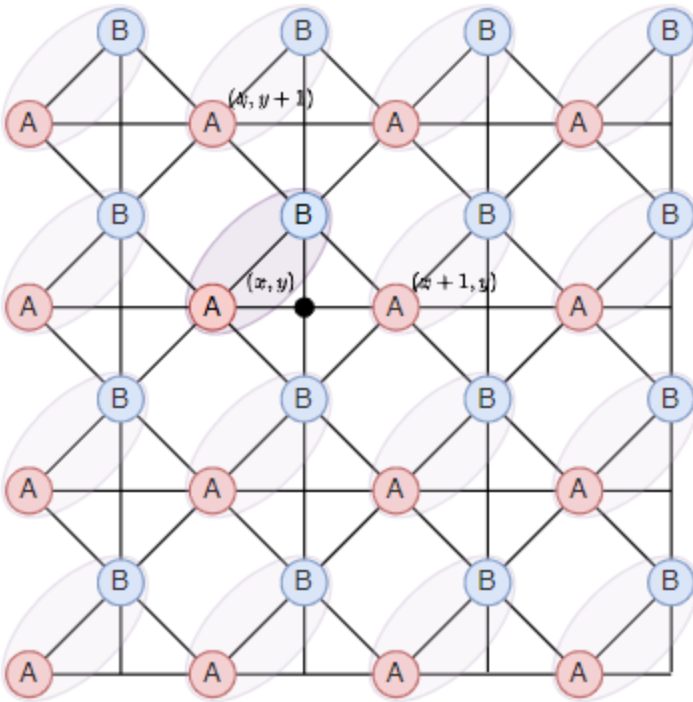


Computational_Physics_7

A. 阻挫Ising模型

考虑方晶格上面的下列反铁磁Ising模型，每个元胞包含两个子格。



系统的哈密顿量为：

$$H = \frac{1}{2}J \sum_{(i,j) \in \text{bonds}} s_i s_j, \quad J > 0$$

其中bonds代表所有有bond的邻居，例如对图中(x,y)处的元胞，A子格具有4个B邻居和2个A邻居。

现在考虑 $J = 1$. 取周期边界条件，系统两个方向的尺寸相同，即 $L_x = L_y = L$.

问题 1：找出系统的基态构型规则。这个模型的基态简并吗？ (1分)

基态构型规则：

根据题目所给哈密顿量：

$$H = \frac{1}{2}J \sum_{(i,j) \in \text{bonds}} s_i s_j, \quad J = 1$$

该模型是一个二维方晶格上的反铁磁 Ising 模型，其中每个元胞包含两个子格（A 和 B），存在 A–A、A–B、B–B 的耦合。用“灰格子”指代图中的中间有十字交叉的格子：

则基态构型规则为：

每一个灰格子四个顶点（2A + 2B）上的自旋值之和为 0。

具体来说，由于自旋 $s_i \in \{-1, +1\}$ ，要满足这个条件，只有以下几类组合可能：

- (+1, +1, -1, -1)
- (+1, -1, +1, -1)
- (+1, -1, -1, +1)
- 及其对称旋转

这表示灰格子中必须恰好包含两个 +1 和两个 -1 的自旋，从而满足局域能量最小化。

构型规则总结：

系统的基态要求每一个灰格子中的 4 个顶点（2 个 A 子格和 2 个 B 子格）自旋值之和为 0，即每个灰格子中有两个 +1 和两个 -1 的自旋。

基态是否简并？

由于每个灰格子允许多个满足条件的自旋配置（例如 (+1, +1, -1, -1)、(+1, -1, +1, -1)、(+1, -1, -1, +1) 等），且整个系统包含 $L \times L$ 个灰格子，因此：

- 各个灰格子之间的构型选择存在一定自由度
- 整体系统可以在多个满足局部灰格子条件的全局配置中选择

这意味着系统具有大量等能量的基态。

结论：

该模型的基态是高度简并的，简并度随着系统尺寸指数增长。

问题 2：计算边长为 L 的模型的基态能量

根据题目和图像分析，我们知道每个“格子”包含 4 条边，分别是：

- **A-B 边**: 每条 A 和 B 相邻的自旋是相反的, 因此每条边的贡献是 -1 。
- **A-A 边**: 每条 A-A 边的自旋相同, 因此每条边的贡献是 $+1$ 。
- **B-B 边**: 每条 B-B 边的自旋相同, 因此每条边的贡献是 $+1$ 。

