

سیمای فاز کلاسیکی مدل راشبا- هابارد در حد همبستگی قوی روی شبکه مربعی

زهره مرتضوی زاده^۱، حمید مصدق^۱ و محمدحسین زارع^۲

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد

۲. گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه صنعتی قم، قم

پست الکترونیکی: mosadegh@sku.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۸/۰۲/۲۳؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۹/۰۱/۱۹)

چکیده

در این مقاله، به مطالعه رفتار الکترون‌های برهم‌کنشی روی شبکه مربعی در حضور برهم‌کنش اسپین-مدار راشبا و در حد همبسته قوی می‌پردازیم. ابتدا با استفاده از نظریه اختلال مرتبه دو، مدل اسپینی موثر برای مدل راشبا-هابارد را در این حد به دست می‌آوریم. مدل اسپینی موثر شامل برهم‌کنش‌های همسانگرد، هایزنبرگ همسایه اول و دوم و همچنین جملات ناهمسانگرد کین-مل و ژیالوشینسکی-موریا است. در ادامه، اثر برهم‌کنش اسپین-مدار راشبا را در پایداری فازهای مغناطیسی مدل هایزنبرگ همسانگرد با استفاده از روش‌های کلاسیکی لاتینجر-تیزا و کمینه‌سازی وردشی بررسی می‌کنیم. محاسبات کلاسیکی مؤید آن است که وجود جملات تبدیلی ناهمسانگرد در هامیلتونی مؤثر، باعث ناپایداری فازهای نل، واگن کلاسیکی و ستونی مدل هایزنبرگ همسانگرد به فاز پیچشی درون صفحه‌ای xz و yz می‌شود. قابل ذکر است که اثر افت و خیزهای کوانتومی می‌تواند منجر به پایداری فاز مایع اسپین کوانتومی در این سامانه‌های ناکام با نظم پیچشی شود. در ساختارهای لایه‌ای که شامل ماده ابررسانایی تک‌تایی در تماس با ماده مغناطیسی با نظم پیچشی است، جفت‌های کوپر تک‌تایی، به خاطر شکست تقارن دورانی اسپین، به جفت‌های کوپر ابررسانایی از نوع موج- p تبدیل می‌شوند. ابررساناهای نامتعارف نوع موج- p سامانه‌های مناسب برای مطالعه ابررسانایی توپولوژی و مایوران‌های فرمیونی هستند.

واژه‌های کلیدی: برهم‌کنش اسپین-مدار، نظم پیچشی درون صفحه‌ای، روش‌های لاتینجر-تیزا و وردشی

۱. مقدمه

عایق‌های مات، باعث یخ‌زدگی درجات آزادی بار الکترون‌ها می‌شود. بنابراین تنها درجه آزادی مؤثر برای توصیف رفتار فیزیکی الکترون‌ها در این دسته از مواد، درجه آزادی اسپینی است. در این شرایط انرژی سامانه اسپین‌ها با تشکیل حالت‌های میانی که در اثر وجود افت و خیزهای مجازی به وجود می‌آید، کاهش می‌یابد. به بیان دیگر، افت و خیزهای مجازی اسپین‌ها

فیزیکدانان در گرایش فیزیک ماده چگال، علاقه شدیدی به مطالعه فاز مایع اسپین کوانتومی در مواد مغناطیسی کوانتومی ناکام شده دارند. وجود فاز مایع اسپین کوانتومی در مواد همبسته قوی با نوارهای نیمه پر، که به عنوان عایق مات شناخته می‌شوند، محتمل‌تر است. برهم‌کنش کولنی قوی در

عنوان مایوران‌های فرمیونی شناخته می‌شوند که همانند آنیون‌ها از آمار غیرآلی پیروی می‌کنند. اهمیت مایوران‌های فرمیونی در محاسبات کوانتومی توپولوژی است [۶ و ۷]. مواد تجربی که به عنوان گزینه‌های احتمال وجود مایع اسپینی کوانتومی مطرح شده‌اند، به دو دسته تقسیم می‌شوند. یک دسته از این مواد، مواد ناکام مغناطیسی نظیر $Na_4Ir_3O_3$ و $YbMgG$ هستند که با مدل پیوند ظرفیتی تشدید می‌شوند. دسته دیگر از این مواد مثل $Na_4Ir_3O_3$ ، $RuCl_3$ و $\alpha - Li_7IrO_3 - \beta - 8$ [۱۲] مواد کیتانو نامیده می‌شوند. حالت پایه مدل کیتانو روی شبکه لانه زنبوری حل دقیق دارد و حالت پایه آن فاز مایع اسپینی کوانتومی است [۷].

