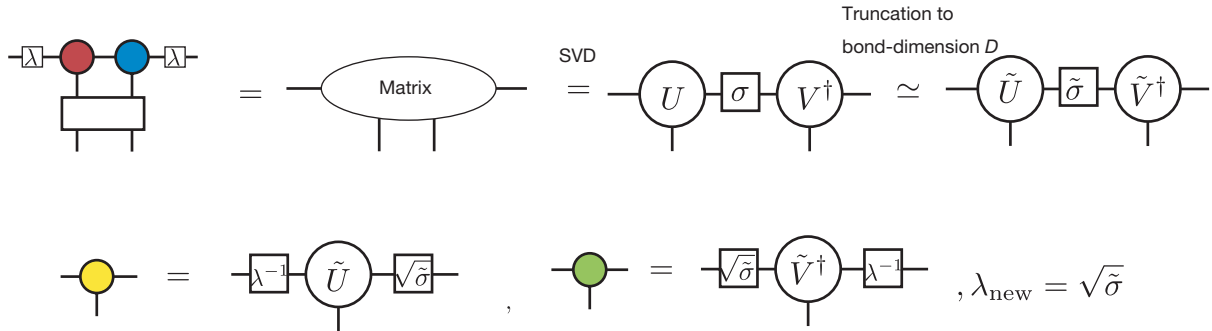
この iTPS は元の最小化問題の近似解だと考えることができます。このような虚時間発展の方法は、*full update* 法と呼ばれます。full update 法の計算の大部分は CTMRG であり、SVD の方法に応じて、計算コストは $O(D^{10})$ または $O(D^{12})$ でスケールします。

Simple update 法は虚時間発展を用いた、より計算コストの小さい最適化手法です。Simple update 法では、CTMRG による重い計算を避けるために、波動関数全体ではなく、局所的なテンソルネットワークを考えます [SimpleUpdate]。例えば 最近接相互作用の場合には、以下のような局所的な最適化問題を考えます。



λ : Non-negative diagonal matrix

このダイアグラムでは、 λ_i は非負の対角行列を表していて、これはボンド i の先にある無視した環境を表わす平均場だと考えることができます。 λ_i の具体的な定義は後で与えられます。このダイアグラムが表わす最適化問題は、テンソル二つと虚時間発展演算子一つが一体となった行列の低ランク近似と見做すことができるため、SVD を用いて解くことができます。この手続きは、ダイアグラムを用いて、



と表すことができます。計算途中の SVD で出てきた行列の特異値は、次のステップでの平均場 λ として利用されます。Simple update 法の計算コストは、行列を構成する前に QR 分解を行うことで、 $O(D^5)$ になります [QR]。したがって、simple update 法は full update 法よりもずっと計算コストが軽くなっています。

ただし、simple update 法は full update 法よりも計算コストが小さいですが、simple update 法は初期状態依存性が強く、また、最終結果の局所磁化の大きさを過剰評価する問題が知られています。したがって、未知の問題に適用する場合には、得られた結果を慎重に検証する必要があります。

6.4 iTPS を用いた実時間発展

基底状態を計算する際に用いた虚時間発展のアルゴリズム、simple update 法や full update 法を用いて、量子状態の実時間発展を計算することもできます。TeNeS では、虚時間発展の場合と同様に、時刻 t における量子状態

$$|\Psi(t)\rangle = e^{-it\mathcal{H}}|\Psi_0\rangle,$$

を iTPS で近似することで、近似的な時間発展を計算できます。虚時間発展と実時間発展の違いは、指数関数の肩にあるハミルトニアン \mathcal{H} の係数が $-\tau$ か $-it$ かだけの違いですので、実時間発展でも、Suzuki-Trotter 分解を適用することで、虚時間発展で用いたのと全く同じ simple update 法と full update 法を用いて、近似的な時間発展を計算できます。

iTPS（および、その他のテンソルネットワーク状態）を用いた実時間発展は、基底状態の計算に虚時間発展を用いる場合と、以下の二つの点で大きく異なっています。

一つの大きな違いは、対象となる量子状態の量子エンタングルメントの大きさです。虚時間発展では、時間発展が進むにつれて基底状態に向かうため、計算の過程で、量子状態の量子エンタングルメントが極端に大きくなることはなく、iTPS での記述が破綻する可能性が低いですが、実時間発展では、典型的には（初期状態の iTPS がハミルトニアンの固有状態である場合を除いて）、時間発展とともに量子エンタングルメントが増大します。そのため、iTPS での近似精度を保つには、長時間になればなるほど、iTPS のボンド次元を大きくしなくてはなりません。もちろん、ボンド次元を大きくするとその分計算コストが増大しますので、現実的な計算資源の範囲では、iTPS を用いて実時間発展を精度よく近似できるのは、短時間に限定されます。適用可能な時間範囲はモデルに依存しますが、例えばスピンモデルでは、相互作用の典型的な大きさ J に対して、 $t = O(1/J)$ 程度の時間が限界になることが多いです。

