

اثرات اتلافی در یک سامانه هیبریدی کاواک ریز موج-مگنت

پریسا ملکی و بابک زارع*

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

*پست الکترونیکی: bzarer@iust.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۳/۰۴/۳۰؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۳/۰۶/۲۹)

چکیده

یک سامانه هیبریدی متشکل از یک مگنت و یک کاواک ریز موج مورد بررسی قرار گرفته است. جفت‌شدگی قوی مگنت با کاواک ریز موج، جایی که قدرت جفت‌شدگی خیلی بیشتر از اتلاف هر دو زیرسامانه باشد، منجر به یک کانال اتلافی غیرذاتی برای مگنت می‌شود که به دما، اتلاف ذاتی و انرژی تحریک کاواک ریز موج بستگی دارد. نتایج نشان می‌دهد در حالت تشدید، با تحریک کاواک ریز موج این کانال اتلافی منجر به پادمیرایی برای مگنت می‌شود.

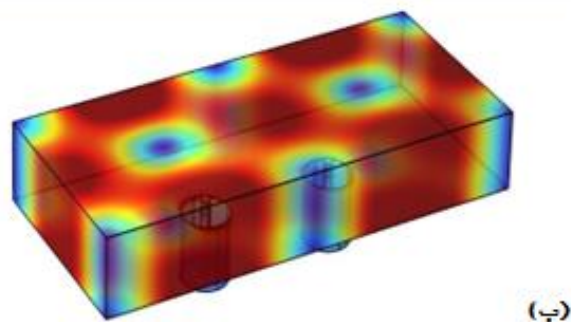
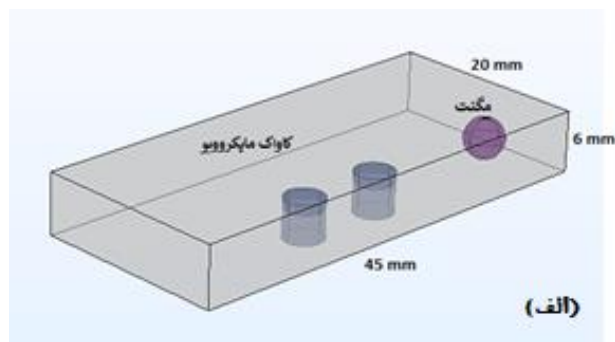
واژه‌های کلیدی: سامانه مغناطیسی، جفت‌شدگی کاواک ریز موج-مگنت، اتلاف مگنت

۱. مقدمه

مگنون‌های دیگر و یا فونون‌ها، کوانتای ارتعاشات شبکه بلوری، منجر به اتلاف انرژی می‌شود.

یک سامانه مغناطیسی علاوه بر اتلاف ذاتی می‌تواند اتلاف غیرذاتی نیز داشته باشد که به واسطه اتصال به سامانه‌های دیگر به وجود می‌آید. اتلاف پمپاژ اسپینی [۷] به تزریق جریان اسپینی خالص از یک ماده فرومغناطیس به یک فلز مجاور و انتقال گشتاور اسپینی اشاره دارد. اتلاف پمپاژ اسپینی می‌تواند تأثیر مهمی در عملکرد دستگاه‌های الکترونیکی داشته باشد. برای مثال در حافظه‌های مغناطیسی این اتلاف می‌تواند باعث کاهش طول عمر حالت‌های مغناطیسی در سامانه شود و تأثیر منفی روی عملکرد و پایداری دستگاه داشته باشد [۷]. پمپاژ فونون از یک سامانه مغناطیسی به یک عایق

هر سامانه مغناطیسی اتلافی دارد که ناشی از فرایندهای مختلفی است که منجر به از دست رفتن تدریجی اطلاعات سامانه می‌شود. رایج‌ترین اتلاف در سامانه‌های مغناطیسی اتلاف ذاتی گیلبرت [۱-۴] است، که منجر به میرایی در حرکت تقدیمی بردار مغناطیس می‌شود. این نوع از اتلاف، شکل تانسوری بودن ممکن، غیرموضعی بودن و اثرات حافظه را نادیده می‌گیرد. اتلاف اسپین-مدار [۵ و ۶] یکی دیگر از اتلاف‌های ذاتی سامانه‌های مغناطیسی است. اتلاف ذاتی دیگر ناشی از پراکندگی مگنون‌ها، کوانتای برانگیختگی‌های دسته‌جمعی سامانه مغناطیسی، است. پراکندگی مگنون‌ها از عیوب و ناخالصی‌ها یا



