

## ترابرد مگنونی یک زنجیره پادفرومغناطیسی در رهیافت ماتریس انتقال

سحر شجاعی<sup>۱</sup>، محمد مردانی<sup>۱\*</sup> و حسن ربانی<sup>۲</sup>

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: ۱۴۰۱/۰۳/۲۲؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۱/۰۵/۲۲)

### چکیده

در این مقاله، به مطالعه خواص ترابرد مگنونی یک زنجیره پادفرومغناطیسی متصل به دو هادی فرومغناطیسی، با استفاده از رهیافت ماتریس انتقال، می‌پردازیم. زنجیره پادفرومغناطیسی را در یک محیط اتلافی در نظر می‌گیریم و یک میدان مغناطیسی خارجی بر آن اعمال می‌کنیم. مدل را با استفاده از روابط تحلیلی مربوط به ماتریس انتقال به گونه‌ای بهبود داده‌ایم که محاسبات عددی سرعت زیادی داشته باشد. در ادامه، محاسبات عددی را برای به دست آوردن ضریب عبور و چگالی حالت‌های مگنونی یک زنجیره پاد فرومغناطیسی چند اتمی به عنوان مثال تشریحی، انجام داده و نتایج آن را در حضور میدان مغناطیسی خارجی و نیروهای اتلافی مگنونی به تفصیل ارائه کرده‌ایم. کنترل پهنای ناحیه تشدید و تعداد قله‌های طیف رسانش مگنونی را با تغییر اندازه میدان اعمالی، طول زنجیره و پارامترهای مغناطیسی سامانه مورد بحث قرار داده‌ایم.

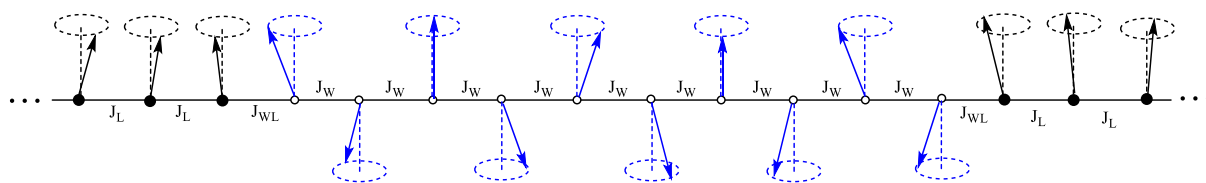
واژه‌های کلیدی: ماتریس انتقال، پادفرومغناطیسی، ضریب عبور مگنونی

### ۱. مقدمه

این امواج توسط میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی از موضوعات اصلی تحقیق در اسپینترونیک است [۲-۴]. مزایای مهم استفاده از قطبش موج اسپینی برای رمزگذاری و پردازش اطلاعات در مغناطیس سامانه‌های مبتنی بر ساختارهای پادفرومغناطیسی، در سال‌های اخیر به شدت مورد توجه قرار گرفته است [۵]. از پدیده‌های وابسته به اسپین برای تولید و دست‌کاری جریان‌های اسپین می‌توان به اثر پمپاژ اسپینی، اثر اسپینی هال و اثر اسپینی سبیک اشاره کرد [۶]. جریان‌های اسپینی می‌توانند در مواد عایق و رسانا انتشار یابند که هر یک بسته به مغناطیسی یا

مگنون‌ها کوانتاهای بوزونی امواج مغناطیسی شبکه هستند که بسامد آنها به طور معمول از مرتبه گیگا هرتز تا تراهرتز متغیر است. استفاده از آنها در کنترل و انتقال داده برای مسافت‌های طولانی و بدون اتلاف اهمی که تابع دما و افت و خیزهای حرارتی و میدان مغناطیسی است، زمینه‌ای جذاب را برای پژوهشگران ایجاد کرده است [۱].

در سال‌های اخیر، تولید، انتقال، تشخیص و پردازش جریان اسپینی با استفاده از میکروسکوپ‌های مغناطیسی و دستکاری



شکل ۱. طرحواره زنجیره ممان‌های مغناطیسی با ساختار پادفرومغناطیس متصل به دو هادی مگنونی فرومغناطیس مشابه.

