

研究背景

量子スピン液体

磁気モーメント間の相互作用に働くフラストレーションと量子ゆらぎによって絶対零度まで磁気秩序が抑制された状態

- ・局所的な秩序変数がない
- ・通常の意味での自発的対称性の破れを起こさない
- ・トポロジカル秩序や分数励起が現れる

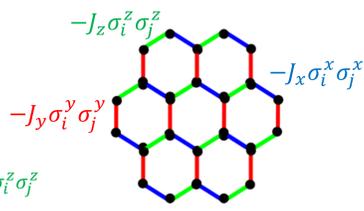
ある系が量子スピン液体であることを示すことは難しい

- ・理論的には、量子多体問題を解くことが難しい
- ・実験的に基底状態の同定が難しい
- ・分数励起が実験的にどのように現れるのか不明な点が多い

キタエフ模型

- ・ハニカム格子上的スピン1/2模型
- ・ボンド方向ごとに異なる相互作用
- ・以下のハミルトニアンで表される

$$H = -J_x \sum_{x\text{-bonds}} \sigma_i^x \sigma_j^x - J_y \sum_{y\text{-bonds}} \sigma_i^y \sigma_j^y - J_z \sum_{z\text{-bonds}} \sigma_i^z \sigma_j^z$$



マヨラナフェルミオン表示

・フェルミオン演算子 f, f^\dagger を用いて次のようにマヨラナ演算子 c が定義される

$$f^\dagger = c_1 - ic_2 \quad f = c_1 + ic_2$$

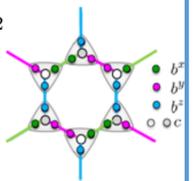
・生成演算子と消滅演算子が等しい $c^\dagger = c$

・次の反交換関係を満たす $\{c_k, c_l\} = 2\delta_{kl}$

・スピン演算子からマヨラナ演算子 (b^x, b^y, b^z, c) に変換 $\sigma^x = ib^x c, \sigma^y = ib^y c, \sigma^z = ib^z c$ ($b^x b^y b^z c = 1$)

・ハミルトニアンはマヨラナ演算子 c の二次形式で書け、厳密な計算が可能

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{ij}^\alpha b_i^\alpha b_j^\alpha c_i c_j \xrightarrow{[H, b_i^\alpha b_j^\alpha] = 0} H = \frac{i}{4} \sum_{i,j} A_{ij} c_i c_j$$



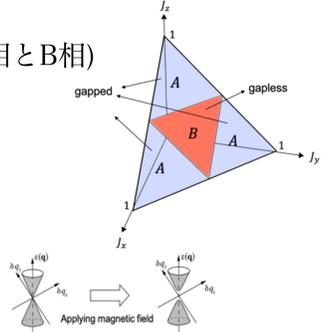
基底状態

- ・基底状態は厳密に求まり、量子スピン液体
- ・相互作用の値によって異なる基底状態(A相とB相)
- ・磁場 V がかかると、時間反転対称性を破る摂動項が加わる

$$V = -\sum_j (h_x \sigma_j^x + h_y \sigma_j^y + h_z \sigma_j^z)$$

$$H_{eff}^{(3)} = -\frac{h_x h_y h_z}{J^2} \sum_{jkl} \sigma_j^x \sigma_k^y \sigma_l^z \quad J \sim 1/3$$

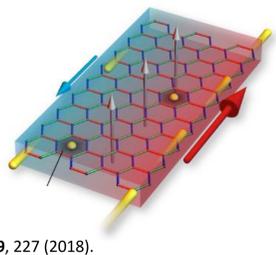
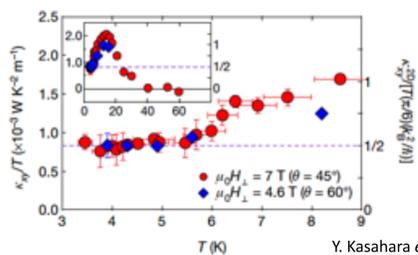
・ $H_{eff}^{(3)}$ によってB相(gapless)のgapが開く