شکل ۱. (الف) کاواک ریز موج با ابعاد $(a, b, d) = (45, 20, 6)$ mm با دو درگاه ورودی و خروجی که یک مگنت داخل آن قرار گرفته است. (ب) توزیع میدان مغناطیسی در داخل کاواک ریز موج برای مد TE_{210} با بسامد $10 \text{ GHz} = \frac{\omega_{210}}{2\pi}$. اندازه میدان مغناطیسی داخل کاواک به مقدار بیشینه آن بهنجار شده و کمینه و بیشینه میدان به ترتیب با رنگ‌های آبی (مقدار صفر) و قرمز (مقدار یک) مشخص شده‌اند.

قدرت جفت‌شدگی کاواک-مگنت وابسته است. بنابراین تعداد مگنون‌ها به اتلاف کاواک و دمای آن و همچنین انرژی تحریک کاواک بستگی خواهد داشت. بنابه شرایط کاواک، این کانال اتلافی جدید می‌تواند به میرایی مگنون‌ها، کاهش تعداد آنها، و یا پادمیرایی مگنون‌ها و افزایش تعداد آنها، منجر شود.

۲. پیکربندی و شرح فرمول‌بندی

یک کاواک مکعب مستطیلی سه‌بعدی را در نظر می‌گیریم که یک

غیرمغناطیسی مجاور به واسطه جفت‌شدگی مغناطوکشسانی منجر به اتلاف انرژی و تکانه زاویه‌ای در سامانه مغناطیسی می‌شود [۸].

سامانه‌های هیبریدی مگنون-فوتون با قابلیت منحصربه‌فردشان اخیراً بسیار مورد توجه قرار گرفته‌اند [۹-۲۰]. در این سامانه‌ها مواد مغناطیسی با میدان‌های الکترومغناطیسی محصور شده در یک کاواک ریز موج برهمکنش می‌کنند و این سامانه‌ها می‌توانند به طور هم‌زمان از ویژگی‌های مغناطیسی و نوری برای کاربردهای مختلف استفاده کنند. ویژگی این سامانه هیبریدی در سهولت دستیابی به رژیم جفت‌شدگی قوی است؛ جایی که نرخ جفت‌شدگی کاواک و سامانه مغناطیسی خیلی بیشتر از نرخ اتلاف هر کدام است. زمانی که یک ماده مغناطیسی در میدان الکترومغناطیسی قرار می‌گیرد از علت‌های اتلاف ذاتی ماده مغناطیسی می‌توان به اتلاف هیستریزیس [۲۱ و ۲۲] و اتلاف جریان گردابی^۱ [۲۳] و سرگردان^۲ [۲۴] اشاره کرد. اتلاف هیستریزیس به علت چرخش مجموعه‌های دوقطبی‌های مغناطیسی در ماده مغناطیسی [۲۱ و ۲۲] و اتلاف جریان گردابی، وقتی یک ماده مغناطیسی در معرض یک میدان مغناطیسی متغیر قرار می‌گیرد، رخ می‌دهد [۲۳] و اتلاف سرگردان برای موادی که تغییر میدان مغناطیسی را به شکل دورانی تجربه می‌کنند قابل مشاهده است [۲۴].

در این پژوهش، قصد داریم به بررسی اتلاف یک سامانه مغناطیسی که در یک کاواک ریز موج قرار گرفته است بپردازیم. به دلیل جفت‌شدگی با کاواک ریز موج، سامانه مغناطیسی یک اتلاف غیرذاتی خواهد داشت که مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که در اثر جفت‌شدگی با کاواک ریز موج یک کانال اتلافی جدید برای سامانه مغناطیسی ایجاد می‌شود که به اتلاف ذاتی و بسامد کاواک و همینطور

۱. Eddy Current loss

۲. Stray loss

صورت زیر:

$$\delta M(r,t) \rightarrow \frac{M_s}{\gamma} \sum_{\eta} [w_{\eta}(r)m_{\eta} + w_{\eta}(r)^* m_{\eta}^{\dagger}], \quad (5)$$