## ۲. فرمول‌بندی

شکل ۱ زنجیره پادفرومغناطیسی را نشان می‌دهد که از دو طرف به هادی‌های مگنونی فرومغناطیس مشابه متصل شده‌اند. فرض می‌شود که یک موج مگنونی از هادی چپ به سامانه مرکزی وارد شده و پس از پراکندگی توسط ممان‌های مغناطیسی آن وارد هادی دیگر می‌شود. ضریب عبور مگنونی می‌تواند کمیت مناسبی برای تعیین کمی مقدار پراکندگی از میان این سامانه باشد. بدیهی است که مقدار این کمیت علاوه بر مقدار ضریب جفت‌شدگی ممان‌های مغناطیسی در سامانه مرکزی ( $J_W$ ) و اتصال‌ها ( $J_{WL}$ )، به بسامد مگنونی ( $\omega$ ) موج فرودی بستگی دارد که خود توسط رابطه پاشندگی هادی‌ها مشخص می‌شود.

رهیافت مورد نظر بر دینامیک ممان‌های مغناطیسی را به صورت نیمه کلاسیکی در نظر گرفته و از تقریب برهمکنش نزدیک‌ترین همسایه بهره می‌جویم. بنابراین معادلات دینامیکی حاکم بر ممان‌های مغناطیسی سامانه مرکزی در حضور میدان مغناطیسی خارجی که موازی با ممان‌ها فرض می‌شود و همچنین در حضور نیروهای اتلافی، به صورت زیر نوشته می‌شود [۱۸]:

$$\frac{d\vec{S}_p}{dt} = -\gamma \vec{S}_p + \frac{J_W}{\hbar} (\vec{S}_p \times \vec{S}_{p+1} + \vec{S}_p \times \vec{S}_{p-1}) + \frac{\mu_B B}{\hbar} (\vec{S}_p \times \hat{B}), \quad (1)$$

$p = 1, \dots, N$

که در آن  $\vec{S}_p$  بیانگر ممان مغناطیسی بدون بعد در مکان  $p$  ام،  $\hat{B}$  تعیین‌کننده جهت میدان مغناطیسی خارجی در راستای عمود بر سامانه و  $B$  اندازه میدان خارجی است (در اینجا  $\mu_B$  مگنتون بور است) [۱۹ و ۲۰]. همچنین  $\gamma$  ضریب میرایی مگنون است که بعد بسامد دارد. بدیهی است که میدان خارجی باعث تغییرات و حرکت تقدیمی ممان‌ها می‌شود. با فرض این که تغییرات اندازه مؤلفه‌های عمود بر ممان اصلی نسبت به آن کوچک است،

غیرمغناطیسی بودن، دامنه تحقیقات را برای کاربردهای احتمالی افزایش می‌دهد [۷-۹]. مگنون‌ها می‌توانند با طیف گسترده‌ای از ارتعاشات مختلف، از جمله فوتون‌ها، امواج ماکرو و نوری، فونون‌ها و سایر مگنون‌ها جفت شوند. طول موج مگنونی قابل کنترل بوده که برای کوچک‌سازی قطعات الکترونیکی و ذخیره‌سازی اطلاعات کوانتومی مفید است [۱۰ و ۱۱]. در عین حال، بسامد برانگیختگی‌های مگنون را می‌توان با تغییر جهت‌گیری یا راستای ممان مغناطیسی محلی یا از طریق میدان‌های اعمال‌شده خارجی یا میدان‌های داخلی ساختارهای بلوری مانند ناهمسانگردی‌های مغناطیسی تنظیم کرد [۱۲]. انواع مختلف نظم مغناطیسی بر ویژگی‌های بسیار متفاوت دینامیک مگنون‌ها تأکید دارند. به عنوان مثال، در سامانه‌های فرومغناطیسی در مقیاس نانو، برهمکنش‌های دوقطبی می‌توانند عمیقاً رفتار مگنون را تحت تأثیر قرار دهند، اما برای مواد پادفرومغناطیسی، که مغناطش خالص در آن از بین می‌رود، این برهمکنش‌ها اهمیت کمتری می‌یابند [۱۳ و ۱۴]. انواعی از پادفرومغناطیس‌های دوبعدی، یک کلنال مگنونی قلیل تنظیم الکتریکی را ارائه می‌دهد که می‌تواند برای سامانه‌های مگنونی در غیاب هر میدان مغناطیسی مورد کاربرد قرار گیرد. [۱۵]. هنگامی که جریان مگنونی از طریق یک میدان مغناطیسی منتشر می‌شود، هیچ‌گونه انتقال بار الکتریکی از طریق آن صورت نپذیرفته و بنابراین اتلاف انرژی الکتریکی و حرارتی اتفاق نمی‌افتد [۱۶-۱۷].