もう一つの違いは、再現したい物理現象の特徴です。虚時間発展を基底状態の計算に用いる場合には、十分に長い虚時間発展を行った後に、最終的に基底状態に到達できていれば良いので、途中の量子状態が、正しい虚時間発展の経路から多少ずれていても、大きな問題は生じません。一方で、実時間発展を行う場合には、最終状態だけでなく、量子状態の時間発展そのものに興味があることが多いと思われます。時間発展の経路を精度よく近似するためには、iTPS のボンド次元を大きくするだけでなく、Suzuki-Trotter 分解での時間刻み δt も十分に小さくする必要があります。また、状況に応じて、高次の Suzuki-Trotter 分解を用いた方が効率的な場合もあります。TeNeS では、最終的に tenes に入力する入力ファイルの `evolution` セクションを編集することで、高次の Suzuki-Trotter 分解に対応することができます。

6.5 有限温度状態の表現

ここまでは、量子多体系の純粋状態 $|\Psi\rangle$ を対象としたテンソルネットワーク表現を考えていましたが、同様の考えで、有限温度に対応する混合状態

$$\rho(\beta) = \frac{e^{-\beta\mathcal{H}}}{\text{Tr}e^{-\beta\mathcal{H}}}$$

のテンソルネットワーク表現を考えることもできます。ここで、 β は温度 T に対応する逆温度 $\beta = 1/T$ を表しています。

純粋状態の時と同様に、 N 個の $S = 1/2$ 量子スピン系を例に考えると、有限温度の混合状態は

$$\rho(\beta) = \sum_{s_i=\uparrow,\downarrow, s'_i=\uparrow,\downarrow} (\rho(\beta))_{s_1, s_2, \dots, s_N}^{s'_1, s'_2, \dots, s'_N} |s'_1, s'_2, \dots, s'_N\rangle \langle s_1, s_2, \dots, s_N|$$

と表すことができます。この展開係数 $(\rho(\beta))_{s_1, s_2, \dots, s_N}^{s'_1, s'_2, \dots, s'_N}$ のテンソルネットワークによる表現は、例えば、MPS を行列（演算子）に一般化した、行列積演算子（Matrix Product Operator(MPO)）を用いて、

$$(\rho^{\text{MPO}}(\beta))_{s_1, s_2, \dots, s_N}^{s'_1, s'_2, \dots, s'_N} = T^{(1)}[s_1, s'_1] T^{(2)}[s_2, s'_2] \cdots T^{(N)}[s_N, s'_N]$$

で表すことができ、対応するダイアグラムは

$$\rho^{\text{MPO}} = \text{---} \bigcirc \text{---} \bigcirc \text{---} \bigcirc \text{---} \bigcirc \text{---} \bigcirc \text{---} \bigcirc \text{---} \bigcirc \text{---}$$

$$T_{ij}[s, s'] = \begin{array}{c} s' \\ | \\ i \text{---} \bigcirc \text{---} j \\ | \\ s \end{array}$$

のように書くことができます。純粋状態の場合と同様に、並進対称性がある混合状態に対しては、同じテンソルを無限に繰り返す iMPO により、無限系の状態を表すこともでき、例えば、1 次元的な 2 サイトの並進対称性を持つ状態では、対応する iMPO のダイアグラムは

[illegible]

のようになります。

TeNeS では、混合状態の表現として、二次元の無限に広がったテンソル積演算子 (infinite tensor product operator (iIPO)) を取り扱い [\[TPO\]](#)、特に、並進対称性を持った正方格子型のネットワークを仮定します。この場合、iIPO のダイアグラムは、

$$\rho^{\text{iTPO}} = \dots \text{ [Diagram of a triangular lattice of vertices] } \dots$$

$$T_{ijkl}[s, s'] = \text{ [Diagram of a vertex with six edges labeled } i, j, k, l, s, s' \text{]}$$