که در آن η مد مگنت (تکانه مگنونی) و (m_{η}^{\dagger}) عملگرهای فنا (خلق) مگنون و $w_{\eta}(r)$ دامنه حالت متناظر آن است، عبارت خواهد شد از:

$$H_m = \sum_{\eta} \hbar \omega_{\eta} m_{\eta}^{\dagger} m_{\eta}, \quad (6)$$

از آنجائی که سرعت نور بسیار بیشتر از سرعت گروه مگنونها است، فوتونهای ریز موج عمدتاً به مد کیتل با تکانه صفر، یعنی حرکت تقدیمی یکنواخت مغناطش، به طور قوی جفت می‌شوند و از سایر برانگیختگیهای امواج اسپینی مرتبه بالاتر در مگنت صرفنظر می‌کنیم. بنابراین رابطه (۶) به صورت ساده شده $H_m = \hbar \omega_m m^{\dagger} m$ در خواهد آمد که در آن ω_m بسامد مد کیتل است. جمله $-M \cdot B$ در معادله (۱) توصیف کننده برهمکنش مگنت و کاواک است که با استفاده از روابط (۳) و (۵) و در تقریب موج چرخان عبارت خواهد شد از:

$$H^{int} = \hbar (g_{mc} m^{\dagger} c + g_{mc}^* m c^{\dagger}), \quad (7)$$

در عبارت (۷)، ضریب جفت‌شدگی کاواک-مگنت است که با رابطه زیر داده می‌شود:

$$\hbar g_{mc} = \frac{-M_s}{\gamma} \sqrt{\frac{\hbar}{\gamma V \epsilon_0 \epsilon \omega_c}} \int dr [\nabla \times u_c(r)] \cdot w_m^*(r), \quad (8)$$

شایان ذکر است که مگنونها فقط منحصر به مگنت هستند و این جایگزیدگی با دامنه حالت مد کیتل یعنی $w_m(r)$ مشخص می‌شود. بنابراین هامیلتونی کل سامانه متشکل از مگنت و کاواک ریز موج به صورت زیر خواهد بود:

$$H = \hbar \omega_c c^{\dagger} c + \hbar \omega_m m^{\dagger} m + \hbar (g_{mc} m^{\dagger} c + h.c.), \quad (9)$$

هنگامی که کاواک ریز موج، همانطور که در شکل ۱ الف نشان داده شده است، از طریق درگاه ورودی با یک منبع ریز موج با بسامد ω_d و توان P تحریک می‌شود یک جمله به صورت زیر:

مگنت، مطابق شکل ۱ الف، در داخل آن قرار گرفته است.

به منظور دستیابی به یک جفت‌شدگی قوی بین کاواک و سامانه مغناطیسی، مگنت در بیشینه میدان مغناطیسی کاواک، که در شکل ۱ ب با رنگ قرمز نشان داده شده، قرار داده می‌شود. یک میدان مغناطیسی ثابت و استاتیک هم به مگنت اعمال می‌شود تا مغناطش مگنت را به حالت اشباع برساند. هامیلتونی برهمکنش مگنت با کاواک ریز موج را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$H(r,t) = \frac{\epsilon_0}{\gamma} E^{\dagger} + \frac{1}{\gamma \mu_0} B^{\dagger} + H_m - M \cdot B, \quad (1)$$

بخش اول چگالی انرژی الکترومغناطیسی محصور شده در داخل کاواک است. میدانهای الکتریکی و مغناطیسی داخل کاواک را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$E = \sum_k \sqrt{\frac{\hbar \omega_k}{\gamma V \epsilon_0 \epsilon}} (c_k u_k(r) e^{-i\omega_k t} + h.c.), \quad (2)$$

$$B = i \sum_k \sqrt{\frac{\hbar}{\gamma V \epsilon_0 \epsilon \omega_k}} (c_k \nabla \times u_k(r) e^{-i\omega_k t} + h.c.), \quad (3)$$

که در آن c_k (c_k^{\dagger}) عملگرهای فنا (خلق) فوتون با بسامد ω_k است و $u_k(r)$ جواب معادله هلمهولتز است که با اعمال شرایط مرزی مناسب برای کاواک ریز موج به دست می‌آید. در اینجا ϵ_0 و V به ترتیب ثابت گذردهی الکتریکی و حجم کاواک هستند و $h.c.$ مخفف همیوگ هریتی است. با داشتن جواب معادله هلمهولتز، می‌توان توزیع میدان مغناطیسی داخل کاواک را همانطور که در شکل ۱ ب نشان داده شده است، به دست آورد. با استفاده از روابط (۲) و (۳)، هامیلتونی مربوط به کاواک ریز موج را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$H_c = \sum_k \hbar \omega_k c_k^{\dagger} c_k, \quad (4)$$