در این مقاله به محاسبه ترابرد مگنونی نانو سیم پادفرومغناطیسی متصل به هادی‌های فرومغناطیس، با در نظر گرفتن تقریب برهمکنش نزدیک‌ترین همسایه می‌پردازیم. ساختار مورد بررسی از یک نانونوار پادفرومغناطیسی با تعداد محدود تشکیل شده است که از دو طرف به نانونوارهای نیمه متناهی فرومغناطیس به عنوان هادی‌های چپ و راست متصل شده‌اند.

که در آن  $J_L$  ضریب برهمکنش تبدالی بین ممان‌ها در هر هادی،  $J_{WL}$  ضریب جفت‌شدگی تبدالی بین ممان‌های سطحی سامانه مرکزی و هر هادی است. همچنین  $q$  عدد موج مگنونی و  $a$  ثابت شبکه هر هادی است که  $q$  با استفاده از رابطه پاشندگی مگنونی در هادی‌ها برحسب  $\omega$  بیان می‌شود. با توجه به محاسبات چگالی حالت‌ها بر حسب تابع گرین و با استفاده از روش ماتریس انتقال، می‌توان از رابطه زیر سهم چگالی مدهای مگنونی مربوط به ممان‌های سامانه مرکزی در حضور هادی‌ها را به دست آورد:

$$DOS(\omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{\partial}{\partial \omega} \ln \left( \begin{array}{c} M_{11} + \frac{J_{WL}^r}{J_W J_L} (M_{1r} - M_{r1}) e^{iqa} \\ -\frac{J_{WL}^r}{J_W J_L} M_{rr} e^{iqa} \end{array} \right) \quad (6)$$

### ۳. نتایج عددی برای یک زنجیره پادفرومغناطیسی

#### متصل به دو هادی فرومغناطیسی

در این مرحله، یک زنجیره پادفرومغناطیسی شامل تعداد متناهی ( $N$ ) از ممان‌های مغناطیسی را که راستای  $z$  ممان مغناطیسی آنها یک در میان مثبت و منفی در نظر گرفته شده است و از طرفین به دو هادی فرومغناطیسی متصل است، مورد بررسی قرار می‌دهیم. به منظور انجام محاسبات عددی ضرایب جفت‌شدگی سامانه را به صورت  $J_W = J_L$  و  $J_{WL} = \alpha J_L$  انتخاب می‌کنیم. در شکل-های ۲، الف و ب به ترتیب ضریب عبور و چگالی حالت‌های مگنونی این سامانه به صورت توابعی از بسامد مگنونی برای دو طول متفاوت  $N=10, 20$  نشان داده شده است. با توجه به رابطه پاشندگی مگنونی یک زنجیره فرومغناطیسی،  $\omega = 4\omega_0 \sin^2(qa/2)$  و یک زنجیره پادفرومغناطیسی،  $\omega = 2\omega_0 / \sin(qa/2)$ ، بازه بسامد مجاز مگنونی در هادی‌ها  $[\omega_0, 4\omega_0]$  و در سامانه مرکزی  $[\alpha\omega_0, \omega_0]$  است. در اینجا  $\omega_0$  بسامد نوعی ممان‌ها در شبکه از مرتبه تراهرتز است که به صورت نسبت برهمکنش تبدالی ممان مغناطیسی  $J_L$  به  $\hbar$  تعریف می‌شود. افزایش تعداد ممان‌های مغناطیسی سامانه مرکزی، باعث افزایش تعداد قله‌های تشدید رساندگی مگنونی می‌شود. همچنین