因此, 每个格子的总能量为:

$$E_{\text{每个格子}} = 4 \times (-1) + 2 \times (+1) = -4 + 2 = -2$$

此处补充说明: 本人认为题目中的定义中的 $\frac{1}{2}$ 的存在是为了避免同一连接的重复计算, 此处的做法已经规避了这一重复, 因此不需要再乘 $\frac{1}{2}$ 。

系统总能量

系统有 L^2 个格子, 因此总的基态能量为:

$$E_0 = -2 \times L^2$$

结论

基态下系统的总能量为:

$$E_0 = -2L^2$$

问题三：零温度下的基态采样方法

问题描述

在零温度极限下, 系统趋于基态。但由于本题的系统存在**大量简并基态**, 单次模拟只能采样出其中一个。为了探索更多的基态构型, 我们需要提出一种策略, 使得在不同运行中, 能够采样到不同的简并基态, 从而更全面地理解系统的低温行为。

思路与方法

1. **随机初始状态**: 我们每次运行 Monte Carlo 模拟时, 都以**完全随机的自旋配置**作为初始状态。由于系统自旋态数量为 2^{2N^2} , 随机初始化可以带来充分的初态多样性。
2. **零温极限模拟**:
 - 采用 Metropolis 更新策略;
 - 当能量变化 $\Delta E < 0$ 时, 一定接受更新;
 - 当 $\Delta E > 0$ 时, 有一定概率更新, 是否更新取决于和随机数 w 的大小比较

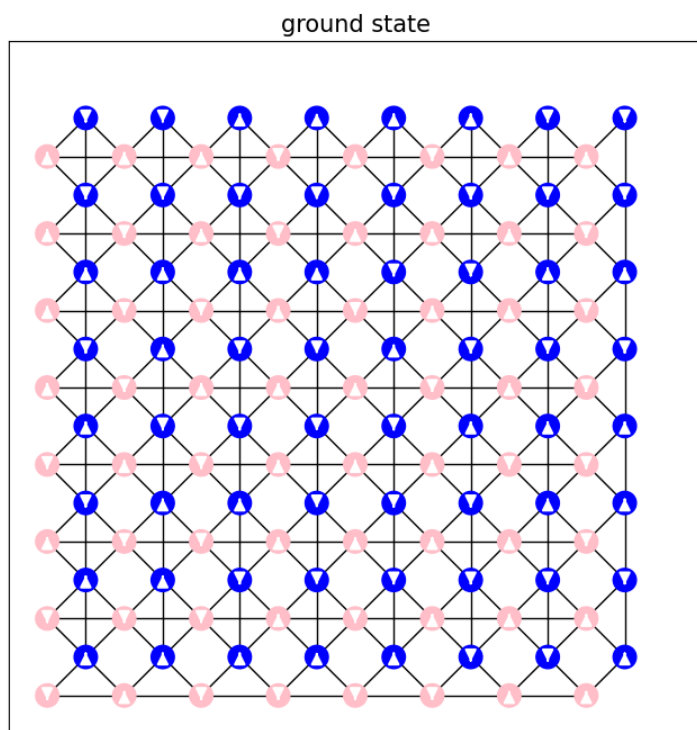
- 实现等价于仅接受能量降低的过程，系统最终陷入一个局部甚至全局基态。
3. **多次独立采样**：我们通过多次重复上述过程，并保存最终的自旋构型，可以采样出多个可能的基态。
 4. **可视化验证**：我们通过 `visualize_spin()` 函数展示不同运行得到的自旋构型，并直观判断它们之间的差异。