باتوجه به این که تمرکز تنها بر روی مد TE_{210} است رابطه (۴) به صورت ساده شده $H_c = \hbar \omega_c c^{\dagger} c$ در می‌آید که همان بسامد مد TE_{210} است. جمله H_m در معادله شماره (۱)، هامیلتونی مگنت است که با در نظر گرفتن دینامیک مغناطش به

$$H^{dr} = \hbar \varepsilon_d (e^{i\omega_d t} c + e^{-i\omega_d t} c^\dagger), \quad (10)$$

که در آن $\varepsilon_d = \sqrt{\frac{\kappa_c P}{\hbar \omega_d}}$ و κ_c نرخ اتلاف درگاه ورودی کاواک است به هامیلتونی کل اضافه می‌شود $H^{tot} = H + H^{dr}$. وابستگی زمانی در رابطه (۱۰) را می‌توان با یک تبدیل یکانی $U = e^{i\omega_d t (c^\dagger c + m^\dagger m)}$ به دستگاه مختصات چرخان با بسامد تحریک ω_d ساده کرد. بنابراین هامیلتونی تبدیل شده عبارت خواهد بود از:

$$H^{rot} = \hbar \Delta_c c^\dagger c + \hbar \Delta_m m^\dagger m + \hbar g_{mc} (c^\dagger m + cm^\dagger) + \hbar \varepsilon_d (c + c^\dagger), \quad (11)$$

که در آن $\Delta_{c(m)} = \omega_d - \omega_{c(m)}$ ناکوکی بسامد تحریک نسبت به مد کاواک (مگنت) است. درگاه‌های ورودی و خروجی هرچند برای تحریک و همچنین کاوش کاواک ریز موج، با اندازه‌گیری عبور یا بازتاب فوتون‌های ورودی، به کار می‌روند، اتصال یک کاواک بسته به محیط باعث ایجاد نوفه و اتلاف می‌شود. محیط به صورت یک مجموعه بزرگ از نوسانگرهای هارمونیک بدون حافظه (تقریب مارکوف^۱) با دمای منحصربه‌فرد خود در نظر گرفته می‌شود. با توجه به ضریب کیفیت بالای کاواک‌های ریز موج و همچنین اتلاف ذاتی پایین مگنت، زمان واهلش سامانه خیلی بزرگ‌تر از مقیاس زمانی واهلش حمام گرمایی است بنابراین محیط در مقیاس زمانی بسیار سریع‌تری از تغییرات درون سامانه، تغییرات خود را فراموش می‌کند. از این‌رو در حدی که همبستگی‌های محیطی بسیار سریع‌تر از زمان مشخصه دینامیک سامانه از بین بروند (که معمولاً در تقریب مارکوف برقرار است)، حذف این همبستگی‌ها یک تقریب قابل قبول خواهد بود. دینامیک چنین سامانه‌ای با معادله لیندبلد^۲ داده می‌شود که به صورت زیر است:

$$\frac{d}{dt} \rho = -\frac{i}{\hbar} [H_s^{rot}, \rho] + \kappa_c (\mathbb{1} + n_c^{th}) D[\hat{c}] \rho + \kappa_c n_c^{th} D[\hat{c}^\dagger] \rho + \kappa_m (\mathbb{1} + n_m^{th}) D[\hat{m}] \rho + \kappa_m n_m^{th} D[\hat{m}^\dagger] \rho,$$

(۱۲)