می‌توان معادلات در رابطه (۱) را خطی‌سازی کرده و به کمک تعریف عملگرهای بالا برنده و پایین برنده  $S_p^\pm = S_{p,x} \pm iS_{p,y} = \tilde{S}_p^\pm e^{-i\omega t}$ ، مدهای ویژه و بسامدهای ویژه مگنونی را به دست می‌آورد. در روش خطی‌سازی سامانه مغناطیسی، اگر دامنه نوسانات و برانگیختگی‌های مولفه‌های ممان مغناطیسی در راستای  $x$  و  $y$  را کوچک در نظر بگیریم با چشم‌پوشی از تمام جملات معادله مشتق زمانی ممان مغناطیسی در راستای  $z$ ، به یک مجموعه تقریبی از معادلات خطی می‌رسیم [۲۱]. عملگرهای بالابرنده در جایگاه‌های متوالی را می‌توان توسط یک ماتریس  $2 \times 2$  به هم مربوط ساخت. ماتریس انتقال، با حاصل ضرب ماتریسی ماتریس‌های مرتبط با تمام جایگاه‌های سامانه مرکزی به شکل زیر بیان می‌شود [۲۲].

$$M = M_N M_{N-1} \dots M_1, \quad (2)$$

که در آن

$$M_p = \begin{pmatrix} \frac{\hbar\omega(-1)^p - J_{p,p-1} - J_{p,p+1}}{J_{p,p+1}} + B_p - i\gamma & -\frac{J_{p,p-1}}{J_{p,p+1}} \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

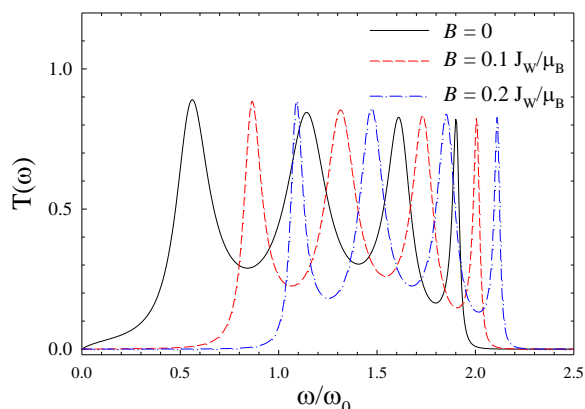
که برای ممان‌های سامانه مرکزی و اتصال‌ها به ترتیب:  $J_{p,p\pm 1} = J_W$  است. در واقع ماتریس انتقال در رابطه (۲)، عملگرهای بالابرنده در جایگاه انتهایی هادی چپ را به جایگاه ابتدایی هادی راست مرتبط می‌کند:

$$\begin{pmatrix} S_{N+2}^+ \\ S_{N+1}^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{1r} \\ M_{r1} & M_{rr} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_{-1}^+ \\ S_{0}^+ \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$J_W = \alpha J_L$

که در آن  $M_{ij}$ ‌ها درایه‌های ماتریس انتقال سامانه هستند. بنابراین ضریب عبور مگنونی از نانو ساختار مغناطیسی از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$T(\omega) = \left| \frac{2J_{WL}^r J_W J_L \det M \sin qa}{J_W^r J_L^r M_{11} + J_{WL}^r J_W J_L (M_{1r} - M_{r1}) e^{iqa} - J_{WL}^r M_{rr} e^{iqa}} \right|^2, \quad (5)$$

