

ترابرد مگنونی یک زنجیره فرومغناطیس در حضور برهم کنش بلند برد تبادلی

سمیرا رجبی مارینی^۱، محمد مردانی^{۱*} و حسن ربانی^۲

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

۲. مرکز پژوهشی فناوری نانو، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد

پست الکترونیکی: mohammad-m@sku.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۳/۱۰/۰۴؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۳/۱۲/۲۱)

چکیده:

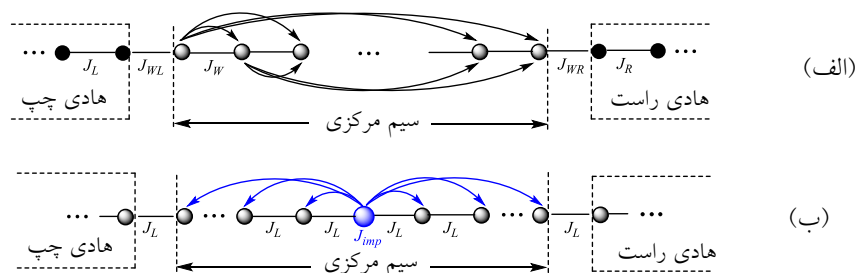
در این مقاله با استفاده از رهیافت تابع گرین، به مطالعه خواص ترابرد مگنونی یک زنجیره فرومغناطیس متصل به دو هادی فرومغناطیس نیمه‌متناهی در تقریب فراتر از برهم‌کنش نزدیک‌ترین همسایه می‌پردازیم. برای این منظور، روابط دینامیکی حاکم بر ممان‌های مغناطیسی سامانه مرکزی را خطی‌سازی کرده و سپس با نوشتن تابع گرین مربوطه در حضور هادی‌ها، روابطی برای محاسبه ضریب عبور و چگالی حالت‌های مگنونی ارائه می‌دهیم. محاسبات عددی خود را برای یک ناخالصی حوزه‌ای و یک تک ناخالصی که موجب تقریب فراتر از برهم‌کنش نزدیک‌ترین همسایه باشند، انجام داده‌ایم. از نتایج به دست آمده می‌توان به تغییر پهنای ناحیه تشدید و تعداد قله‌های آن با تغییر خواص ناخالصی اشاره کرد. بر مبنای کار حاضر امکان کنترل رسانش با تغییر قدرت ضریب برهم‌کنش تبادلی و قدرت انتگرال تبادلی قابل دستیابی است.

واژه‌های کلیدی: تابع گرین، فرومغناطیس، ترابرد مگنونی، ناخالصی مغناطیسی

۱. مقدمه

مشابه با خلق و فنای فونونی به عنوان کوانتای انرژی ارتعاشی در یک بلور، خلق و فنای برانگیختگی‌هایی به نام مگنون نیز به عنوان کوانتای انرژی مربوط به چرخش ممان‌های مغناطیسی در بلورهای فرو و آنتی فرومغناطیس اتفاق می‌افتد [۱ و ۲]. مگنون‌های با طول موج بلند می‌توانند جرم مؤثری تا ۲۰ برابر جرم یک الکترون آزاد هم داشته باشند [۱]. این مفهوم در ابتدا توسط بلوخ که ایده امواج اسپینی را برای توضیح رفتار مغناطیسی مواد در دماهای محدود ارائه کرد، سرچشمه گرفت [۳]. بعدها واژه مگنون توسط هلشتاین و پریماکوف، با ایجاد یک چارچوب مکانیکی کوانتومی برای درک این برانگیختگی‌های تجمعی اسپینی، معرفی شد [۴]. این شبه ذرات ویژگی‌های منحصر به فردی دارند که آنها را از سایر برانگیختگی‌ها متمایز می‌کند. مانند قابلیت انتشار آنها با بسامدها و بردارهای موج