と書くことができます。

TeNeS では、有限温度の混合状態 $\rho(\beta)$ を、温度無限大に対応する $\rho(\beta = 0)$ を初期状態とした虚時間発展

$$\rho(\beta) = e^{-\frac{\beta}{2}\mathcal{H}}\rho(0)e^{-\frac{\beta}{2}\mathcal{H}/2}$$

を用いて計算します。ここで、温度無限大では、密度行列は単位行列になっていることに注意してください。この性質から、例えば、温度無限大の状態の iMPO 表現は、局所的な単位行列のテンソル積になり、ダイアグラムでは、

$$\rho^{\text{iMPO}}(0) = \cdots \begin{array}{|c|} \hline \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \\ \hline \end{array} \begin{array}{|c|} \hline \\ \hline \end{array} \cdots$$

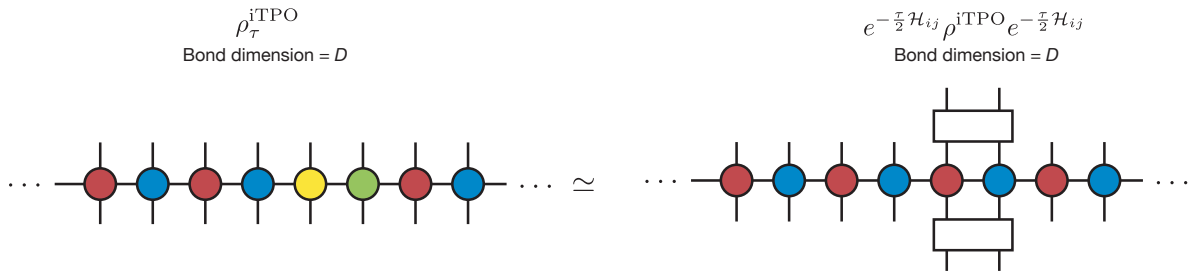
のように、単位行列に対応する"線"が並ぶことになります。

TeNeS では、混合状態に対する虚時間発展を、純粋状態での虚時間発展の単純な拡張として、iTPO の範囲内での近似的な虚時間発展として計算します。混合状態の場合での計算には、純粋状態の場合に用いた虚時間発展演算子の Suzuki-Trotter 分解や simple update 法, full update 法をほぼ、そのままの形で適用することができます (TeNeS では現時点で、simple update 法のみをサポートしています)。

混合状態の場合に解く局所的な最小化問題は

$$\min \left\| \rho_{\tau}^{\text{iTPO}} - e^{-\frac{\tau}{2}\mathcal{H}_{ij}/2} \rho^{\text{iTPO}} e^{-\frac{\tau}{2}\mathcal{H}_{ij}} \right\|^2$$

の形で記述でき、対応するダイアグラムは、(見やすさを考えて、iMPO の形で描くと)

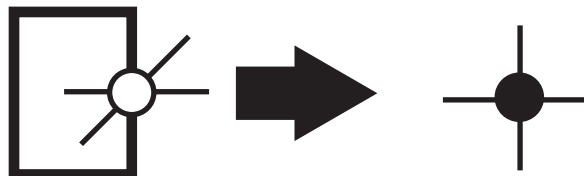


になります。

iTPO を用いた有限温度状態の計算と、iTPO を用いた純粋状態の計算における、アルゴリズム上の一番大きな違いは、期待値計算に現れるテンソルネットワークになります。混合状態 ρ が与えられた際の物理量 O の期待値は、

$$\langle O \rangle_{\rho} = \frac{\text{Tr}(\rho O)}{\text{Tr} \rho}$$

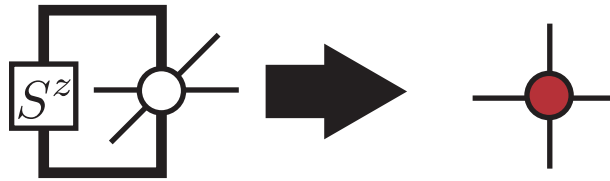
で計算されますが、Tr は、iTPO の対応する上下の足をつなぐことに相当するので、iTPO の局所的な上下の足をつなげたテンソル



を用いると、例えば、分母の $\text{Tr} \rho$ は、純粋状態の期待値計算で現れた二次元正方格子のダイアグラムと同一の構造になり、角転送行列表現と CTMRG を用いた近似計算が可能になります。