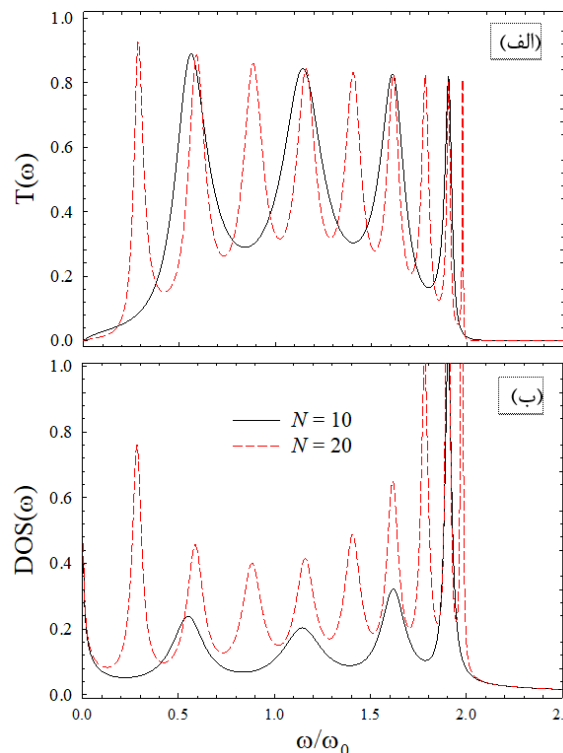


شکل ۳. تغییرات ضریب عبور مگنونی زنجیره مرکزی پادفرومغناطیس بر حسب بسامد برای  $10^\circ$  ممان و  $J_W = J_L$  و  $J_{WL} = 0/1 J_L$  در حضور میدان مغناطیسی خارجی در راستای ممان‌ها.

بالاتر ناحیه تشدیدیه علاوه بر کوچک‌تر شدن، در بازه بسامدی  $[2\omega_0, 4\omega_0]$  نیز که در غیاب میدان ناحیه تونل‌زنی است، قرار می‌گیرد. لازم به ذکر است که با توجه به مقدار نوعی  $J_W$  در مواد پادفرومغناطیس [۲۳]، بزرگی  $J_W / \mu_B$  می‌تواند از مرتبه چند ده تسلا باشد.

در شکل ۴، در غیاب میدان با در نظر گرفتن محیط واهلشی برای مگنون‌ها، منحنی ضریب عبور مگنونی را برای همان زنجیره ده اتمی پادفرومغناطیس بر حسب بسامد مگنونی ترسیم کرده‌ایم. دیده می‌شود که با افزایش مقدار ضریب میرایی،  $\gamma$ ، مقدار ضریب عبور مگنونی به صورت محسوسی کاهش می‌یابد به گونه‌ای که برای مقادیر بزرگ آن، حتی قله‌های منحنی نیز محو می‌شود. جایگاه قله‌ها در طیف رسانش به مقدار بسیار کمی به سمت بسامدهای بالاتر جابه‌جا شده است و این اثر در مقادیر بیشتر  $\gamma$  مشهودتر است. منشأ این جابه‌جایی اندک را می‌توان این گونه توصیف کرد: ویژه بسامدهای سامانه مرکزی در حضور ضریب میرایی، مختلط می‌شوند که قسمت حقیقی منجر به جابه‌جایی و قسمت موهومی به پهن‌شدگی قله‌ها می‌انجامد.

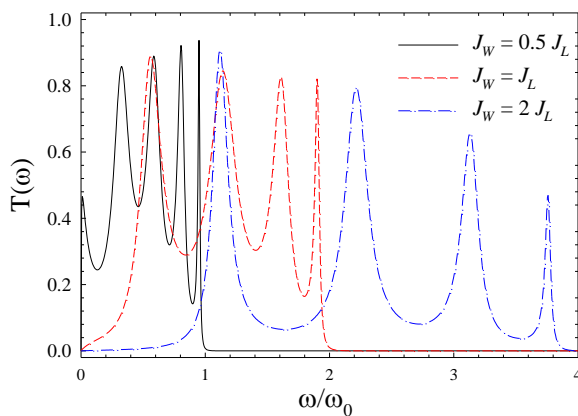
در شکل ۵، نمودار ضریب عبور مگنونی یک زنجیره پادفرومغناطیس ده اتمی، متصل به دو هادی فرومغناطیس را برای مقادیر متفاوتی از ضریب جفت‌شدگی  $J_W$  نشان می‌دهد. با توجه به رابطه پاشندگی زنجیره پادفرومغناطیس که قبلاً بیان