انگیزه بررسی سیمای فاز کلاسیکی مدل راشبا-هابارد روی شبکه مربعی در این مقاله، وجود فاز ابررسانایی نامتعارف در فصل مشترک $LaAlO_3$ و $SrTiO_3$ و همچنین در فصل مشترک Au و $YBCO$ است [۱۳ و ۱۴]. در این گونه سامانه‌ها به خاطر شکست تقارن وارونی، برهم‌کنش اسپین-مدار راشبا قوی به وجود می‌آید. بزرگی برهم‌کنش اسپین-مدار راشبا در فصل مشترک $YBCO / Au$ در حدود $0.3 eV$ است. اهمیت وجود برهم‌کنش اسپین-مدار، به ایجاد ابررسانایی توپولوژی گاف‌دار است؛ زیرا بسته شدن گاف در سطح فرمی ابررسانا، حتی به صورت نقطه‌ای، موجب ناپایداری مایوران‌های فرمیونی می‌شود. همان‌طور که می‌دانیم گاف ابررسانایی پایدار در کوپرات‌ها از نوع موج- d است که شامل تعدادی نقاط بدون گاف در سطح فرمی است. غالباً در آزمایشگاه‌ها، لایه‌های نازک ابررساناهای کوپرات روی یک ماده رشد داده می‌شوند که در نتیجه منجر به شکست تقارن وارونی در لایه‌های نازک کوپرات‌ها می‌شود. بنابراین، برای بررسی فهم فیزیک فصول مشترک بین مواد مختلف و کوپرات‌هایی که روی زیر لایه‌ها رشد داده می‌شوند، باید از هامیلتونی راشبا-هابارد برای بررسی فهم فیزیک این سامانه‌ها استفاده کرد.

۲. هامیلتونی مؤثر اسپینی

برای بررسی سیمای فاز مغناطیسی لایه‌های نازک کوپرات‌ها، از

منجر به برهم‌کنش تبادلی بین اسپین‌ها می‌شود [۱]. در بعضی از سامانه‌های مغناطیسی، حتی در دماهای خیلی کم که افت و خیزهای گرمایی سهمی در بی‌نظمی مغناطیسی ندارند، اسپین‌ها نمی‌توانند طوری نسبت به هم جهت‌گیری کنند که نظم بلند برد مغناطیسی در سامانه به وجود آید. عدم نظم بلند برد در این سامانه‌ها، به وجود افت و خیزهای کوانتومی برمی‌گردد که مانع از نظم‌های بلند برد اسپینی می‌شوند. بزرگی اندازه اسپین‌های شبکه و همچنین عدد هم‌آرایی شبکه، عوامل مؤثر در تشدید افت و خیزهای کوانتومی هستند [۱]. هر چه اندازه اسپین و عدد هم‌آرایی کوچک‌تر باشد، بزرگی افت و خیزهای کوانتومی در یک سامانه مغناطیسی افزایش خواهد یافت. علاوه بر افت و خیز کوانتومی که باعث بی‌نظمی مغناطیسی سامانه‌های اسپینی می‌شود، عواملی نظیر هندسه شبکه و برهم‌کنش‌های رقابتی در هامیلتونی مورد مطالعه هم می‌توانند نقش به‌سزایی در پایداری فازهای بی‌نظمی مغناطیسی داشته باشند [۲].

قابل ذکر است که نمی‌توان پارامتر نظم مناسبی برای بررسی فاز مایع اسپینی کوانتومی تعریف کرد، زیرا هیچ گونه شکست تقارنی خود به خودی در فاز مایع اسپینی رخ نمی‌دهد. بنابراین فاز مایع اسپینی کوانتومی، یک حالت غیربدیهی از سامانه‌های همبسته قوی است که در فهم روند تشکیل جفت‌های کوپر در ابررساناهای دمای بالا اهمیت دارد. اولین بار اندرسون در توجیه نظری وجود ابررساناهای دمای بالا در اکسیدهای مس (کوپرات‌ها) آلابیده شده، ادعا کرد که در آرایش‌های کم، ابتدا حالت‌های تک‌تایی با اسپین صفر در کوپرات‌ها به وجود می‌آیند؛ سپس با آرایش بیشتر، حالت‌های تک‌تایی باردار می‌شوند که در نتیجه منجر به تشکیل فاز ابررسانایی دمای بالا می‌شود [۳ و ۴]. مطالعه فاز اسپین مایع کوانتومی از جنبه‌های دیگری نیز قابل اهمیت است. اسپین‌ها در فاز مایع اسپینی کوانتومی، در یک گستره بلندبردی در هم‌تنیده شده‌اند. درهم‌تنیدگی اسپین‌ها، یکی از مؤلفه‌های مهم در ارتباطات کوانتومی به حساب می‌آید [۵]. ویژگی بارز مایع اسپین کوانتومی با درهم‌تنیدگی‌های بلند-برد، وجود برانگیختگی‌های اسپینی کسری است. این برانگیختگی‌های کسری در مایع اسپینی کوانتومی کیتانو به

$$H_x = \sum_{\langle i, j=i+\hat{x} \rangle} [J_R (-S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y - S_i^z S_j^z) + J_D (\bar{S}_i \times \bar{S}_j) \cdot \hat{e}_y], \quad (5)$$

$$H_y = \sum_{\langle i, j=i+\hat{y} \rangle} [J_R (S_i^x S_j^x - S_i^y S_j^y - S_i^z S_j^z) - J_D (\bar{S}_i \times \bar{S}_j) \cdot \hat{e}_x], \quad (6)$$

است و ثابت‌های جفت شدگی در هامیلتونی مؤثر به صورت:

$$J_1 = \frac{4t^2}{U} - 16 \frac{t^4}{U^3}, J_2 = \frac{4t^4}{U^3}, \quad (7)$$

$$J_R = \frac{4\lambda_R^2}{U}, J_D = \frac{8t\lambda_R}{U} = 2\sqrt{J_1 J_R},$$

تعریف شده‌اند. هامیلتونی مؤثر، شامل جملات کین-مل، برهم‌کنش ژیاوشینسکی-موریا (DM) نزدیک‌ترین همسایه و برهم‌کنش تبادل‌ی هاینبرگ همسانگرد همسایه دوم است. جملات ناهمسانگرد کین-مل و ژیاوشینسکی-موریا از برهم‌کنش اسپین-مدار راشبا در معادله (۱) ناشی می‌شوند. هامیلتونی نشان می‌دهد که به خاطر ماهیت فرومغناطیس برهم‌کنش ناهمسانگرد کین-مل در راستای z اسپین‌ها، در هر دو راستای x و y شبکه مربعی ناکامی مدل کاهش می‌یابد. جهت بردار برهم‌کنش DM در جهت عمود بر راستای نزدیک‌ترین همسایه است (شکل ۱).