代码见附录

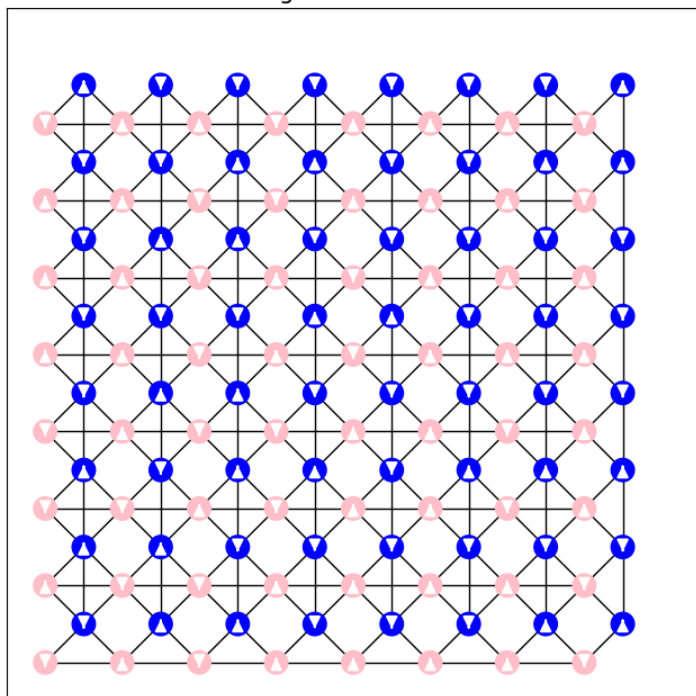
问题四 具体呈现并验证

具体呈现3个不同的基态构型，验证它们都满足（1）中你发现的规则，验证能量是否是理论值。(1分)

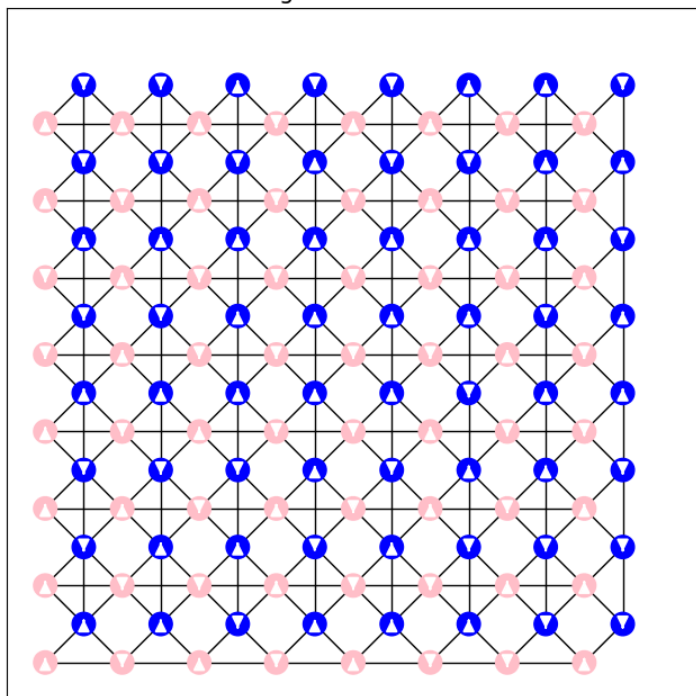
取 $L=8$,由问题三中方法得到的三个基态展示如下：



ground state



ground state



不难看出，以上三个基态：

1. 均满足问题一中发现的规律：

构型规则总结：

系统的基态要求每一个灰格子中的 4 个顶点（2 个 A 子格和 2 个 B 子格）自旋值之和为 0，即每个灰格子中有两个 +1 和两个 -1 的自旋。

2. 计算以上三个构型的能量，发现当“灰格点”的数目为 L^2 时，理论能量为 $-2L^2$ ，符合理论值。

```
● (llama_factory) root@nb-a1533907076369203290  
aojiatong/hw_7/code/find_ground_state.py  
energy of ground state: -128.0
```