مشخص در بلورهای مغناطیسی که از طریق برهم‌کنش با ممان‌ها، نقص‌ها و ناخالصی‌ها الگوهای تداخلی پیچیده‌ای را ایجاد می‌کنند. علاوه بر این، مگنون‌ها ویژگی‌های کوانتومی، مانند چگالش بوز-اینشتین و ابر سیال بودن را از خود نشان می‌دهند که پدیده چگالش در برخی نانوساختارها به ویژه در Fe و Co/Pt نشان داده شده است [۵]. در سال‌های اخیر، مگنون‌ها به دلیل کاربردهای بالقوه‌شان در حوزه‌های مختلف فناوری مورد توجه فزاینده‌ای قرار گرفته‌اند. این شبه ذرات نقش کلیدی در زمینه اسپیترونیک وابسته به مگنون ایفا می‌کنند که شاخه جدیدی از علم مغناطیس و فیزیک ماده چگال است. از اهمیت و مزایای کلیدی این شاخه می‌توان به بررسی انتشار امواج مگنونی در مواد رسانا و نارسانا [۶]، مصرف انرژی کم، سرعت بالای انتقال داده‌ها و پایداری اطلاعات اشاره کرد. بنابراین دستگاه‌های مگنونی می‌توانند جایگزین‌های مناسبی به جای دستگاه‌های الکترونیکی باشند [۷-۹].



شکل ۱. طرحواره (الف) یک زنجیره فرومغناطیس متناهی شامل جملات تبادلی بین تمام همسایه‌ها که از طرفین به دو هادی مگنونی فرومغناطیس ساده متصل است و (ب) یک زنجیره فرومغناطیس نامتناهی شامل یک ناخالصی مغناطیسی که برهم‌کنش بین تعدادی از همسایه‌های دورتر فقط برای آن در نظر گرفته شده است.

بررسی قرار می‌گیرد. با ارائه نتایج عددی چگونگی تغییرات ضریب عبور مگنونی به ضریب برهم‌کنش تبادلی مؤثر بین ممان‌ها و بین نزدیک‌ترین همسایه‌های ناخالصی را نشان خواهیم داد.

۲. فرمول‌بندی

شکل ۱، زنجیره‌ای از ممان‌های مغناطیسی را نشان می‌دهد که در کنار هم به صورت موازی قرار گرفته و یک نانوسیم فرومغناطیس تشکیل می‌دهند و این زنجیره از دو طرف خود به دو هادی فرومغناطیس مشابه متصل شده است. بدین معنی که سیم از سه قسمت هادی‌های چپ و راست و نانوسیم مرکزی شامل N ممان تشکیل شده است. می‌خواهیم برای یک موج مگنونی از هادی چپ به سامانه مرکزی وارد و پس از پراکندگی در سیم مرکزی به هادی راست رود، ضریب عبور را محاسبه می‌کنیم. در رهیافت نیمه کلاسیکی، معادلات دینامیکی حاکم بر ممان‌های مغناطیسی سامانه مرکزی در غیاب فرایندهای اتلافی به صورت زیر نوشته می‌شود [۱۳]:

$$\hbar \frac{d\vec{S}_p}{dt} = \sum_{q \neq p}^{N-1} J_{pq} (\vec{S}_p \times \vec{S}_{p+q} + \vec{S}_p \times \vec{S}_{p-q}), \quad (1)$$

که در آن $\vec{S}_p$ ، $p = 1, \dots, N$ بیانگر بردار بدون بعد ممان مغناطیسی در مکان p ام و J_{pq} ضریب جفت‌شدگی بین ممان‌های p و $p \pm q$ است. با فرض این که تغییرات اندازه هر مؤلفه عمود بر یک ممان (S_x, S_y) نسبت به اندازه آن در جهت اصلی ($S_z = 1$) کوچک است، می‌توان معادله (۱) را برحسب بردارهای $S_p^+ = S_{p,x} + iS_{p,y}$ خطی‌سازی کرد

در سامانه‌های مغناطیسی، موج مغناطیسی توسط مگنون‌هایی که انرژی برانگیختگی پایینی دارند، حمل می‌شود و معمولاً حرکت الکترون‌ها و انتقال بار که اتلاف انرژی الکتریکی و حرارتی زیادی دارند، مطرح نیست [۱۰]. در واقع در رابطه پاشندگی مگنونی فرومغناطیس‌ها، هر چه بسامد نوعی ارتعاش‌ها بیشتر باشد، مگنون‌ها سرعت بیشتر و اتلاف کمتری خواهند داشت. استفاده از مگنون‌ها با بسامد بالا در طراحی دستگاه‌هایی با سرعت انتقال داده بالا مطرح و راه را برای سامانه‌های محاسباتی سریع‌تر و کارآمدتر، هموار می‌کند [۳]. بنابراین بسامدهای بالای مگنونی از منظر دستیابی به مدارهای تراهرتز و همچنین انجام پردازش و ارتباطات فوق سریع اطلاعات حائز اهمیت است. علاوه‌براین، مگنون‌ها برای فناوری‌های کوانتومی مورد بررسی قرار می‌گیرند. ماهیت کوانتومی مگنون‌ها و توانایی آنها در رمزگذاری و انتقال اطلاعات کوانتومی منجر به پیشنهادهای برای محاسبات کوانتومی مبتنی بر مگنون، ارتباطات کوانتومی و سنجش کوانتومی شده است [۱۱ و ۱۲].