۳. روش لاتینجر-تیزا

روش لاتینجر-تیزا برای پیدا کردن حالت پایه کلاسیکی هامیلتونی اسپینی مربعی مناسب است [۱۵ و ۱۶]. با تبدیلات فوریه از اسپین‌ها و ثابت‌های جفت‌شدگی، می‌توان یک نمایش ماتریسی برای هامیلتونی اسپینی مربعی به دست آورد. کمترین ویژه مقدار ماتریس هامیلتونی و ویژه بردار متناظر با این ویژه مقدار، به ترتیب انرژی حالت پایه و ساختار اسپینی پایدار را به ازای هر مقدار از شدت برهم‌کنش‌های تبادل‌ی مشخص می‌کنند. شبکه مربعی از یاخته‌های واحد تک اتمی تشکیل شده است، بنابراین تبدیل فوریه اسپین جایگاه i ام عبارت است از:

$$\bar{S}(\vec{r}_i) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_q \bar{S}_q e^{-iq \cdot \vec{r}_i}, \quad (8)$$

مدل هابارد تک نواری روی شبکه مربعی در حضور برهم‌کنش اسپین-مدار مطابق زیر شروع می‌کنیم.

$$H = H_T + H_R + H_U = -t \sum_{\langle ij \rangle, \sigma} c_{i, \sigma}^\dagger c_{j, \sigma} + i\lambda_R \sum_{\langle i, j \rangle, \sigma \sigma'} c_{i, \sigma}^\dagger \hat{e}_z \cdot (\bar{\sigma} \times \bar{d}_{ij}) c_{j, \sigma'} + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}, \quad (1)$$

جمله اول در هامیلتونی، پرش به نزدیک‌ترین همسایه با بزرگی t ، جمله دوم برهم‌کنش اسپین-مدار راشبا بین نزدیک‌ترین همسایه‌ها با بزرگی λ_R و جمله سوم برهم‌کنش کولنی روی جایگاهی است. همچنین $c_{i\sigma}^\dagger (c_{i\sigma})$ عملگر خلق (نابودی) الکترون با اسپین σ در جایگاه i است.

در حد همبسته قوی که شدت برهم‌کنش روی جایگاهی در مقایسه با جملات انرژی جنبشی و برهم‌کنش اسپین-مدار، خیلی بزرگ است، می‌توان با استفاده از نظریه اختلال مرتبه دوم، مدل اسپینی مؤثر را برای مدل راشبا-هابارد به دست آورد. در واقع، در حد همبسته قوی با جملات پرش و برهم‌کنش اسپین-مدار راشبا به صورت اختلالی رفتار می‌کنیم. هامیلتونی مؤثر برای حالت نیمه پر عبارت است از:

$$H_{eff} = (-t/U)[(H_T)_{ij}(H_T)_{ji} + (H_R)_{ij}(H_T)_{ji} + (H_T)_{ij}(H_R)_{ji} + (H_R)_{ij}(H_R)_{ji}], \quad (2)$$

با استفاده از تعریف مؤلفه‌های اسپینی در زبان کوانتاس دوم با عبارت‌های

$$S_i^x = \frac{1}{\gamma} (c_{i\uparrow}^\dagger c_{i\downarrow} + c_{i\downarrow}^\dagger c_{i\uparrow}),$$

$$S_i^y = \frac{-i}{\gamma} (c_{i\uparrow}^\dagger c_{i\downarrow} - c_{i\downarrow}^\dagger c_{i\uparrow}), \quad (3)$$

$$S_i^z = \frac{1}{\gamma} (c_{i\uparrow}^\dagger c_{i\uparrow} - c_{i\downarrow}^\dagger c_{i\downarrow}),$$

مدل اسپینی مؤثر مدل راشبا-هابارد در حد همبسته قوی به صورت

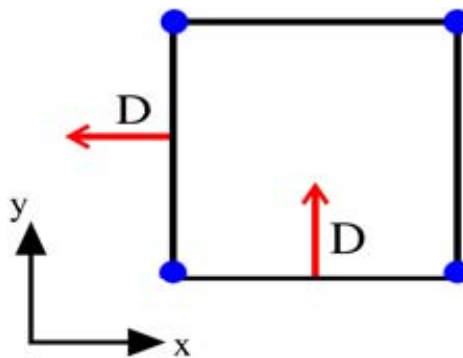
$$H = J_1 \sum_{\langle ij \rangle} \bar{S}_i \cdot \bar{S}_j + J_2 \sum_{\langle\langle ij \rangle\rangle} \bar{S}_i \cdot \bar{S}_j + H_x + H_y, \quad (4)$$

داده می‌شود که در آن

هامیلتونی مؤثر کمینه می‌شود، معرف بردار موج حالت پایه مغناطیسی سامانه اسپینی در این مقادیر پارامترهای هامیلتونی است.