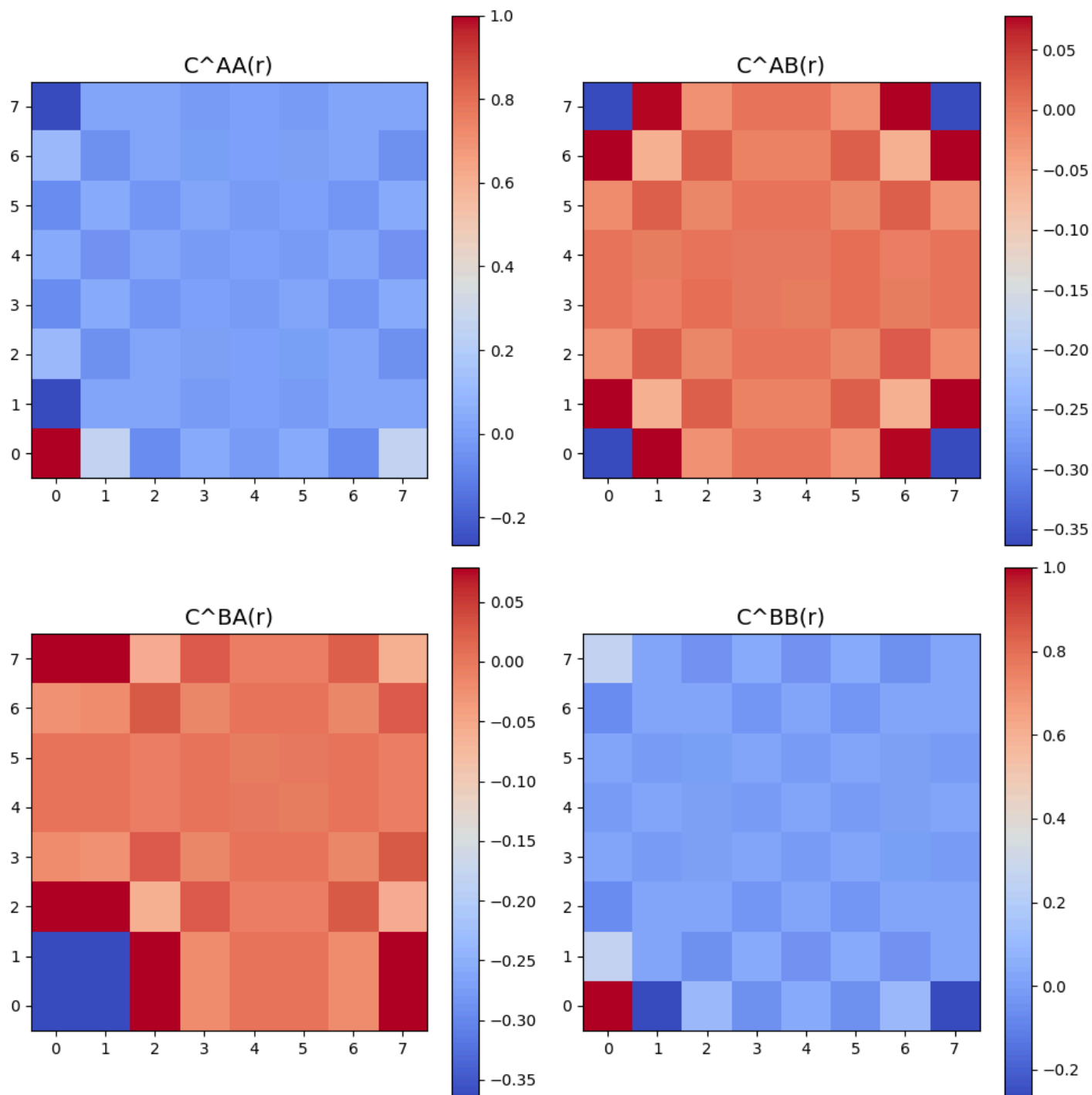
问题五 计算自旋关联函数 $C^{\mu\nu}(\mathbf{r})$

在二维正方晶格上，我们对每一对 $\mu \in \{A, B\}$, $\nu \in \{A, B\}$ 的子格子自旋，计算它们之间在相对位移 \mathbf{r} 处的平均乘积，即关联函数：

$$C^{\mu\nu}(\mathbf{r}) = \langle s^\mu(\mathbf{R}) \cdot s^\nu(\mathbf{R} + \mathbf{r}) \rangle_{\mathbf{R}}$$

为此，我们对晶格中的所有 \mathbf{R} 点枚举，使用周期性边界条件处理 $\mathbf{R} + \mathbf{r}$ 越界情况，最终将结果归一化。

我们分别绘制了四种组合的关联函数热力图 $C^{AA}(\mathbf{r})$, $C^{AB}(\mathbf{r})$, $C^{BA}(\mathbf{r})$, $C^{BB}(\mathbf{r})$ 。如下图所示：