در این مقاله، به محاسبه خواص ترابرد مگنونی یک نانوسیم فرومغناطیسی شامل نقص‌های مغناطیسی در تقریب فراتر از برهم‌کنش نزدیک‌ترین همسایه‌ها می‌پردازیم. در واقع دو سامانه یکی شامل یک زنجیره فرومغناطیس شامل برهم‌کنش تبادلی بین تمام ممان‌ها به عنوان یک حوزه ناخالصی که از دو طرف به دو هادی فرومغناطیس نیمه‌متناهی یکسان متصل است و دیگری یک زنجیره فرومغناطیس نامتناهی که فقط یک ممان آن به عنوان ناخالصی شامل برهم‌کنش تبادلی بلند برد است، مورد

$$\Sigma_{L(R)} = \frac{J_{WL(R)}^\dagger}{2J_{L(R)}^\dagger} \quad (5)$$

$$\times \left(2J_{L(R)} - \hbar\omega - \sqrt{\hbar^2\omega^2 - 4\hbar\omega J_{L(R)}} \right),$$

که در آن $J_{WL(R)}$ و $J_{L(R)}$ ضرایب جفت‌شدگی بین ممان‌های هادی و اتصال چپ (راست) هستند. رابطه پاشندگی یک هادی مگنونی به صورت $\omega = 4\omega_0 \sin^2(ka/2)$ است که در آن k عدد موج، a ثابت شبکه [۱۸] و $\omega_0 = J_L / \hbar$ بسامد نوعی هادی از مرتبه گیگا هرتز است. برای فرومغناطیس‌ها ω_0 می‌تواند به محدوده تراهرتز هم برسد [۱۹]. در پایان ضریب عبور مگنونی توسط رابطه فیشر-لی قابل محاسبه است [۲۰]:

$$T(\omega) = 4 \text{Im} \Sigma_L \text{Im} \Sigma_R \left| (G_W)_{\lambda,N} \right|^2, \quad (6)$$

$$\text{DOS}(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im tr}(G_W), \quad (7)$$

$$\text{LDOS}^{(p)}(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im tr}(G_W)_{p,p}, \quad (8)$$

که در آن $(G_W)_{\lambda,N}$ درایه سطر اول و ستون آخر ماتریس تابع گرین و $(G_W)_{p,p}$ عنصر قطری p ام در رابطه (۴) است. در اینجا تمام روابط لازم برای محاسبه ضریب عبور و چگالی حالت‌های مگنونی فراهم می‌شود.

۳. نتایج عددی

در این بخش، محاسبات عددی خود را برای دو مورد معرفی شده در شکل ۱ ارائه می‌کنیم. ابتدا مورد اول (شکل ۱. الف)، یک زنجیره فرومغناطیس شامل هشت ممان مغناطیسی را که از دو طرف به دو هادی فرومغناطیس نیمه‌متناهی یکسان ($J_R = J_L$) متصل است و برهم‌کنش تبادلی بین تمام ممان‌های آن برقرار است، بررسی می‌کنیم. همانطور که گفته شد، با فرض این که این برهم‌کنش از نوع دوقطبی-دوقطبی باشد، مقدار ضریب α در رابطه (۲) برابر ۳ است. بدیهی است افزایش مقدار ضریب α ، سامانه را به سمت آرمانی شدن سوق می‌دهد و می‌توان به راحتی گفت که در $\alpha = 10$ سامانه آرمانی بوده و برهم‌کنش فقط بین ممان‌های همسایه‌های اول وجود دارد.