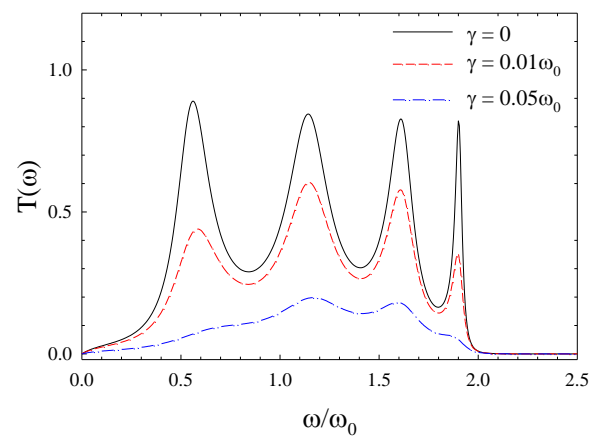
شکل ۴. (الف) ضریب عبور و (ب) چگالی حالت‌های مگنونی یک زنجیره پادفرومغناطیس  $10^\circ$  و  $20^\circ$  اتمی که بین دو هادی فرومغناطیس قرار گرفته به صورت تابعی از بسامد مگنونی. در اینجا  $J_W = J_L$  و  $J_{WL} = 0/1 J_L$  فرض شده است. همچنین در نمودار (ب)، چگالی-حالت‌ها در یکای اختیاری رسم شده است.

تناظر یک به یکی بین منحنی‌های چگالی حالت‌ها و ضریب عبور در این قله‌ها وجود دارد. معنای فیزیکی این امر این است که در بسامدهایی که قله‌های تشدیدیه شکل می‌گیرند، شبه حالت‌های مگنونی در سامانه مرکزی وجود داشته است. در بازه بسامدی  $[2\omega_0, 4\omega_0]$  نیز به دلیل فقدان شبه حالت مگنونی در سامانه مرکزی، سازوکار رسانش مگنونی تونل‌زنی است.

با اعمال میدان مغناطیسی خارجی یکنواخت در راستای ممان‌ها، مطابق شکل ۳، شاهد کاهش ناحیه تشدیدیه در طیف رسانش مگنونی از سمت بسامدهای پایین هستیم؛ درحالی که تعداد قله‌ها تغییری نکرده است. قرار گرفتن مکان ناحیه تشدیدیه در میان طیف بسامدی به معنای ایجاد یک گاف مگنونی در بسامدهای پایین است. در واقع اعمال میدان مغناطیسی باعث تغییر ساختار نواری مگنونی زنجیره می‌شود. در میدان‌های بسیار



شکل ۵. تغییرات ضریب عبور مگنونی یک زنجیره پادفرومغناطیسی ده اتمی متصل به دو هادی فرومغناطیسی بر حسب بسامد برای چند مقدار متفاوت ضریب جفت شدگی،  $J_W$ . در اینجا  $J_{WL} = 0.8 J_L$  انتخاب شده است.



شکل ۴. تغییرات ضریب عبور مگنونی زنجیره پادفرومغناطیسی ده اتمی متصل به دو هادی فرومغناطیسی، بر حسب بسامد مگنون عبوری در غیاب میدان مغناطیسی خارجی واقع در یک محیط اتلافی با ضریب میرایی  $\gamma$ . در اینجا  $J_W = J_L$  و  $J_{WL} = 0.8 J_L$  فرض شده است.