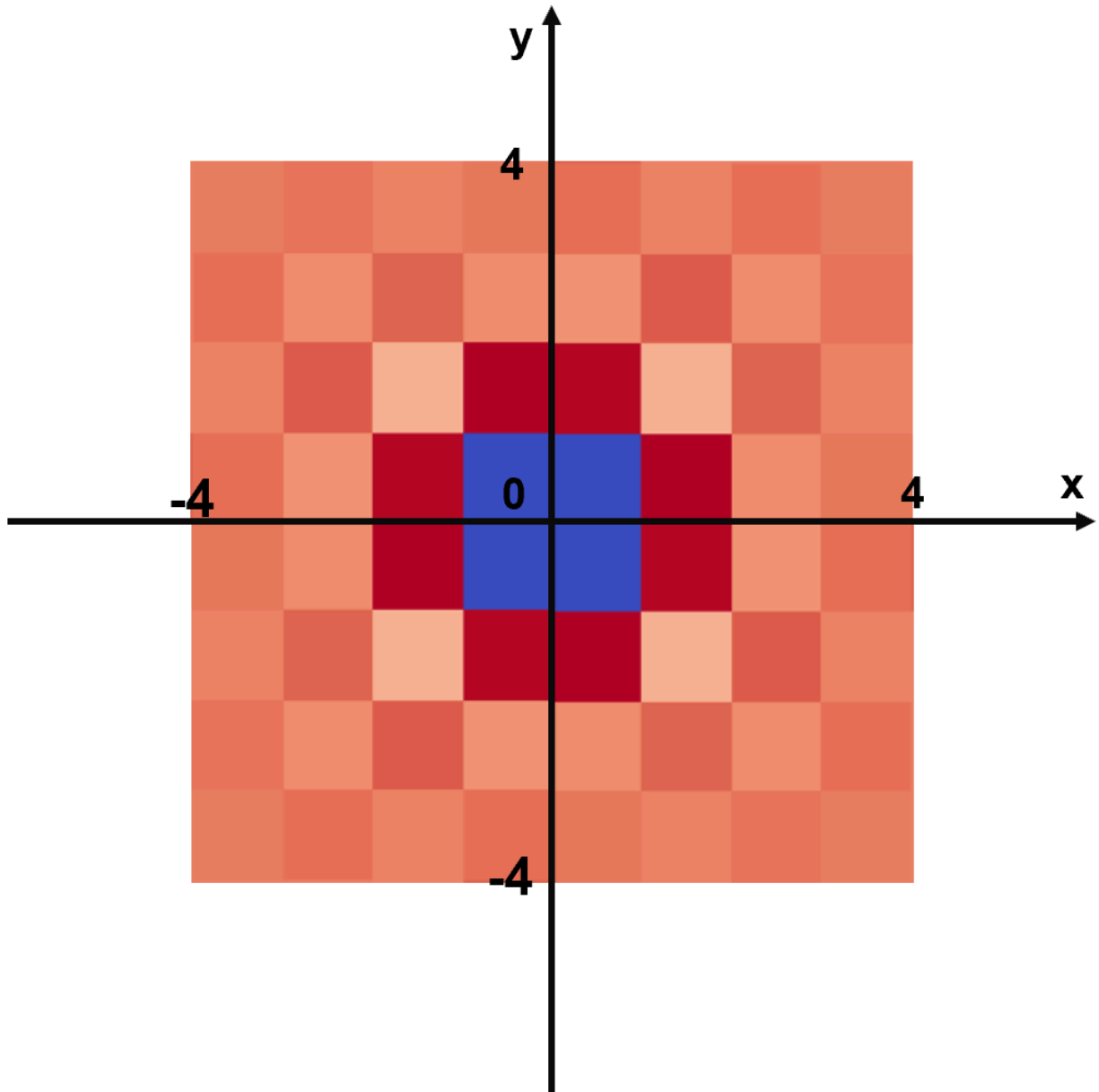
发现的规律

1. 在 $C^{AA}(r)$ 和 $C^{BB}(r)$ 中：

- 整体上关联函数为负，说明相同格点更倾向于呈现一个“反自旋”的关系
- 在x,y方向上呈现明显周期性，表现出“一强一弱”的明显特征。
- 在对角方向上，我们发现某些模式保持对称，即对角线上的关联函数趋向于相等。
- $C^{AA}(r)$ 和 $C^{BB}(r)$ 均表现出“格子状”的特征
- $C^{AA}(r)$ 和 $C^{BB}(r)$ 的关联函数模式热图非常相似，说明A、B格点没有实质上的区别，地位上是相同的。

2. 在 $C^{AB}(r)$ 和 $C^{BA}(r)$ 中:

- $C^{AB}(r)$ 和 $C^{BA}(r)$ 模式图是相同的, 这符合我们前面“周期性边界条件”的设定
- 在x,y方向上呈现明显周期性, 表现出“一强一弱”的明显特征, 比如A和相邻的B之间的关联系数很小, 和次相邻的B之间的关联系数很大
- 在对角线上的关联系数很接近
- 整体上表现出一个格子状的特征
- $C^{AB}(r)$ 和 $C^{BA}(r)$ 模式图表现出辐射状对称, 如下图所示 (将(0,0)点置于中间):



这些结构反映了体系中的反铁磁特征, 表明系统处于高度有序的低温基态。

问题六: 解释发现的规律 (1分)

在第五题中, 我们计算并可视化了四种类型的自旋关联函数:

- $C^{AA}(\mathbf{r})$
- $C^{BB}(\mathbf{r})$
- $C^{AB}(\mathbf{r})$
- $C^{BA}(\mathbf{r})$