[۱۲] و با تعریف $S_p^+ = \tilde{S}_p^+ \exp(-i\alpha t)$ به جای مشتق

زمانی $-i\omega$ قرار داد. مطابق شکل ۱. الف، J_{pq} را بین تمام ممان‌های سامانه مرکزی غیر صفر در نظر گرفته و فرض می‌کنیم که مقدار آن با فاصله بین ممان‌ها به صورت زیر باشد:

$$J_{pq} = \frac{J_W}{|p-q|^\alpha}, \quad (2)$$

که در آن J_W مقدار انتگرال تبادلی بین نزدیک‌ترین همسایه‌ها (از مرتبه صدم الکترون ولت) در سامانه مرکزی و ضریب α یک کمیت پدیده‌شناختی است که با توجه به نوع ماده، میزان برهم‌کنش تبادلی مؤثر بین ممان‌ها را نشان می‌دهد [۱۴ و ۱۵]. برای موردی که فقط برهم‌کنش دوقطبی-دوقطبی بین ممان‌ها در نظر گرفته شود، مقدار α ، ۳ به دست می‌آید [۱۶]. مورد دیگری که در این مقاله بررسی می‌شود، یک زنجیره آرمانی بلند در تقریب نزدیک‌ترین همسایه است که یک ناخالصی مغناطیسی در میان آن قرار دارد و با تعدادی از همسایه‌های خود برهم‌کنش دارد (شکل ۱. ب). در این صورت انتگرال تبادلی بین این ناخالصی و همسایه‌هایش چنین نوشته می‌شود:

$$J_{(N+1)/2,q} = \frac{J_{imp}}{|(N+1)/2-q|^\alpha}, \quad (3)$$

که در آن J_{imp} مربوط به نزدیک‌ترین همسایه‌های ناخالصی مغناطیسی است. تابع گرین سامانه مرکزی در حضور هادی‌های فرومغناطیس چنین است:

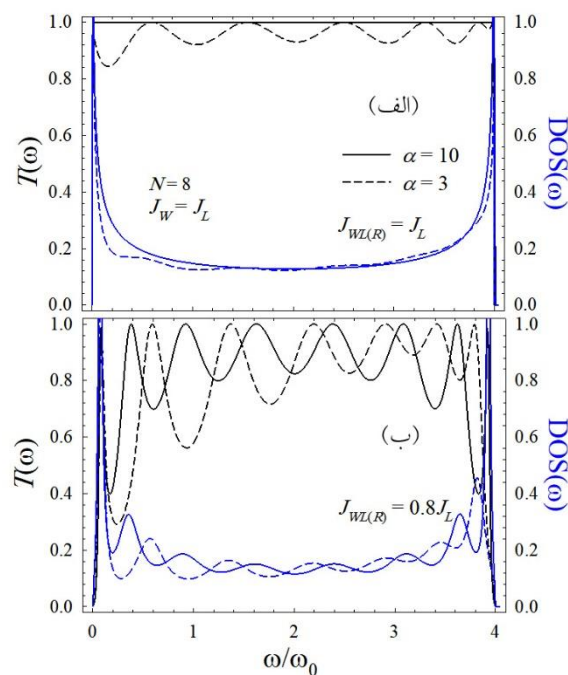
$$G_W = \frac{G_W^0}{I_{N \times N} - G_W^0 (\Sigma_L + \Sigma_R)}, \quad (4)$$

که در آن G_W^0 ماتریس تابع گرین سامانه مرکزی منزوی بوده که وارون آن در تقریب نزدیک‌ترین همسایه، عناصر قطری $\hbar\omega - 2J_W$ و عناصر کنار قطری $-J_W$ را دارد. در اینجا $\hbar\omega$ انرژی مگنون ورودی است. با توجه به وجود برهم‌کنش فراتر از همسایه نزدیک در سامانه مرکزی، بدیهی است که تمام عناصر وارون ماتریس G_W^0 غیر صفر بوده و توسط رابطه (۲) یا (۳) مشخص می‌شوند. همچنین Σ_L و Σ_R ماتریس‌های خودانرژی‌های چپ و راست هستند که فقط یک عنصر غیر صفر به ترتیب در ابتدا و انتهای خود دارند. این عناصر که به توابع خودانرژی چپ و راست معروفند، در تقریب همسایه نزدیک بر حسب بسامد مگنونی به صورت زیرند [۱۷]:

یکی بین منحنی‌های چگالی حالت‌ها و ضریب عبور در این قله‌ها مشاهده می‌شود. در واقع در بسامدهایی که قله‌های تشدید تابع ضریب عبور شکل می‌گیرند، شبه‌حالت‌های مگنونی در سامانه مرکزی وجود داشته است. این شبه‌حالت‌ها به دلیل اثر خودانرژی هادی‌ها، ویژه‌مقدار سامانه میانی را موهومی کرده و آنها را علاوه بر جابه‌جایی دچار پهن‌شدگی نیز می‌کنند. به نظر می‌رسد که برای $J_{WL(R)} = 0.6J_L$ وجود برهم‌کنش دو قطبی-دوقطبی، در بسامدهای پایین‌تر تأثیر بیشتری روی ضریب عبور دارد.