در ابتدا سعی می‌کنیم فازهای مغناطیسی پایدار مدل هایزنبرگ همسایه اول و دوم را در غیاب جملات ناهمسانگرد بررسی کنیم ($J_R = 0$). اگر تنها برهم‌کنش هایزنبرگ نزدیک ترین همسایه‌ها در هامیلتونی اسپینی در نظر گرفته شود، انرژی در نقطه $q = (\pi, \pi)$ کمینه می‌شود (شکل ۲. الف) که بیانگر نظم مغناطیسی نل روی شبکه مربعی است. جهت‌گیری اسپین‌ها در نظم نل به گونه‌ای است که هر اسپین در جهت مخالف با نزدیک ترین اسپین‌های همسایه‌اش جفت شده است (شکل ۳. الف). واضح است که یاخته واحد مغناطیسی در این حالت شامل دو اسپین با جهت‌های مخالف است. با اضافه کردن برهم‌کنش همسانگرد همسایه دوم ($J_2 \neq 0$) در هامیلتونی مؤثر اسپینی، نظم نل تا $J_2 < 1/2$ پایدار باقی می‌ماند. دقیقاً در $J_2 = 1/2$ ، انرژی به ازای q های روی مرز ناحیه اول بریلوئن کمینه می‌شود. یعنی حالت پایه کلاسیکی به ازای $J_2 = 1/2$ ، واگنی بی نهایت دارد و سامانه اسپینی نمی‌تواند یک آرایشی با نظم بلند برد مغناطیسی را انتخاب کند. به ازای $J_2 > 1/2$ ، کمینه انرژی در نقاط $q = (0, \pi)$ و $q = (\pi, 0)$ قرار می‌گیرد (شکل ۲. ب). نظم مغناطیسی متناظر با این بردار موج‌ها، به ترتیب نظم مغناطیسی ستونی و سطری است. آرایش اسپینی در این حالت به گونه‌ای است که اسپین‌ها در یک راستای شبکه مربعی به صورت فرومغناطیس مرتب شده‌اند و در راستای دیگر آرایش پادفرومغناطیس دارند (شکل ۳. ب). تغییرات انرژی کمینه بر حسب J_2 به ازای مقادیر مختلف J_R در شکل ۴ نشان داده شده است. ناپیوستگی مشتق مرتبه اول انرژی در $J_2 = 1/2$ به ازای $J_R = 0$ ، بیانگر گذار فاز مرتبه اول بین نظم‌های بلند برد مغناطیسی نل و ستونی است.

قبلاً توضیح داده شد که با اضافه کردن برهم‌کنش اسپین-مدار راشبا به هامیلتونی هابارد، هامیلتونی مؤثر در حد همبستگی قوی شامل جملات ناهمسانگرد کین-مل و ژیاوشینسکی-موریا خواهد بود (معادله ۴). به ازای مقادیر



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) جهت بردار برهم‌کنش ژیاوشینسکی-موریا در راستاهای مختلف شبکه مربعی.

که \vec{F}_i بردارهای انتقال شبکه مربعی و N تعداد یاخته‌های واحد را نشان می‌دهند. با جایگذاری تبدیل فوریه اسپین در هامیلتونی مؤثر معادله (۴)، با تعریف $\vec{S}_q^T = [S_q^x, S_q^y, S_q^z]$ می‌توان هامیلتونی را به شکل ماتریسی همانند زیر بازنویسی کرد:

$$H = \sum_q \vec{S}_q^T \cdot M_q \cdot \vec{S}_q, \quad (9)$$

ماتریس M_q به صورت زیر داده می‌شود:

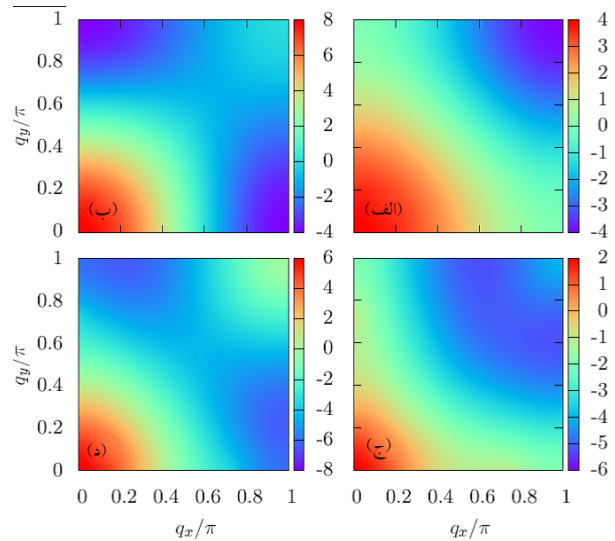
$$M_q = \begin{pmatrix} A_q & 0 & -iD_q \\ 0 & B_q & -iF_q \\ iD_q & iF_q & C_q \end{pmatrix}, \quad (10)$$

عناصر ماتریسی عبارتند از:

$$\begin{aligned} A_q &= 2[\cos(q_x) + \cos(q_y)] + 4J_2 \\ &[\cos(q_x)\cos(q_y)] - 2J_R[\cos(q_x) - \cos(q_y)], \\ B_q &= 2[\cos(q_x) + \cos(q_y)] + 4J_2 \\ &[\cos(q_x)\cos(q_y)] + 2J_R[\cos(q_x) - \cos(q_y)], \\ C_q &= 2[\cos(q_x) + \cos(q_y)] + 4J_2 \\ &[\cos(q_x)\cos(q_y)] - 2J_R[\cos(q_x) + \cos(q_y)], \\ D_q &= 4\sqrt{J_R} \sin(q_x), \\ F_q &= 4\sqrt{J_R} \sin(q_y), \end{aligned} \quad (11)$$