که در آن ابرعملگرهای لیندبلد به صورت $D[\hat{A}] \hat{\rho} = \hat{A} \hat{\rho} \hat{A}^\dagger - \frac{1}{2} \{ \hat{A}^\dagger \hat{A}, \hat{\rho} \}$ است که در آن κ_a نرخ میرایی مرتبط با حمام گرمایی $a = \{c, m\}$ و ρ ماتریس چگالی سامانه است. جمله دوم سمت راست رابطه (۱۲) اتلاف کاواک را با نرخ κ_c بیان می‌کند در حالی که جمله سوم تحریک گرمایی کاواک را نشان می‌دهد. دو جمله آخر نیز به ترتیب اتلاف و تحریک گرمایی مگنون با نرخ κ_m را نشان می‌دهند. در رابطه (۱۲)، κ_m به اتلاف ذاتی مگنت اشاره دارد که به پراکندگی مگنون‌ها از ناخالصی‌ها، فونون‌ها و یا سایر مگنون‌ها نسبت داده می‌شود و عموماً مستقل از بسامد است. برای مقدار انتظاری هر عملگری مانند \hat{O} می‌توان یک معادله دیفرانسیل معمولی مرتبه اول به صورت زیر نوشت:

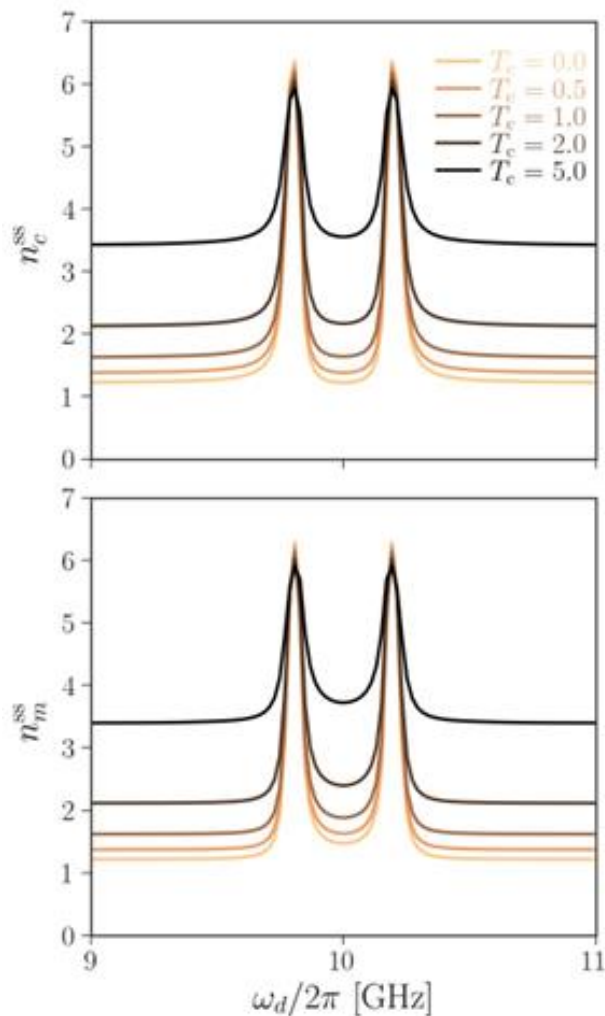
$$\frac{d \langle \hat{O} \rangle}{dt} = \text{Tr} \left\{ -\frac{i}{\hbar} [\hat{O}, \hat{H}] \hat{\rho} + \hat{O} \zeta[\hat{\rho}] \right\}, \quad (13)$$

بنابراین با حل معادله لیندبلد برای ماتریس چگالی می‌توان مقدار انتظاری کمیت‌های مختلف از جمله مقدار انتظاری تعداد مگنون‌ها و تعداد فوتون‌ها در سامانه را به دست آورد. با داشتن مقدار انتظاری تعداد مگنون‌ها و تعداد فوتون‌ها در حالت پایا و استفاده از تابع توزیع بوز-اینشتین می‌توان دمای مؤثر مگنون و فوتون را نیز محاسبه کرد. دمای مؤثر، دمایی است که به صورت مؤثر برای مگنون‌ها یا فوتون‌ها در نظر گرفته می‌شود، و به دلیل وجود برهمکنش‌های قوی با زیرسامانه‌های دیگر یا وجود فرایندهای دیگری که منجر به انتقال انرژی می‌شوند، ممکن است با دمای محیط متفاوت باشد. دمای مؤثر مگنون و فوتون با رابطه زیر داده می‌شود:

$$T_{c/m}^{eff} = \frac{\hbar \omega_{c/m}}{k_B} \frac{1}{\log \left(\frac{1}{n_{c/m}} + 1 \right)}, \quad (14)$$

۱. Markov approximation

۲. Lindblad master equation



شکل ۲. تعداد فوتون‌ها (سطر بالا) و مگنون‌ها (سطر پایین) در حالت مانا بر حسب بسامد تحریک کاواک ω_d برای دماهای اولیه مختلف کاواک (برحسب کلوین).