这些关联函数在空间方向上展示出特定的周期性、反对称性和对角对称性，体现出体系在基态下的空间关联性质。以下是对这些规律的物理解释：

1. 反铁磁相互作用导致反相关行为

哈密顿量中采用了反铁磁耦合项 ($J = 1 > 0$)，即相邻自旋倾向于反向排列。因此：

- 相邻的 A-B 子格之间的自旋倾向相反，使得 $C^{AB}(\mathbf{r} = 0) < 0$
- 同类子格 (A-A 或 B-B) 在相距偶数格时可能存在间接反相关，造成 $C^{AA}(\mathbf{r})$ 、 $C^{BB}(\mathbf{r})$ 的负值和周期振荡

2. 局域构型规则限制了自旋排列

由于每一个灰格子必须满足 2 个 +1 与 2 个 -1 的规则 (即每格子自旋和为 0)，这对局部构型施加了强约束：

- 这种局域限制在全局上产生非平凡的长程关联，即便没有直接耦合，自旋间也会通过中间元胞产生关联
- 这解释了为什么即使在 $|\mathbf{r}|$ 较大时， $C^{\mu\nu}(\mathbf{r})$ 仍然有结构性而非完全衰减为 0

3. 周期边界条件与格点对称性

由于周期边界条件和子格结构对称性：

- $C^{AB}(\mathbf{r}) = C^{BA}(-\mathbf{r})$ ，使得 AB 与 BA 的图像呈镜像对称
- C^{AA} 与 C^{BB} 图像几乎相同，说明 A 与 B 子格在全局排列中是等价的
- 在对角线方向上表现出的对称性与整个晶格的 C_4 对称群有关，即晶格在 90° 旋转下不变

4. 周期性格子排列导致空间上的格点调制

由于晶格是规则排列的方格结构，格点间距固定、耦合规则一致，导致：

- 关联函数在空间方向上具有周期性 (如横向和纵向上的“格子状”结构)
- 形成明显的强弱交替模式，类似于在周期性势场中电子密度的布拉格调制

总结

基态自旋构型同时满足反铁磁耦合和局域限制条件，导致了长程、周期性的关联函数结构。这些现象不仅揭示了基态的有序性，也体现了自旋系统中「简并约束」与「耦合竞争」之间的微妙平衡。

附录

求解基态

```
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
```

```
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
from matplotlib.patches import FancyArrowPatch, Circle
```

```
# 取格点尺寸大小为N，计算基态
# 通过三维数组【N,N,2】来分别代表A,B两种格点
```

```
def ising_monte_carlo(N:int,step:int)->np.ndarray:
    """
    用于计算基态，使用蒙特卡洛方法，
    """
    system = np.random.choice([-1, 1], size=(2,N, N))
    # print(system)
    for step_num in range(step):
        type_gedian = np.random.randint(0, 2) #0代表A, 1代表B
        # 随机选取一个格点
        i, j = np.random.randint(0, N, 2)
        energy_change = calculate_energy_change_in_neighbors(system, i, j, type_gedian,N)
        w = calculate_change_possibility(energy_change)
        if np.random.rand() < w:
            system[type_gedian, i, j] *= -1
            energy = energy_final(system,N)
    return system
```

```
def calculate_energy_change_in_neighbors(system:np.ndarray,x:int,y:int,type_gedian:int,N:int)->:
    """
    计算邻居的能量变化
    """
    neighbor = find_neibor(x,y,type_gedian,N)
    energy_old = 0
    for type_gedian_nei,x_nei,y_nei in neighbor:
```

```
energy_old += system[type_gedian_nei,x_nei,y_nei] * system[type_gedian,x,y]
```

```
return energy_old*-2
```

```
def calculate_energy_in_neighbors(system:np.ndarray,x:int,y:int,type_gedian:int,N:int)->int:
```

```
"""
```

```
计算邻居的能量变化
```

```
"""
```

```
neighbor = find_neibor(x,y,type_gedian,N)
```

```
# print(f"for {type_gedian} in {x},{y},neighbor num is {len(neighbor)}")
```

```
energy = 0
```

```
for type_gedian_nei,x_nei,y_nei in neighbor:
```

```
    energy += system[type_gedian_nei,x_nei,y_nei] * system[type_gedian,x,y]
```

```
return energy
```

```
def calculate_change_possibility(energy_change:int,T=1e-30)->float:
```

```
"""
```

```
计算能量变化的可能性
```

```
"""
```

```
beta = 1/T
```

```
if energy_change < 0:
```

```
    return 1.0
```

```
else:
```

```
    return np.exp(-energy_change*beta)
```

```
def visualize_spin(spin: np.ndarray, N: int):
```

```
"""
```

```
使用 FancyArrowPatch 可视化 AB 格点的自旋状态。
```

```
参数:
```

```
    spin: np.ndarray, 形状为 (2, N, N), 第一维为 A/B 子格。
```

```
    N: int, 元胞的边长数量。
```

```
"""
```

```
fig, ax = plt.subplots(figsize=(8, 8))
```

```
for i in range(N):
```

```

for j in range(N):
    # A 格点
    x_a, y_a = 2 * i, 2 * j
    s_a = spin[0, i, j]
    ax.add_patch(Circle((x_a, y_a), 0.3, color='pink', zorder=2))

    arrow_a = FancyArrowPatch(
        (x_a, y_a), (x_a, y_a + 0.2 * s_a),
        arrowstyle='->',
        color='white',
        mutation_scale=15,
        linewidth=1.5,
        zorder=3
    )
    ax.add_patch(arrow_a)

    # B 格点
    x_b, y_b = 2 * i + 1, 2 * j + 1
    s_b = spin[1, i, j]
    ax.add_patch(Circle((x_b, y_b), 0.3, color='blue', zorder=2))

    arrow_b = FancyArrowPatch(
        (x_b, y_b), (x_b, y_b + 0.2 * s_b),
        arrowstyle='->',
        color='white',
        mutation_scale=15,
        linewidth=1.5,
        zorder=3
    )
    ax.add_patch(arrow_b)

# 添加 A-A 横向黑线
for i in range(N - 1):
    for j in range(N):
        x1, y1 = 2 * i, 2 * j
        x2, y2 = 2 * (i + 1), 2 * j
        ax.plot([x1, x2], [y1, y2], color='black', linewidth=1, zorder=1)

# 添加 B-B 纵向黑线
for i in range(N):
    for j in range(N - 1):
        x1, y1 = 2 * i + 1, 2 * j + 1
        x2, y2 = 2 * i + 1, 2 * (j + 1) + 1