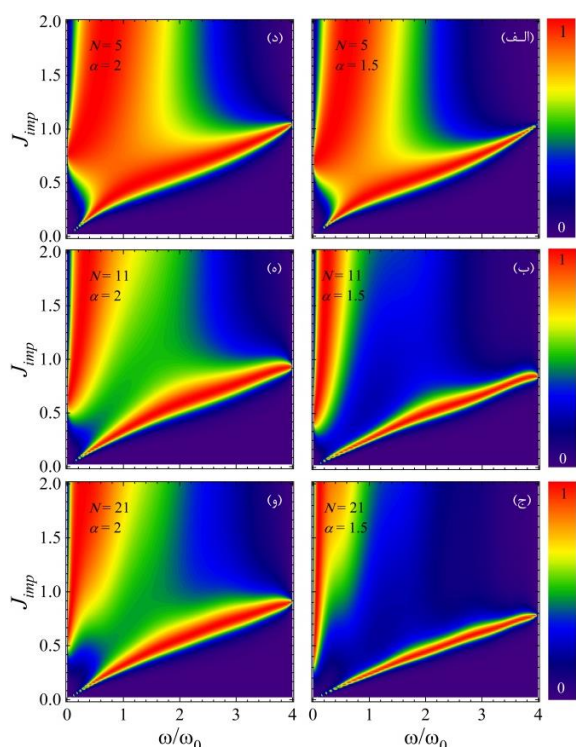
حال به بررسی مورد دیگر می‌پردازیم که مطابق شکل ۱. ب زنجیره‌ای نامتناهی شامل یک ناخالصی مغناطیسی است. ناخالصی با تعدادی از همسایه‌هایش برهم‌کنش تبادلی دارد و بقیه ممان‌های آن فقط با نزدیک‌ترین همسایه‌ها برهم‌کنش دارند [۲۲]. برای این منظور، مقادیر انتگرال‌های تبادلی را در کل سامانه و حتی برای اتصال‌ها یکسان و برابر با مقدار J_L قرار می‌دهیم، درحالی که مقدار آنها برای برهم‌کنش بین ناخالصی و همسایه‌هایش از رابطه (۳)، تبعیت می‌کند.

بنابراین به سادگی، می‌توان تعداد همسایه‌های درگیر با ناخالصی را با تغییر تعداد ممان‌های سامانه مرکزی تغییر داد. بدین معنا که افزایش تعداد ممان‌های سامانه مرکزی، تعداد ممان‌های درگیر با ناخالصی را افزایش می‌دهد. در اینجا مقدار ضریب α در رابطه (۳) را متغیر فرض کرده و اثر آن را بر ضریب عبور مگنونی سامانه مورد مطالعه قرار می‌دهیم. شکل ۳، ضریب عبور این مورد را به صورت تابعی از بسامد مگنونی و α در سه مقدار ۵، ۱۱ و ۲۱ برای N و دو مقدار $0.8J_L$ و $1/6J_L$ برای J_{imp} نشان می‌دهد. بدیهی است برای حفظ تقارن مسئله مقدار N می‌بایست فرد انتخاب شود. در مقادیر کوچک α ، تعداد همسایه‌های بیشتری در ماتریس تابع گرین نقش خواهند داشت و با فاصله گرفتن فیزیک سامانه مرکزی از فیزیک هادی‌ها، پراکندگی بیشتر و ضریب عبور کمتر می‌شود. بالعکس با افزایش مقدار α ، برهم‌کنش از حالت بلند برد خارج شده و تعداد همسایه‌های کمتری در گرین مسئله دخالت می‌کنند. در بسامدهای پایین (نزدیک به صفر)، فارغ از طول سامانه میانی، رسانش سامانه به سمت یک میل می‌کند.



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) ضریب عبور (سیاه) و چگالی حالت‌های (آبی) مگنونی بر حسب بسامد برای یک زنجیره فرومغناطیس شامل هشت ممان که با دو اتصال (الف) $J_{WL(R)} = J_L$ و (ب) $J_{WL(R)} = 0.8J_L$ بین دو هادی فرومغناطیس نیمه‌متناهی قرار گرفته است. مطابق شکل ۱. الف، برهم‌کنش بین تمام ممان‌های زنجیره مرکزی وجود دارد.