شکل‌گیری مگنون-پولاریتون در رژیم جفت‌شدگی قوی یعنی جایی که ضریب جفت‌شدگی کاواک-مگنت خیلی بزرگ‌تر از نرخ اتلاف کاواک و مگنت باشد، اتفاق می‌افتد و به صورت شکافتگی مدهای تشدید کاواک (دافعه ترازوی) در طیف عبوری یا بازتابی کاواک قابل مشاهده خواهد بود. هیبریداسیون بین مگنون‌ها و فوتون‌ها چگالی حالت‌ها را تغییر می‌دهد و این تغییرات در نواحی بسامدی که بیشینه‌های دوگانه مشاهده می‌شوند، قابل توجه است.

جدول ۱. پارامترهای مربوط به کاواک و مگنت که در بخش شبیه‌سازی مورد استفاده قرار گرفته است.

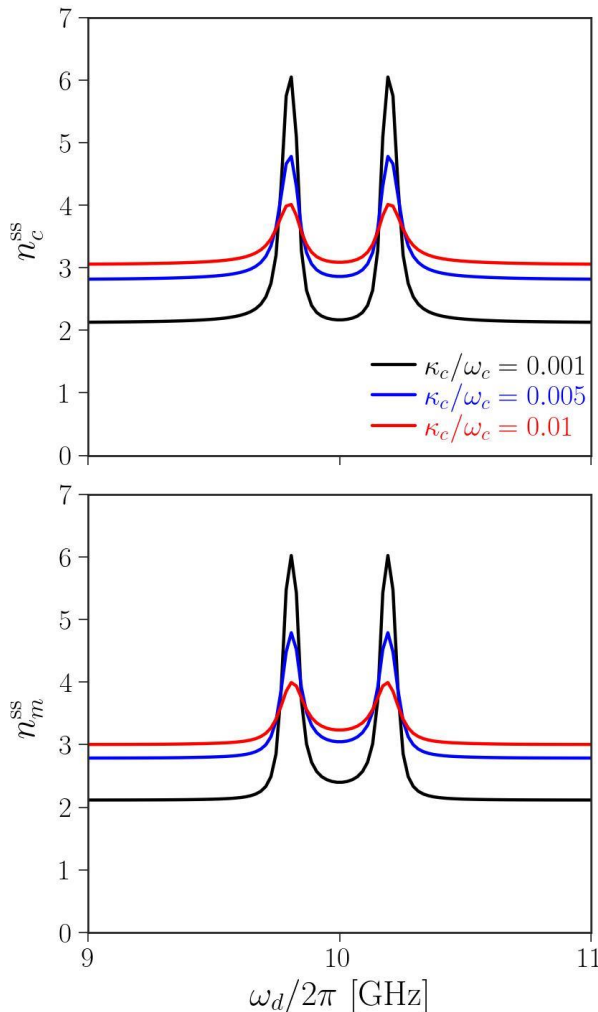
ردیف	کمیت	مقدار
۱	$\kappa_c / 2\pi$	۱۰ (MHZ)
۲	$\kappa_m / 2\pi$	۳۰ (MHZ)
۳	$g_{mc} / 2\pi$	۰/۲ (GHZ)
۴	$\omega_c / 2\pi$	۱۰ (GHZ)
۵	$\omega_m / 2\pi$	۱۰ (GHZ)
۶	T_m	۱ (K)

که در آن k_B ثابت بولتزمن و $n_{c/m}$ مقدار انتظاری تعداد فوتون‌ها و مگنون‌ها در سامانه است.

۳. نتایج شبیه‌سازی

با در نظر گرفتن پارامترهای جدول ۱ برای یک سامانه مغناطیسی که داخل یک کاواک ریز موج به ابعاد $(a, b, d) = (45, 20, 6)$ mm قرار گرفته است، و با استفاده از رابطه (۱۲) به محاسبه مقدار انتظاری تعداد مگنون‌ها و فوتون‌ها می‌پردازیم که با داشتن آنها می‌توان دمای مؤثر را نیز محاسبه کرد. معادله لیندبلد را به صورت عددی برای یافتن ماتریس چگالی حل می‌کنیم. برای این منظور، حالت ابتدایی سامانه در $t=0$ را یک حالت فوک با تعداد مگنون و فوتون صفر $|0\rangle_c \otimes |0\rangle_m$ در نظر می‌گیریم.