رهیافت علاوه بر سادگی و کارآمدی، سرعت محاسباتی زیادی را فراهم می‌کند. فرمول‌بندی در حضور میدان مغناطیسی و اثرات اتلافی محیط بر مگنون‌ها ارائه شده است. خلاصه‌ای از نتایج عددی برای یک زنجیره چند اتمی که در این مقاله به عنوان مثال تشریحی آورده شد، چنین است: افزایش تعداد ممان‌های سامانه مرکزی، باعث افزایش تعداد قله‌های طیف رسانش مگنونی می‌شود. حضور میدان مغناطیسی خارجی یکنواخت منجر به جابه‌جایی و کاهش پهنای ناحیه تشدید می‌شود. در حضور نیروهای اتلافی، علاوه بر کاهش مقدار ضریب عبور مگنونی، شاهد جابه‌جایی اندک و پهن شدن قله‌های تشدید هستیم. همچنین با در نظر گرفتن مقادیر متفاوت بین ضریب جفت شدگی ممان‌ها در زنجیره پادفرومغناطیسی و در هادی‌ها، تعداد قله‌ها و پهنای ناحیه تشدید دستخوش تغییر می‌شود.

کردیم، تغییر بازه بسامدی ناحیه تشدید با تغییر ضریب جفت‌شدگی مورد انتظار بوده است. تعداد شبه بسامدهای مگنونی که متناظر با بسامدهای وقوع قله‌های نمودار هستند، تعبیری نکرده است. البته اگر مقدار  $J_W$  را بزرگ‌تر از  $2J_L$  انتخاب کنیم به تدریج شبه بسامدها از ناحیه رسانش خارج شده و تعداد قله‌ها کمتر خواهد شد. در این صورت بعضی از بسامدهای ویژه سامانه مرکزی در بازه مجاز بسامدی هادی‌ها قرار نمی‌گیرند. بنابراین با انتخاب مناسب این پارامتر، می‌توان تعداد قله‌ها و پهنای ناحیه تشدید را کنترل کرد.

#### ۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از رهیافت ماتریس انتقال، رسانش مگنونی یک زنجیره پادفرومغناطیسی که به دو زنجیره نیمه متناهی فرومغناطیسی متصل شده است، بررسی شده است. این

#### مراجع

1. A V Chumak, et al., *Nature Phys.* **11** (2015) 453.
2. A Hoffmann, *J Magn. Magn. Mater.* **539** (2021) 168391.
3. G E W Bauer, et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **541** (2022) 168468.
4. M Kawano, et al., *Commun. Phys.* **2** (2019) 27.
5. D Ghader and A Khater, *Nature* **9** (2019) 15220.

6. A Ross, *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.* **543** (2022) 168631.
7. A Azevedo, A P Guimaraes, and M A Novak, *J. Magn. Magn. Mater.* **551** (2022) 169171.
8. K. Yamamoto, *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.* **545** (2022) 168672.
9. L Leiva, *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.* **544** (2022) 168619.
10. S A Nikitov, *et al.*, *Phys. Usp* **58** (2015) 1099.
11. H Yu, J Xiao, and H Schultheiss, *Phys. Rep.* **905** (2021) 1.
12. F Giustino, *et al.*, *J. Phys. Mater.* **3** (2020) 042006.
13. Q Wang, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **122** (2019) 247202.
14. C Bran, *et al.*, *Nanomaterial* **11** (2021) 600.
15. W Xing, *et al.* *Phys. Rev. X* **9** (2019) 011026.
16. A Barman, *et al.*, *J. Phys. Condens. Matter.* **33** (2021) 413001.
17. Z Musavi, H Rabani, and M Mardaani, *J. Magn. Magn. Mater.* **484** (2019) 367.
18. Z Musavi, H Rabani, and M Mardaani, *J. Magn. Magn. Mater.* **502** (2020) 166494.
19. A P Valeriano, *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.* **456** (2018) 228.
20. L Zhang, *et al.*, *Phys. Rev. B*, **66** (2008) 75.
21. C Kittel, *Phys. Rev.* **73** (1948) 155.
22. M Mardaani, A A Shokri, and K Esfarjani, *Physica E***28** (2005) 150.
23. A A Sapozhnik, *et al.*, *Phys. Rev. B* **97** (2018) 184416.