マヨラナエッジ状態

- ・B相に上記の磁場が加えられgapが開くときトポロジカルに非自明になり、チャーン数が $\nu = \pm 1$ となる
 - ・このとき試料の端にマヨラナエッジ状態が現れる
 - ・ α -RuCl₃ 中で半整数に量子化された熱ホール効果の観測[1]
- マヨラナエッジ状態の実証

[1] Y. Kasahara et al., Nature 559, 227 (2018)



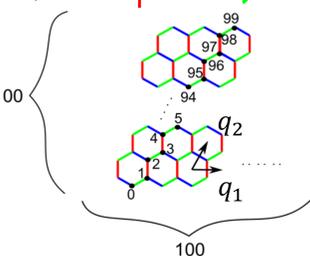
研究目的

- ・マヨラナエッジ状態がエッジ付近にどのように分布するか調べる
- ・エッジ状態の空間分布が磁場や相互作用の異方性に対してどのように振る舞うかを明らかにする

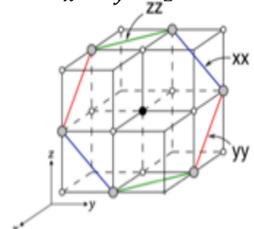
計算方法

- ・100×100サイトの模型

■ : x-bond ■ : y-bond ■ : z-bond



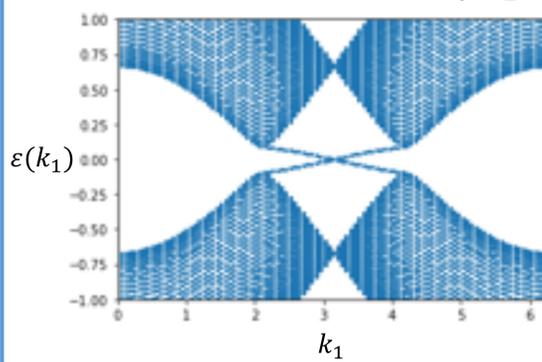
- ・磁場は $h_x // x, h_y // y, h_z // z$ となるようにとる
- ・ $h = h_x \times h_y \times h_z$ と定義



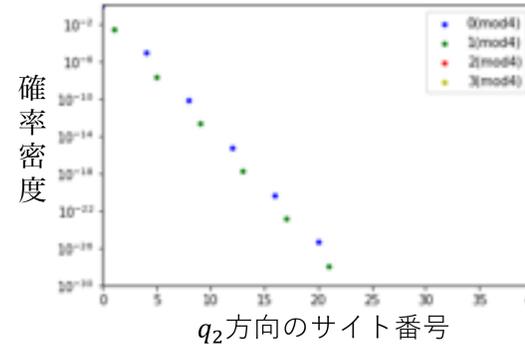
・ q_1 方向を周期的にしてハミルトニアンをフーリエ変換し、厳密対角化することで q_2 方向の確率密度分布を得る

計算結果

マヨラナバンドとエッジ状態



- ・ $J_x = J_y = J_z = 1/3, h = h_x \times h_y \times h_z = 0.001$ のときの分散関係
- ・マヨラナエッジ状態に起因する線形分散が現れる

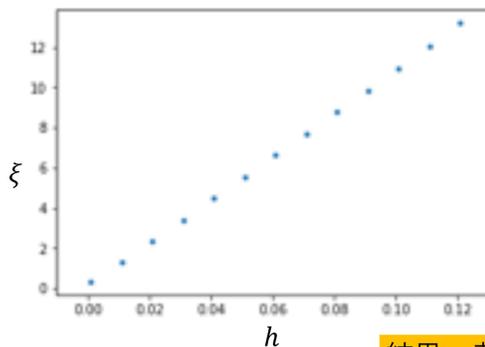


- ・エネルギーが0の固有状態を表示
- ・横軸 q_2 方向のサイト番号(0~99サイト)
- ・縦軸マヨラナフェルミオンの確率密度
- ・サイト番号のmod4ごとに色付けして表示
- ・2,3(mod4)サイト $\ll 10^{-30}$