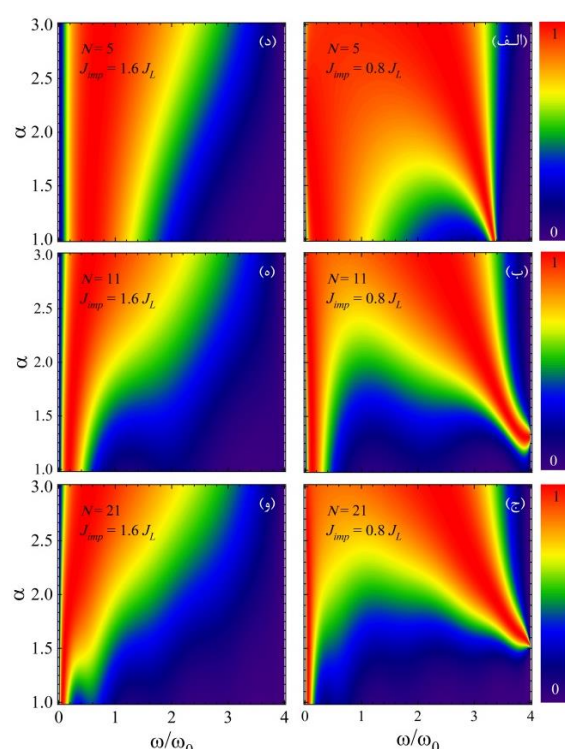
شکل‌های ۲. الف و ۲. ب ضریب عبور و چگالی حالت‌های مگنونی این سامانه را به صورت تابعی از بسامد مگنونی ورودی به ترتیب برای موارد $J_{WL(R)} = J_L$ و $J_{WL(R)} = 0.8J_L$ نشان می‌دهد. لازم به ذکر است که برای رسم این شکل، مقادیر انتگرال‌های تبادلی را در هادی‌ها و سامانه مرکزی یکسان فرض کرده‌ایم ($J_W = J_L$). مشاهده می‌شود که برای مقادیر $\alpha = 10$ و $J_{WL(R)} = J_L$ ، ضریب عبور در همه بسامدها مقدار آرمانی خود یعنی یک را اختیار کرده است. در مورد $\alpha = 3$ ، شاهد تعدادی قله تشدید و دره در نمودار ضریب عبور هستیم [۱۴ و ۲۱]. بسته به مقدار ضریب $J_{WL(R)}$ و همپوشانی موج مگنونی در شبه حالت‌های سامانه مرکزی، تعداد قله‌ها می‌تواند کمتر از هشت عدد نیز باشد. در واقع تعداد ممان‌های سامانه مرکزی، تعداد ویژه حالت‌های سامانه مرکزی را در حالت منزوی تعیین می‌کند و این تعداد برابر و یا متناسب با تعداد قله‌های تشدید در طیف رسانش مگنونی سامانه متصل هستند. همچنین برای سامانه‌های خطی، تناظر یک به



شکل ۴. ضریب عبور مگنونی به صورت تابعی از بسامد مگنونی و انتگرال تبدیلی مربوط به ناخالصی مغناطیسی برای یک زنجیره فرومغناطیس شامل ۵، ۱۱ و ۲۱ ممان که بین دو هادی مگنونی فرومغناطیس قرار گرفته است. در اینجا ضریب α را برابر ۱/۵ و ۲ در نظر می‌گیریم.

رابطه پاشندگی سامانه مرکزی زوج نبوده و عدم تقارن در طیف رسانش را موجب می‌شود.

در شکل ۴ نیز ضریب عبور مگنونی همین زنجیره (شکل ۱. ب) را به صورت تابعی از بسامد مگنونی و J_{imp} در سه مقدار ۵، ۱۱ و ۲۱ برای N و دو مقدار ۱/۵ و ۲ برای α نشان می‌دهد. همان‌طور که دیده می‌شود پنجره مجاز مگنونی، مستقل از مقدار N یا ضریب α برای مقادیر کم J_{imp} ، کوچک است. با افزایش مقدار J_{imp} اندازه این پنجره متناسب با مقدار J_{imp} می‌شود و تا جایی که به مقدار J_L برسد به صورت خطی رشد می‌کند. با افزایش بسامد، محدوده رسانش مگنونی برحسب J_{imp} ، به خصوص وقتی که J_{imp} بزرگ‌تر از J_L باشد، کاهش پیدا می‌کند. در بسامدهای پایین‌تر، در مواردی که N مقدار ۱۱ و ۲۱ را اختیار می‌کند، ناحیه رسانش محدودتر می‌شود. به نظر می‌رسد که یک رابطه خطی بین بسامد عبوری و J_{imp} متناظر با آن وجود دارد.