```

```

ax.plot([x1, x2], [y1, y2], color='black', linewidth=1, zorder=1)

# B 到周围四个 A 的连线
for i in range(N):
    for j in range(N):
        x_b, y_b = 2 * i + 1, 2 * j + 1
        neighbors = [
            (x_b - 1, y_b + 1), # 左上
            (x_b - 1, y_b - 1), # 左下
            (x_b + 1, y_b + 1), # 右上
            (x_b + 1, y_b - 1)  # 右下
        ]
        for x_a, y_a in neighbors:
            if 0 <= x_a < 2 * N and 0 <= y_a < 2 * N:
                ax.plot([x_b, x_a], [y_b, y_a], color='black', linewidth=1, zorder=1)

ax.set_xlim(-1, 2 * N + 1)
ax.set_ylim(-1, 2 * N + 1)
ax.set_xticks([])
ax.set_yticks([])
ax.set_aspect('equal')
ax.grid(False)
plt.title("ground state", fontsize=15)

path = "./image/show_ground_state_fancyarrow_3.png"
plt.savefig(path)
plt.close()

def find_neibor(i:int, j:int, type_gedian:int, N:int) -> list:
    """
    找到格点的邻居（使用整除处理周期性边界条件）
    """
    neighbor = []

    if type_gedian == 0:
        # A 格点邻居: AA 横向 + AB 右上、右下、下方、左下三个
        neighbor.append((0, (i - 1) % N, j)) # A 左
        neighbor.append((1, (i - 1) % N, j)) # B 左下
        neighbor.append((0, (i + 1) % N, j)) # A 右
        neighbor.append((1, i, j)) # B 正下
        neighbor.append((1, i, (j - 1) % N)) # B 左
        neighbor.append((1, (i - 1) % N, (j - 1) % N)) # B 左下角

    elif type_gedian == 1:

```

```

# B 格点邻居: BB 上下 + BA 左、右、右上、上
neighbor.append((0, i, j))          # A 中
neighbor.append((1, i, (j - 1) % N)) # B 下
neighbor.append((1, i, (j + 1) % N)) # B 上
neighbor.append((0, i, (j + 1) % N)) # A 上
neighbor.append((0, (i + 1) % N, j))  # A 右
neighbor.append((0, (i + 1) % N, (j + 1) % N)) # A 右上