ボンド次元 D の iTPO を用いて、ボンド次元 χ 角転送行列表現を考える場合の CTMRG 計算コストは、 $O(\chi^2 D^4)$ と $O(\chi^3 D^3)$ の大きな方でスケールします。この計算量は、同じボンド次元 D の純粋状態に対する CTMRG と比べて小さくなっていますが、違いの原因は、黒丸で示したテンソルのボンド次元が、純粋状態の計算では D^2 になっている一方で、混合状態の場合には D のままであることです。この違いに対応して、角転送行列表現のボンド次元 χ も、純粋状態とは異なり、 $\chi \propto O(D)$ のように D に比例して増やせば良いことになります。この条件の下では、CTMRG の計算コストは $O(D^6)$ になり、必要なメモリ量は $O(D^4)$ になります。このように、同じ D iTPS と比べて、iTPO による有限温度計算の計算コストは大幅に小さいため、有限温度計算では基底状態の計算よりも大きなボンド次元 D を用いた計算が可能です。

純粋状態の場合と同様に、一旦、収束した角転送行列とエッジテンソルを計算することができれば、 $\text{Tr}(\rho O)$ も、純粋状態の場合と同様に効率的に計算できます。例えば、局所磁化 $\text{Tr}(\rho S_i^z)$ の場合は、演算子を含んだテンソルを



のように定義することで、純粋状態の $\langle \Psi | S_i^z | \Psi \rangle$ と同じダイアグラムで計算することができます。

最後に、iTPO による近似の欠点について触れておきます。混合状態の密度行列は、エルミートであり、また、その固有値は非負になっている、半正定値行列です。一方で、iTPO で密度行列を近似した場合、この半正定値性は保証されないため、iTPO で近似した密度行列から計算した物理量では、例えば、エネルギーが基底状態エネルギーよりも低くなったりするなどといった、非物理的な振る舞いが見られることがあります。これは、iTPO 表現の問題であるため、期待値を計算する際の CTMRG の精度をボンド次元 χ を増大することで改善しても回避することができません。物理的な振る舞いを回復するには、iTPO のボンド次元 D を増やして、密度行列の近似精度を上げる必要があります。

このような非物理的な振る舞いを避ける別の表現として、密度行列の純粋状態化 (Purification) を用いて、純粋状態化された密度行列を、iTPO で表現する手法も提案されています [Purification]。ただし、この場合には、期待値計算の際に現れるダイアグラムが、純粋状態の場合と同様にダブルレイヤー構造となるため、計算量が大きくなり、扱えるボンド次元 D が直接的な iTPO 表現よりも小さくなってしまいます。

参考文献

[TNS] R. Orús, *A practical introduction to tensor networks: Matrix product states and projected entangled pair states*, Annals. of Physics **349**, 117 (2014). [link](#); R. Orús, *Tensor networks for complex quantum systems*, Nature Review Physics **1**, 538 (2019). [link](#); 西野友年、大久保毅 テンソルネットワーク形式の進展と応用, 日本物理学会誌 **72**, 702 (2017). [link](#); 大久保毅 テンソルネットワークによる情報圧縮とフラストレート磁性体への応用, 物性研究・電子版 **7**, 072209 (2018) [link](#).

[MPS] U. Schollwöck, *The density-matrix renormalization group in the age of matrix product states*, Annals. of Physics **326**, 96 (2011). [link](#)

[CTMRG] T. Nishino and K. Okunishi, *Corner Transfer Matrix Renormalization Group Method*, J. Phys. Soc. Jpn. **65**, 891 (1996).; R. Orús and G. Vidal, *Simulation of two-dimensional quantum systems on an infinite lattice revisited: Corner transfer matrix for tensor contraction*, Phys. Rev. B **80**, 094403 (2009). [link](#) ; P. Corboz *et al.*, *Competing States in the t-J Model: Uniform d-Wave State versus Stripe State*, Phys. Rev. Lett. **113**, 046402 (2014). [link](#)

[ITE] J. Jordan *et al.*, *Classical Simulation of Infinite-Size Quantum Lattice Systems in Two Spatial Dimensions*, Phys. Rev. Lett. **101**, 250602, (2008). [link](#); R. Orús and G. Vidal, *Simulation of two-dimensional quantum systems on an infinite lattice revisited: Corner transfer matrix for tensor contraction*, Phys. Rev. B **80**, 094403 (2009). [link](#)

[SimpleUpdate] H. G. Jiang *et al.*, *Accurate Determination of Tensor Network State of Quantum Lattice Models in Two Dimensions*, Phys. Rev. Lett. **101**, 090603 (2008). [link](#)

[QR] L. Wang *et al.*, *Monte Carlo simulation with tensor network states*, Phys. Rev. B **83**, 134421 (2011). [link](#)