برای سادگی، در محاسبات J_1 برابر با مقدار واحد در نظر گرفته شده است. برای کمینه‌سازی ماتریس هامیلتونی در منطقه اول بریلوئن به ازای $0 \leq J_2 \leq 1$ و $0 \leq J_R \leq 1$ ، از روش عددی ژاکوبی استفاده کرده‌ایم. بردار موجی که به ازای آن ویژه مقدار ماتریس هامیلتونی برای مقادیر معین پارامترهای

جایگاه‌های شبکه مربعی مرتب شده‌اند. برای فهم پایداری فاز پیچشی درون صفحه‌ای در حضور برهم‌کنش اسپین-مدار راشبا، فرض می‌کنیم که بردار اسپین در جایگاه مرجع فقط مؤلفه y دارد. با این فرض، جمله برهم‌کنشی ژیاوشینسکی-موریا در راستای محور x شبکه مربعی معادله (۵) سهمی در آرایش نهایی اسپین‌ها نخواهد داشت. بنابراین در این حالت، جملات ناهمسانگرد باعث آرایش اسپین‌ها به صورت پادفرومغناطیس ($q_x = \pi$) در راستای x شبکه مربعی می‌شوند. برای این حالت خاص، اسپین‌ها در راستای y شبکه مربعی می‌توانند با برهم‌کنش ژیاوشینسکی-موریا همانند $-2\sqrt{J_R} S_i^y S_j^z$ ، به هم جفت شوند. این جفت‌شدگی، باعث منظم شدن اسپین‌ها در صفحه yz می‌شود. واضح است که آرایش اسپینی در راستای y شبکه مربعی، در صورتی کمینه خواهد شد که اسپین‌ها در راستای z مؤلفه داشته باشند. یعنی بردار موج $q_y = q_{inc}$ باید در بازه $[0, \pi]$ باشد. به عنوان نتیجه، اسپین‌ها در راستای محور x به صورت پادفرومغناطیس جهت‌گیری می‌کنند، ولی در راستای محور y ، اسپین‌ها نسبت به یکدیگر به اندازه $\vec{q}_{inc} \cdot \vec{r}$ حول محور x و در جهت خلاف عقربه‌های ساعت می‌چرخند (۳.ج). با استدلالی مشابه، در صورتی که فقط مؤلفه x اسپین در جایگاه مرجع غیر صفر باشد، اسپین‌ها در راستای محور x شبکه مربعی با آرایش نظم پیچشی در صفحه xz انرژی‌شان را کمینه می‌کنند و در راستای محور y شبکه به صورت پادفرومغناطیس مرتب می‌شوند. به طور کلی می‌توان این طور بیان کرد که مؤلفه‌های x و y برهم‌کنش تبدیلی ژیاوشینسکی-موریا باعث پایداری فازهای مغناطیسی درون صفحه‌ای ناجور می‌شوند. در شکل ۴ دیده می‌شود که به ازای J_R های غیر صفر، انرژی حالت پایه بر حسب J_\parallel هیچ گونه ناپیوستگی که معرف گذار فاز مغناطیسی باشد، ندارد. بنابراین، فاز پیچشی درون صفحه‌ای برای همه مقادیر J_R پایدار باقی می‌ماند. تغییرات q_{inc} بر حسب J_\parallel برای J_R های متفاوت در شکل (۵ سمت راست) نشان داده شده است. برای حالت $J_R = 0$ ، بردار موج در $J_\parallel = 0/5$ از مقدار π به صفر پرش می‌کند که معرف گذار مرتبه اول از

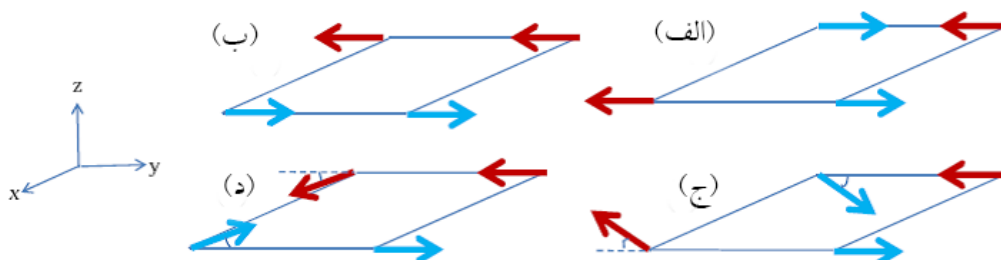


شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) ویژه مقدار کمینه مدل مؤثر در صفحه (q_x, q_y) به ازای مقادیری از ثابت‌های جفت‌شدگی.

(الف) $J_\parallel = 0/0, J_R = 0/0$ ، (ب) $J_\parallel = 1/0, J_R = 0/0$ ، (ج) $J_\parallel = 0/0, J_R = 0/5$ و (د) $J_\parallel = 1/0, J_R = 0/5$.