شکل ۵. ضریب عبور مگنونی به صورت تابعی از بسامد مگنونی و ضریب α برای یک زنجیره فرومغناطیس شامل یک ناخالصی مغناطیسی که بین دو هادی مگنونی فرومغناطیس قرار گرفته است. تعداد ممان‌های برهم‌کنش‌کننده با ناخالصی در (الف، د)، (ب، ه) و (ج، و) به ترتیب ۵، ۱۱ و ۲۱ و مقدار قدرت برهم‌کنش تبدیلی در (الف، ب، ج) و (د، ه، و) به ترتیب $J_{imp} = 0.8 J_L$ و $J_{imp} = 1.6 J_L$ انتخاب شده است.

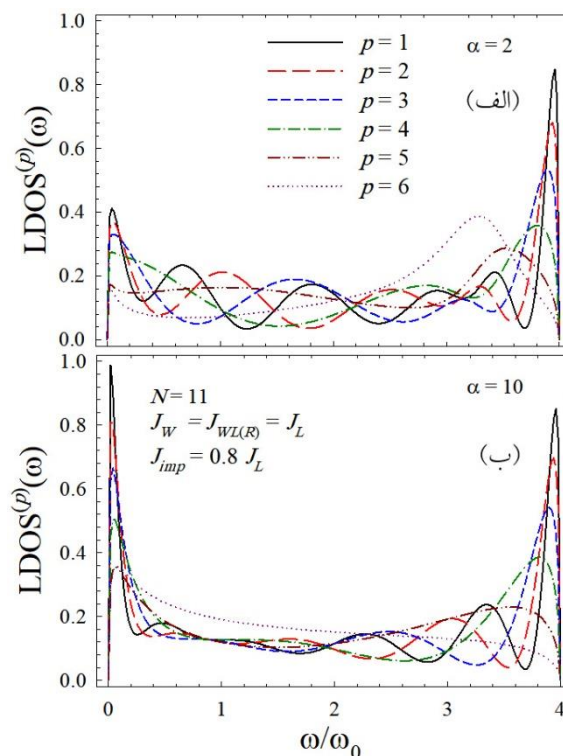
به عبارت دیگر در طول موج‌های بلند جزییات برهم‌کنش سامانه مرکزی مهم نیست. در بسامدهای بالای مگنونی، رسانش سامانه به خصوص در مقادیر پایین α به سمت صفر میل می‌کند. به نظر می‌رسد که در بسامدهای بالا و برای $\alpha > 2$ ، طیف سامانه شامل یک گاف در انتهای پنجره عبور مگنونی خواهد بود. همچنین مشاهده می‌شود که با افزایش J_{imp} طیف عبوری به سمت بسامدهای پایین‌تر میل می‌کند. در پایان لازم به ذکر است از آنجایی که رابطه پاشندگی سامانه مرکزی در مورد سامانه شامل فقط همسایه-های اول تابعی زوج از عدد موج است، نمودارهای رسانش برای $\alpha = 10$ نیز نسبت به $2\omega_0$ متقارن خواهد بود؛ زیرا رابطه پاشندگی ویژه بسامدها را تعیین می‌کند که آنها را در طرفین $2\omega_0$ متقارن توزیع می‌کند.

در حضور برهم‌کنش بین همسایه‌های دورتر ($\alpha = 3$)، تابع

ممان‌های اول تا ششم در دو مقدار ۲ و ۱۰ برای α با در نظر گرفتن $J_W = J_{WL(R)} = J_L$ و $J_{imp} = 0.8 J_L$ ترسیم شده است. هرچه از ممان اول ($p=1$) به سمت ناخالصی (تا جایگاه $p=5$) می‌رویم، تعداد قله‌ها و دره‌های چگالی حالت‌ها کمتر می‌شود. در جایگاه خود ناخالصی ($p=6$)، رفتار کاملاً متفاوت از بقیه است. همانطور که انتظار می‌رود برای مورد $\alpha=10$ در شکل ۵. ب، چگالی حالت‌ها برای جایگاهی که از ناخالصی دورتر است ($p=1$)، همانند ساختار آرمانی U شکل خواهد بود. بدیهی است در حضور برهم‌کنش بلند برد ($\alpha=2$) تغییرات بیشتری در چگالی حالت‌ها مشاهده می‌شود.