[TPO] A. Kshetrimayum, M. Rizzi, J. Eisert, and R. Orús, *Tensor Network Annealing Algorithm for Two-Dimensional Thermal States*, Phys. Rev. Lett. **122**, 070502 (2019). [link](#)

[Purification] P. Czarnik, J. Dziarmaga, and P. Corboz, *Time evolution of an infinite projected entangled pair state: An efficient algorithm*, Phys. Rev. B **99**, 035115 (2019). [link](#); P. Czarnik and J. Dziarmaga, *Time evolution of an infinite projected entangled pair state: An algorithm from first principles*, Phys. Rev. B **98**, 045110 (2018). [link](#)

第7章 FAQ

ここでは, TeNeS の利用にあたりよく寄せられる質問について, 回答と一緒に紹介します.

Q1. full update の回数はどのようにとればいいですか？

A1. full update を行うことで、計算精度が上がりますが、計算に時間がかかるようになります。full update の回数は計算機の性能やボンド次元、必要な計算精度の兼ね合いによって決めるとよいでしょう。様子を見るために、はじめは simple update だけを行ってみるのも一つの方法です。また、full update の前に simple update を行い基底状態に近づいていると、full update を効率的に行うことができます。ただし、複雑な量子状態（スピン液体など）で、simple update では正しい基底状態に近づけない場合には、初期から full update を行う必要があります。

Q2. simple update の回数はどのようにとればいいですか？

A2. simple update の回数を徐々に増やしていくと基底状態に近づくはずですが、回数が多ければよいというものでもなく、ボンド次元が小さいと update の途中で計算精度が悪くなってしまう場合もあります。計算がうまくいっているかどうかは、基底状態のエネルギーを simple update の回数を変えてプロットしてみるとわかります。update の回数を増やしてエネルギーが最小になったところを計算結果として採用すると良いでしょう。別の方針として、update を増やしてエネルギーがほぼ変わらなくなったところを計算結果として採用することもできますが、それはエネルギー最小とは限りません。

Q3. ボンド次元はどのようにとればいいですか？

A3. ボンド次元を増やすと計算精度が上がる代わりに計算時間が長くなります。計算機環境や求めたい物理量に要求される精度のバランスをみて、ボンド次元を決める必要があります。またボンド次元を変化させるときには、`lattice.virtual_dim` と `parameter.ctm.dimension` を連動させて動かすことが重要です。典型的には、後者は前者の 2 乗以上の値を取ります。

Q4. 基底状態の正しさを検討するにはどうすればいいのでしょうか？ A4. 確実に正しいということを保証するのは難しいですが、乱数の種を複数用意してよりエネルギーの低い状態がないかを確認するのが一番簡単なチェック方法になります。また、コストはかかりますが、外場をかけて基底状態の候補となる状態をいくつか用意して、それを初期配置として計算してエネルギー比較を行うというのも有効です。その他、ユニットセルの形状を変えて、他の低エネルギー状態が現れないか確認することも重要です。サイズの問題はありますが厳密対角化など他手法との比較を行うこともお勧めしています。（厳密対角化の計算は $H \Phi$ を使えば簡単に簡単にできます。）

第8章 謝辞

TeNeS の開発は、文部科学省ポスト「京」萌芽的課題 1「基礎科学のフロンティア – 極限への挑戦」及びポスト「京」重点課題 7「次世代の産業を支える新機能デバイス・高性能材料の創成」の一環として実施されました。また、東京大学物性研究所 ソフトウェア高度化プロジェクト (2019 年度) の支援も受け開発されました。この場を借りて感謝します。

第9章 お問い合わせ

TeNeS に関するお問い合わせはこちらにお寄せください。

- 質問・バグ報告

TeNeS のバグ関連の報告は [GitHub の Issues](#) で受け付けています。バグを早期に解決するため、報告時には次のガイドラインに従ってください。

- 使用している TeNeS、オペレーティングシステム、コンパイラの情報（名前およびバージョン）を記載してください。
- インストールに問題がある場合には、cmake および make 実行時の入出力と CMakeCache.txt も一緒に記載してください。
- 実行に問題が生じた場合は、実行に使用した入力ファイルとその出力を記載してください。

- その他

研究に関連するトピックなど、公開の場では相談しづらいことを問い合わせる際には、以下の連絡先にコンタクトをしてください。

E-mail: tenes-dev__at__issp.u-tokyo.ac.jp (_at_を@に変更してください)