غیر صفر J_R ، نظم مغناطیسی پیچشی درون صفحه‌ای با بردار موج‌های $q = (\pi, q_{inc})$ و $q = (q_{inc}, \pi)$ به ترتیب در صفحات xz و yz برای همه مقادیر J_\parallel پایدار می‌شود (شکل ۲.ج و ۲.د). مؤلفه q_{inc} معرف این نکته است که بردار موج اسپینی، ضریب گویایی از بردار شبکه وارون نیست؛ یعنی اگر \vec{G} بردار شبکه وارون باشد، $q_{inc} \neq \frac{m}{n} \vec{G}$ که n و m اعداد صحیح هستند. حالت‌های پایه مغناطیسی با بردار موج q_{inc} معرف نظم مغناطیسی ناجور هستند.

در این حالت به خاطر وجود ناهمسانگردی در راستاهای مختلف، کمینه انرژی به ازای سمت‌گیری اسپین‌ها در صفحات xz و yz اتفاق می‌افتد. سمت‌گیری اسپین‌ها در صفحات مختلف با انرژی یکسان، بیانگر تبهگنی حالت پایه با نظم مغناطیسی پیچشی درون صفحه‌ای است. آرایش اسپینی فاز پیچشی درون صفحه‌ای در شکل‌های ۳.ج و ۳.د نمایش داده شده است. اسپین‌ها در یک راستا آرایش پادفرومغناطیس دارند و در راستای دیگر، اسپین‌ها به صورت پیچشی روی

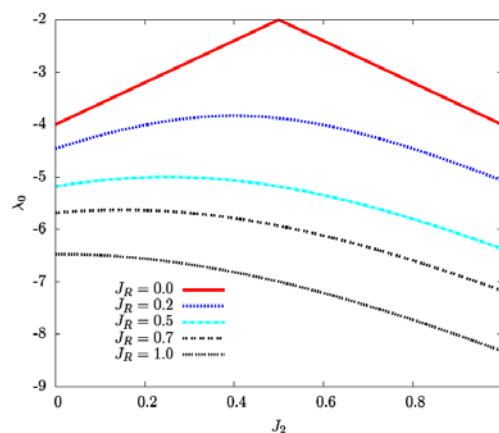


شکل ۳. (الف) نظم نل با بردار موج $q = (\pi, \pi)$ ، (ب) نظم ستونی با بردار موج $q = (\pi, 0)$ ، (ج) نظم پیچشی درون صفحه‌ای γZ با بردار موج $q = (\pi, q_{inc})$ و (د) نظم پیچشی درون صفحه‌ای γZ با بردار موج $q = (\pi, q_{inc})$.

برهم‌کنش همسایه دوم شکل ۴ برهم‌کنش‌های تبادلی کین-مل در معادلات (۵) و (۶) هامیلتونی مؤثر است. وجود برهم‌کنش‌های ناهمسانگرد وابسته به راستای شبکه، باعث نظم اسپین‌ها به صورت سطری و یا ستونی می‌شوند. به عنوان مثال اگر اسپین مرجع در راستای γ جهت‌گیری کند، حالت پایه برهم‌کنش کین-مل در هامیلتونی مؤثر در راستای محور x پادفرمغناطیس است، اما در راستای محور γ فرومغناطیس است. پس در حضور برهم‌کنش پادفرمغناطیس همسایه دوم، افزایش شدت J_R تا مقدار یک می‌تواند باعث غلبه برهم‌کنش پادفرمغناطیس همسایه اول و گذار از فاز نل به فاز ستونی می‌شود. از آنجایی که اسپین‌ها در حضور برهم‌کنش ژیاوشینسکی-موریا مؤلفه z دارند. حالت پایه هامیلتونی مدل در حضور هر دو جمله ژیاوشینسکی-موریا و کین-مل، بر حسب شدت برهم‌کنش همسایه دوم، دارای مؤلفه S_y نل و یا ستونی است. بنابراین برای $J_R < -2J_\gamma + 1$ ، مؤلفه‌های S_y در شبکه نظم نل ایجاد می‌کنند ولی با افزایش J_R و بعد از خط $J_R = -2J_\gamma + 1$ مؤلفه‌های اسپین به صورت ستونی منظم خواهند شد.

۴. روش کمینه‌سازی وردشی

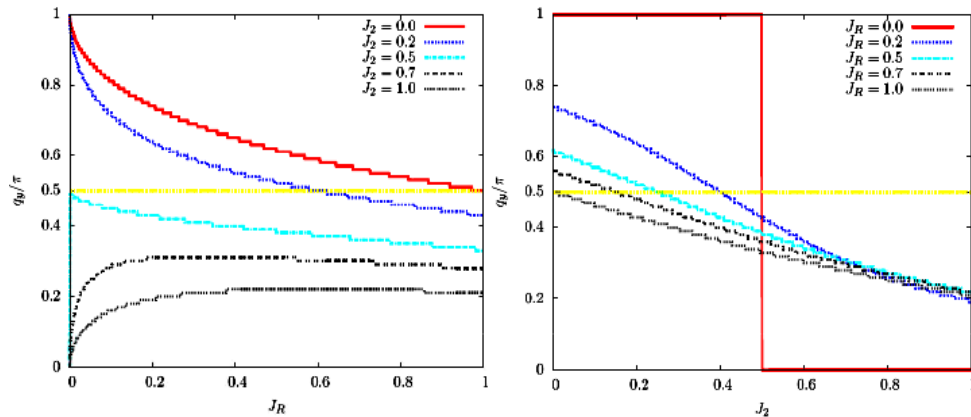
در این روش، ما اسپین‌ها را به گونه‌ای پارامتری می‌کنیم که اندازه هر اسپین در هر جایگاه شبکه برابر با واحد باشد. یعنی قید قوی، همان بهنجارش اسپین‌ها، در هر جایگاه برقرار باشد.