```

```

return neighbor

```

```

def energy_final(system:np.ndarray,N:int)->float:
    energy_total = 0
    for i in range(N):
        for j in range(N):
            e1 = calculate_energy_in_neighbors(system,i,j,0,N)
            # print(f"for A in {i},{j}, energy is {e1}")
            energy_total+=e1
            e2 = calculate_energy_in_neighbors(system,i,j,1,N)
            energy_total+=e2
            # print(f"for B in {i},{j}, energy is {e2}")
    return energy_total/2

```

```

if __name__ == "__main__":
    N = 8
    J = 1.0
    steps = 10000
    spins = ising_monte_carlo(N, steps)
    visualize_spin(spins,N)
    print("energy of ground state:",energy_final(spins,N))
# if __name__ == "__main__":
#     N = 8
#     spins = np.array([
#         [[1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1], [1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1], [1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1], [1, 1,
#         [1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1], [1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1], [1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1], [1, 1,
#         [[-1, -1, -1, -1, -1, -1, -1, -1], [-1, -1, -1, -1, -1, -1, -1, -1], [-1, -1, -1, -1,
#         [-1, -1, -1, -1, -1, -1, -1, -1], [-1, -1, -1, -1, -1, -1, -1, -1], [-1, -1, -1, -1,
#         [-1, -1, -1, -1, -1, -1, -1, -1], [-1, -1, -1, -1, -1, -1, -1, -1]]
#     ])
#     print("energy of ground state:", energy_final(spins, N))

```

求解关联函数

```
from find_ground_state import ising_monte_carlo, calculate_energy_change_in_neighbors, calculate_
import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
```

```
def compute_correlation(spin: np.ndarray, N: int, mu: int, nu: int) -> np.ndarray:
    """
```

计算关联函数 $C^{\{\mu, \nu\}}(r)$

$\mu, \nu = 0$ 表示 A 子格; 1 表示 B 子格

返回一个形状为 (N, N) 的二维数组

```
    """
```

```
    correlation = np.zeros((N, N))
```

```
    count = np.zeros((N, N)) # 用于记录每个位移的统计次数
```

```
    for i in range(N):
```

```
        for j in range(N):
```

```
            s1 = spin[mu, i, j]
```

```
            for dx in range(N):
```

```
                for dy in range(N):
```

```
                    ni = (i + dx) % N
```

```
                    nj = (j + dy) % N
```

```
                    s2 = spin[nu, ni, nj]
```

```
                    correlation[dx, dy] += s1 * s2
```

```
                    count[dx, dy] += 1
```

```
    return correlation / count
```

```
def plot_correlation_matrix(spin: np.ndarray, N: int, num: int):
    """
```

可视化四种关联函数的热力图

```
    """
```

```
    labels = ['A', 'B']
```

```
    fig, axs = plt.subplots(2, 2, figsize=(10, 10))
```

```
    for i, mu in enumerate([0, 1]):
```

```
        for j, nu in enumerate([0, 1]):
```

```
            corr = np.zeros((N, N))
```

```
            for _ in range(num):
```

```
                corr += compute_correlation(spin, N, mu, nu)
```

```
            corr = corr / num
```



```

ax = axs[i][j]
im = ax.imshow(corr, cmap='coolwarm', origin='lower')
ax.set_title(f'C^{labels[mu]}{labels[nu]}(r)', fontsize=14)
plt.colorbar(im, ax=ax)

```

```

plt.tight_layout()
plt.savefig(f'./image/correlation_heatmap_size={N}.png')
plt.close()

```

```

if __name__ == "__main__":
    N = 8
    J = 1.0
    steps = 10000
    num = 10

    # spin_average = np.zeros((2,N,N))
    # for i in range(num):
    spins = ising_monte_carlo(N, steps)
    # spin_average += spins
    # spin_average=spin_average/num

    # spins = np.array([
    #     [1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1], [1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1], [1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1], [1,
    #     [1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1], [1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1], [1, 1, 1, 1, 1, 1, 1, 1], [1,
    #     [-1, -1, -1, -1, -1, -1, -1, -1], [-1, -1, -1, -1, -1, -1, -1, -1], [-1, -1, -1,
    #     [-1, -1, -1, -1, -1, -1, -1, -1], [-1, -1, -1, -1, -1, -1, -1, -1], [-1, -1, -1,
    #     [-1, -1, -1, -1, -1, -1, -1, -1], [-1, -1, -1, -1, -1, -1, -1, -1]]
    # ])

    # visualize_spin(spin_average,N)
    plot_correlation_matrix(spins, N,num)

```