結果・考察

- ・マヨラナエッジ状態は指数関数的に局在
- ・局在長 ξ を $y = a \times \exp(-\frac{x}{\xi})$ で定義

局在長 ξ を磁場 h に対してプロット



- ・ $h = h_x \times h_y \times h_z$
- ・ $J_x = J_y = J_z = 1/3$
- ・0(mod4)サイトのデータについての局在長 ξ を計算
- ・マヨラナバンドのギャップ < フラックス励起のギャップとなる磁場の範囲でプロット[2]

[2] J. Nasu et al., PRL 119, 127204 (2017)

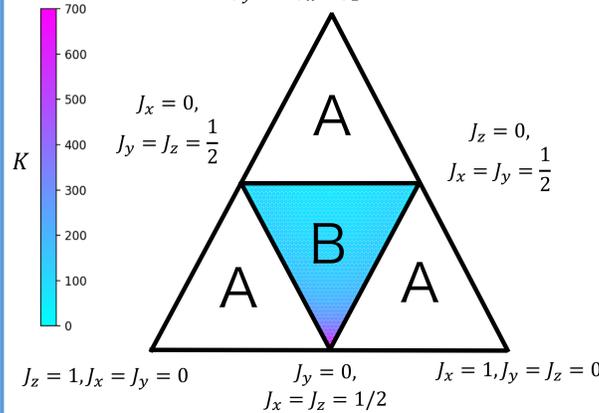
結果・考察

- ・マヨラナバンドのギャップ < フラックス励起のギャップとなる磁場の範囲で、局在長は磁場に比例する ($\xi = Kh$)

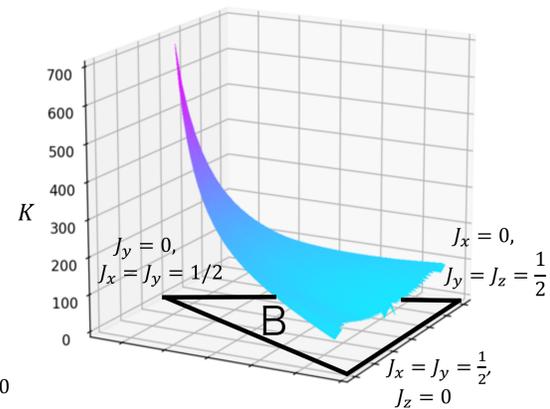
相互作用 (J_x, J_y, J_z) の異方性に対する比例係数 K の振る舞い

$J_x + J_y + J_z = 1$ 平面上

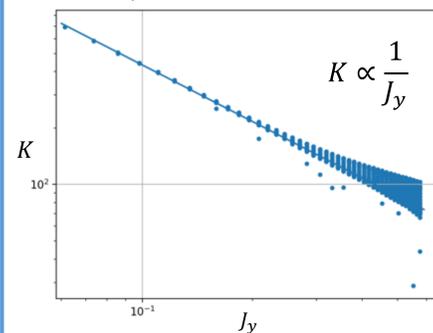
$J_y = 1, J_x = J_z = 0$



B相上に density plot



K と J_y の関係(両対数グラフ)



- ・ K は局在長 ξ の磁場に対する比例係数 ($\xi = Kh$)
- ・ K が大きい = マヨラナエッジ状態がバルクまで深く侵入

結果・考察

- ・ J_y ボンド方向のマヨラナエッジ状態の比例係数 K は、 J_y に対して、 $K \propto \frac{1}{J_y}$ の関係があることがわかった

まとめ・今後の展望

まとめ

- ・マヨラナエッジ状態はエッジからの距離に対して指数関数的に局在する
- ・その局在長は、摂動論が有効な磁場の範囲で磁場に比例する ($\xi = Kh$)
- ・局在長の磁場に対する比例係数は、エッジに垂直な相互作用の強さに反比例する ($K \propto \frac{1}{J_y}$)

今後の展望

- ・局在長と相互作用の異方性の関係の原因を明らかにする
- ・今回はジグザグ端について計算したが、アームチェア端についても同様の計算を行う