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) تغییرات کمینه انرژی بر حسب J_γ برای مقادیر مختلف برهم‌کنش ناهمسانگرد J_R .

اول از فاز نل به فاز ستونی است. با روشن شدن برهم‌کنش J_R ، بردار موج با افزایش J_γ کاهش می‌یابد و بر روی خط $J_R = -2J_\gamma + 1$ به مقدار $q_{inc} = \pi/2$ می‌رسد. به ازای $q_{inc} = \pi/2$ ، انرژی حالت پایه بیشترین مقدارش را خواهد داشت (شکل ۴). با افزایش بیشتر مقدار J_R ، q_{inc} به یک مقدار حدی کاهش می‌یابد. شکل ۵ سمت چپ، تغییرات q_{inc} بر حسب J_R برای J_γ ‌های مختلف را نشان می‌دهد. پس به ازای هر مقدار J_R ، برای همه مقادیر J_γ نظم پیچشی پایدار خواهد شد. قابل توجه است که به محض روشن شدن برهم‌کنش J_R ، تبهگنی کلاسیکی در $J_\gamma = 1/2$ از بین خواهد رفت و انرژی سامانه با انتخاب بردار موج‌هایی بر روی خط‌های $q_x = \pi$ و $q_y = \pi$ کمینه می‌شود.

علت وجود قله در نمودار انرژی حالت پایه بر حسب



شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) راست: تغییرات q_{inc} بر حسب J_\perp برای J_R های متفاوت، چپ: تغییرات q_{inc} به عنوان تابعی از J_R برای J_\perp های متفاوت.

روش لاتینجر-تیزا به دست آوردیم، بررسی کنیم. انرژی کلاسیکی در فاز پیچشی به ازای هر اسپین به صورت زیر داده می شود:

$$\begin{aligned} \frac{Ecl}{S^2} = & \frac{J_\parallel}{\gamma} [\cos(q_x) \cos(q'_x) + \cos(q_y) \cos(q'_y)] \\ & + \cos(q'_x) + \cos(q'_y)] + \frac{J_\perp}{\gamma} [\cos(q_x + q_y) \cos(q'_x + q'_y) \\ & + \cos(q_x - q_y) \cos(q'_x - q'_y) + \cos(q'_x + q'_y) \\ & + \cos(q'_x - q'_y)] - \frac{J_R}{\gamma} [\cos(q_x) \cos(q'_x) \\ & + \cos(q'_x)] + \frac{J_R}{\gamma} [\cos(q_y) \cos(q'_y) - \cos(q'_y)], \end{aligned} \quad (14)$$

با کیمه سازی این انرژی، محاسبات عددی ما فاز مغناطیسی پیچشی درون صفحه ای ناجور، همانند فازی که با روش لاتینجر-تیزا برای $J_R \neq 0$ به دست آمده بود را نشان می دهد.

۵. نتیجه گیری

در سامانه هایی که تقارن وارونی را می شکنند، مانند سامانه هایی که روی یک زیرلایه رشد داده شده اند یا سامانه های دوبعدی که در فصل مشترک دو ماده مختلف تشکیل می شوند، نیاز است که برای بررسی فیزیک این گونه سامانه ها جفت شدگی اسپین-مدار راشبا در نظر گرفته شود. هامیلتونی مؤثر مدل راشبا-هابارد در حد همبسته قوی شامل برهم کنش ژیاوشینسکی-موریا است. نتایج نشان می دهد که این برهم کنش ناهمسانگرد، نقش به سزایی در پایداری فاز پیچشی درون صفحه ای روی

برای این که بتوانیم همه حالت های مغناطیسی پایدار را به ازای شدت ثابت های جفت شدگی مختلف مطالعه کنیم نیاز است هر سه مؤلفه اسپین را در نظر بگیریم. هر یاخته واحد شبکه مربعی، شامل یک اسپین است. بنابراین اسپین در هر جایگاه را می توان همانند زیر پارامتری کرد:

$$\begin{aligned} S_i^x &= S \sin(\theta_i) \cos(\phi_i), \\ S_i^y &= S \sin(\theta_i) \sin(\phi_i), \\ S_i^z &= S \cos(\theta_i), \end{aligned} \quad (12)$$

که در آن

$$\begin{aligned} \theta_i &= \vec{q}' \cdot \vec{r}_i + \varphi, \\ \phi_i &= \vec{q} \cdot \vec{r}_i. \end{aligned} \quad (13)$$

با جایگذاری روابط فوق در هامیلتونی مؤثر معادله (۴) و کیمه سازی انرژی کلاسیکی نسبت به هفت متغیر \vec{q}, \vec{q}', ϕ می توان حالت های پایه مختلف و آرایش های اسپینی متناظر با آنها را به دست آورد. برای کیمه سازی عددی انرژی کلاسیکی، از روش گرمایش و سرمایش که در بسته بهینه سازی متمتیکا شبیه سازی شده است، استفاده کرده ایم. فازهای نل و ستونی که به ترتیب برای $J_\perp < 1/2$ و $J_\perp > 1/2$ مدل هایزبرگ همسایه دوم مطرح شده اند به آسانی می توان با استفاده از این روش به دست آورد. نتایج عددی، حالت پایه تبهگن کلاسیکی را به ازای $J_\perp = 1/2$ نشان می دهد. اینجا می خواهیم درستی پایداری فاز پیچشی مغناطیسی را که به ازای $J_R \neq 0$ و با استفاده از