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله، با استفاده از روش تابع گرین، به بررسی ضریب عبور مگنونی یک زنجیره فرومغناطیس شامل برهم‌کنش‌های همسایه‌های دورتر پرداختیم. دو مورد، یکی دارای برهم‌کنش بلندبرد میان تمام ممان‌های سیم مرکزی و دیگری یک زنجیره نامتناهی شامل یک ناخالصی مغناطیسی که با تعدادی از همسایه‌هایش برهم‌کنش دارد، مورد بررسی قرار گرفت. نتایج عددی نشان می‌دهد که ضریب عبور مگنونی حساسیت زیادی به قدرت ضریب برهم‌کنش تبدلی مؤثر بین ممان‌ها (α) و همچنین قدرت مقدار انتگرال تبدلی بین نزدیک‌ترین همسایه‌های ناخالصی مغناطیسی (J_{imp}) دارد. این به گونه‌ای است که با تغییر این پارامترها می‌توان عبور موج مگنونی را از سامانه کنترل کرد. تغییر پارامترها می‌تواند با انتخاب نوع ناخالصی و نوع ماده سازنده سامانه صورت پذیرد.



شکل ۵. چگالی حالت‌های مگنونی در جایگاه p ام بر حسب بسامد برای یک زنجیره فرومغناطیس واقع بین دو هادی مگنونی فرومغناطیس شامل ۱۱ ممان که یکی از آنها واقع در مرکز زنجیره متفاوت است. در (الف) و (ب) ضریب برهم‌کنش بلند برد مگنونی به ترتیب ۲ و ۱۰ انتخاب شده است. همچنین $J_{imp} = 0.8 J_L$ و $J_W = J_{WL(R)} = J_L$ در نظر گرفته شده است.

به ویژه برای α های کوچک‌تر، این محدوده باریک‌تر است. همان گونه که مشاهده می‌شود در یک مقدار خاص J_{imp} ، امواج مگنونی با بسامدهای خاصی از سامانه قابل عبور هستند که در موضوع صافی‌های موج مگنونی قابل بحث است. با افزایش طول ناحیه برهم‌کنشی به خصوص در بسامدهای بالاتر، مقدار رسانش مگنونی کمتر خواهد شد.

در شکل ۵ چگالی حالت‌های مگنونی محلی در جایگاه p ام متناظر با ساختار شکل ۱. ب را بر حسب بسامد در اطراف

مراجع

1. J K Hook and H E Hall, "Solid State Physics.", Wiley, (1995).
2. M A Cazalilla, H Ochoa and F Guinea, *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 077201.
3. F Bloch, *Z. Phys.* **61** (1930) 206.
4. T Holstein and H Primakoff, *Phys. Rev.* **58** (1940) 1098.
5. S O Demokritov, et al., *Nature* **443** (2006) 430.
6. K Yamamoto, et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **545** (2022) 168672.
7. S Tacchi, et al., *J. Phys.: Condens. Matter.* **29** (2017) 073001.
8. H Yu, J Xiao and P Pirro, *J. Magn. Magn. Mater.* **450** (2018) 1.

9. J Chen, et al., *Phys. Rev. B* **100** (2019) 104427.
10. X Han, et al., *Appl. Phys. Lett.* **125** (2024) 020501.
11. Y Tabuchi, et al., *Science* **349** (2015) 405.
12. H Y Yuan, et al., *Phys.* **965** (2022) 1.
13. C Kittel, *Phys. Rev.* **73** (1948) 155.
14. D M Gautreau, A Saha, and T Birol, *Phys. Rev. Mater.* **5** (2021) 024407.
15. G Gubbiotti, et al., *Phys. Rev. B* **97** (2018) 134428.
16. S Shojaei, M Mardaani and H Rabani, *Iran. J. of Phys. Res.* **22** (2023) 753.
17. S Shojaei, M Mardaani and H Rabani, *Phys. Rev. E* **106** (2022) 024122.
18. C Kittel, “*Introduction to Solid State Physics.*”, John Wiley and Sons, (2005).
19. AV Chumak, et al., *Nat. Phys.* **11** (2015) 453.
20. H Boumrar, et al., *J. Phys.: Condens. Matter.* **32** (2020) 355302.
21. YH Li and R Cheng, *Phys. Rev. B* **103** (2021) 014407.
22. N Singh, et al., *Phys. Status Solidi B* **257** (2020) 1900654.