هابارد آرایش یافته با حفره اختصاص یافته است [۲۴-۲۷]. گرکو و همچنین نتایج ایشان بیانگر این است که با افزایش استفاده از مواد مغناطیسی با نظم پیچشی ساخت. اهمیت مطالعه ابررساناهای توپولوژی، به خاطر وجود مایوران‌های فرمیونی که از آمار غیرآبلی پیروی می‌کنند، است [۲۲ و ۲۳]. همچنین، همکاران نشان برهم‌کنش کولنی هابارد، افت و خیزهای مغناطیسی افزایش می‌یابد و سیستم از فاز ابررسانایی به فاز مغناطیسی منظم گذار فاز انجام می‌دهد. تعدادی از پژوهشگران با محاسبه پذیرفتاری مغناطیسی نشان داده‌اند که در حالت نیمه پر، یعنی $n=1$ ، افت و خیزهای مغناطیسی به ازای بردار موج‌های ناجور، بیشینه مقدار را دارد که این نتیجه، مشابه نتیجه‌ای است که ما در این مقاله به دست آورده‌ایم [۲۴ و ۲۷]. قصد داریم در کارهای بعدی، پایداری فاز مغناطیسی پیچشی را در برابر افت و خیزهای کوانتومی با استفاده از روش‌های موج اسپینی و گروه بازهنجارش ماتریس چگالی مورد بررسی قرار دهیم.

شبکه مربعی دارد. قابل ذکر است که وجود این برهم‌کنش ناهمسانگرد، واگنی کلاسیکی بی نهایت در $J_{\parallel} = 1/2$ را هم از بین می‌برد. بنابراین اثر افت و خیزهای کوانتومی می‌تواند منجر به پایداری فاز مایع اسپین کوانتومی در این سامانه‌های ناکام با نظم پیچشی شود. پایداری فاز پیچشی ناشی از برهم‌کنش ژیاوشینسکی-موریا در سیستم‌های مختلف مورد تأیید قرار گرفته است [۱۷ و ۱۸]. مطالعات تجربی موادی با ساختار لایه‌ای نشان می‌دهد که جفت‌های کوپر در ماده ابررسانایی تک‌تایی که در تماس با ماده مغناطیسی با نظم پیچشی است به جفت‌های کوپر سه‌تایی تبدیل می‌شوند [۱۹-۲۱]. بنابراین ابررساناهای نامتعارف نوع موج p - که به عنوان ابررساناهای توپولوژی با حالت‌های مرزی شناخته می‌شود را می‌توان با داده‌اند که افت و خیزهای اسپینی نقش مهمی را در جفت‌شدگی الکترون‌ها برای تشکیل زوج‌های کوپر بازی می‌کنند [۲۴]. اخیراً مطالعات نظری زیادی برای مطالعه نوع گاف ابررسانایی و عامل تشکیل زوج‌های کوپر در مدل راشبا-

مراجع

1. P Fazekas, "Lecture note on electron correlation and magnetism", London, World Scientific (1999).
2. L Balents, *Nature* **464** (2010) 199.
3. P W Anderson, *Science*, **235** (1987) 1196.
4. P A Lee, N Nagaosa, X -G Wen, *Rev. Mod. Phys.* **78** (2006) 17.
5. H C Jiang, Z Wang, and L Balents, *Nature Phys.* **8** (2012) 902.
6. A Y Kitaev, *Annals of Phys.* **303** (2003) 2.
7. A Y Kitaev, *Annals of Phys.* **321** (2006) 2.
8. M Sasaki, K Hukushima, H Yoshino, and H Takayama, *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 137202.
9. Y Li and *et. al.*, *Sci. Rep.* **5** (2015) 16419.
10. Y Singh and P Gegenwart, *Phys. Rev. B* **82** (2010) 064412.
11. J A Sears and *et. al.*, *Phys. Rev. B* **91** (2015) 144420.
12. A Biffin and *et. al.*, *Phys. Rev. B* **90** (2014) 205116.
13. N Reyre and *et. al.*, *Science* **317** (2007) 1169.
14. C Chang Tsuei, arXiv:cond-mat/1306.0652.
15. J M Luttinger and L Tisza, *Phys. Rev. B* **70** (1946) 954.
16. D H Lyons, and T A Kaplan, *Phys. Rev.* **120** (1960) 1580.
17. B Doucot, D L Kovrizhin, and R Moessner, *Annals of Phys.* **399** (2018) 239.
18. O I Utesov, AV Sizanov, and AV Syromyatnikov, *Phys. Rev. B* **92** (2015) 125110.
19. R S Keizer, and *et. al.*, *Nature* **439** (2006) 825.
20. T S Khaire and *et. al.*, *Phys. Rev. Letter.* **104** (2010) 137002.
21. J W A Robinson, J Witt, and M Blamire. *Science.* **329** (2010) 59.
22. A F Volkov, A Anishchanka, and K B Efetov, *Phys. Rev. B* **73** (2015) 104412.
23. C W J Beenakker, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **4** (2013) 113.
24. A Greco, and A P Schnyder, *Phys. Rev. Letter.* **120** (2018) 177002.
25. R Ghadimi, M Kargarian, and S A Jafari, *Phys. Rev. B* **99** (2019) 115122.
26. X Lu, and D Senechal, *Phys. Rev. B* **98** (2018) 245118.
27. A Greco, M Bejas, and A P Schnyder, arXiv:cond-mat/1910.14621.