در شکل ۲، تعداد فوتون‌ها و مگنون‌ها در حالت مانا بر حسب بسامد تحریک کاواک ω_d برای دماهای اولیه مختلف کاواک رسم شده است. قدرت تحریک کاواک $\varepsilon d / \omega_d = 0.01$ در نظر گرفته شده است. هنگامی که بسامد تحریک کاواک دور از مد کاواک در ۱۰ GHz است، تحریک کاواک تأثیر چندانی بر تعداد فوتون‌های حالت مانای داخل کاواک و به تبع آن تعداد مگنون‌ها ندارد. دو قله مشاهده شده در شکل ۲ در واقع بسامد مگنون-پولاریتون‌ها، حالت هیبریدی از مگنون و فوتون، است.



شکل ۳. تعداد فوتون‌ها (سطر بالا) و مگنون‌ها (سطر پایین) در حالت مانا بر حسب بسامد تحریک کاواک ω_d برای نرخ‌های اتلاف مختلف کاواک که به بسامد کاواک بهنجار شده‌اند.

در شکل ۴، تعداد فوتون‌ها و مگنون‌ها در حالت مانا بر حسب بسامد تحریک کاواک ω_d برای توان‌های تحریک مختلف کاواک رسم شده است. نرخ اتلاف کاواک و دمای کاواک به ترتیب MHz $\kappa_c = 10$ و $T_c = 2 \text{ K}$ در نظر گرفته شده است. همانطور که مشاهده می‌شود افزایش توان تحریک تنها هنگامی که بسامد تحریک نزدیک به بسامد مگنون-پولاریتون‌ها است در تعداد مگنون‌ها و فوتون‌ها تأثیر قابل ملاحظه‌ای دارد. در بسامدهای تحریکی که مطابق با بسامد مگنون-پولاریتون باشد، تعداد

هنگامی که بسامد تحریک به بسامد مد کاواک نزدیک می‌شود، تحریک کاواک باعث افزایش تعداد فوتون‌های حلت ملنای داخل کاواک و در نتیجه، به دلیل جفت‌شدگی کاواک و سامانه مغناطیسی، منجر به افزایش تعداد مگنون‌ها در سامانه مغناطیسی می‌شود. شایان ذکر است که فاصله جدایی بین دو قله متناسب با قدرت جفت‌شدگی کاواک و سامانه مغناطیسی g_{mc} است و با افزایش آن بیشتر می‌شود. با توجه به حالت تشدید (بسامد مگنون و فوتون یکسان است) و شرایط دمایی اولیه مگنون‌ها و فوتون‌ها، که نزدیک به هم در نظر گرفته شده است، تعداد مگنون‌ها و فوتون‌ها تقریباً برابر شده است. با این وجود، اگر بسامدها متفاوت باشند یا دماهای اولیه متفاوت تر باشند، تعداد مگنون‌ها و فوتون‌ها لزوماً دیگر با هم برابر نخواهند بود.

در شکل ۳، تعداد فوتون‌ها و مگنون‌ها در حالت مانا بر حسب بسامد تحریک کاواک ω_d برای نرخ‌های اتلاف مختلف کاواک رسم شده است. قدرت تحریک کاواک و دمای کاواک به ترتیب $\varepsilon_d/\omega_d = 0.01$ و $T_c = 2 \text{ K}$ در نظر گرفته شده است. همانطور که اشاره شد قله در جایی رخ می‌دهد که بسامد تحریک با بسامد مگنون-پولاریتون مطابقت دارد. مشاهده می‌شود تعداد فوتون‌ها و مگنون‌های حلت ملنای تحریک شده در بسامدهای حول مد کاواک $\frac{\omega_{10}}{2\pi} = 10 \text{ GHz}$ ، با افزایش نرخ اتلاف کاواک کاهش می‌یابند. در واقع با افزایش نرخ اتلاف کاواک، فوتون‌های خلق شده در اثر تحریک کاواک با نرخ بالاتری از بین می‌روند. مگنون‌ها علاوه بر اتلاف ذاتی که دارند و با κ_m تعیین می‌شود در نتیجه جفت‌شدگی با کاواک ریز موج یک کانال اتلافی دیگر برای آنها ایجاد خواهد شد که می‌تواند نرخ میرایی آنها را تحت تأثیر قرار دهد. نرخ اتلاف مؤثر مگنون‌ها عبارت است از:

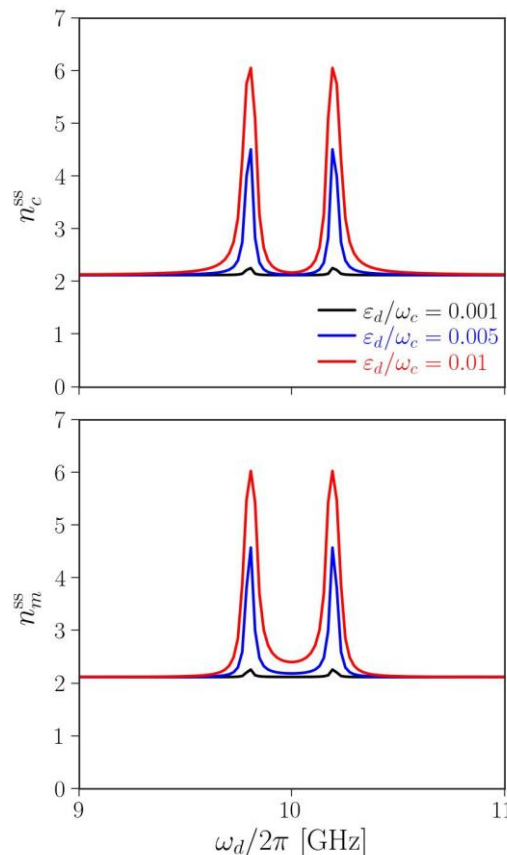
$$\kappa_m^{tot} \equiv \kappa_m + 2 \text{Im} Z(\omega)$$

که در آن $Z(\omega) \equiv i\chi_c(\omega)|g_{mc}|^2$ و $\chi_c^{-1}(\omega) = i(\omega_c - \omega) + \kappa_c/4$ پذیرفتاری کاواک است. در اینجا افزایش نرخ اتلاف کاواک منجر به افزایش نرخ اتلاف مؤثر مگنون‌ها و در نتیجه باعث کاهش تعداد مگنون‌ها می‌شود.

فوتون‌ها و مگنون‌ها با افزایش توان تحریک به‌طور خطی افزایش می‌یابد.

۴. نتیجه‌گیری

در این پژوهش، سامانه‌ای متشکل از یک مگنت که در یک کاواک ریز موج قرار گرفته در نظر گرفته شده است. با حل معادله لیندبلد برای یافتن ماتریس چگالی، مقدار انتظاری تعداد مگنون‌ها و فوتون‌ها در حالت مانا محاسبه شده است. نتایج نشان می‌دهد مگنت علاوه بر اتلاف ذاتی که دارد، به دلیل جفت‌شدگی قوی با کاواک ریز موج یک اتلاف غیرذاتی خواهد داشت که متأثر از اتلاف ذاتی، بسامد و دمای کاواک است. با در نظر گرفتن یک دمای مشخص برای مگنت و تحریک کاواک ریز موج تعداد حالت مانای فوتون و مگنون بر حسب انرژی تحریک کاواک و دمای آن محاسبه شده است. وابسته به دمای کاواک و انرژی تحریک آن، این اتلاف غیرذاتی جدید می‌تواند منجر به کاهش تعداد مگنون‌ها و یا افزایش تعداد آنها شود.



شکل ۴. تعداد فوتون‌ها (سطر بالا) و مگنون‌ها (سطر پایین) در حالت مانا بر حسب بسامد تحریک کاواک ω_d برای توان‌های تحریک متفاوت کاواک که به بسامد کاواک بهنجار شده‌اند.

مراجع

1. O Muthsam, et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **514** (2020) 167125.
2. X P Wei, et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **512** (2020) 166986.
3. E Barati, et al., *Phys. Rev. B* **90** (2014) 014420.
4. F Schulz, et al., *J. Appl. Phys.* **129** (2021) 153903.
5. J Pelzl, et al., *J. Condens. Matter Phys.* **15** (2003) 10.1088.
6. J G S Santos, et al., *ELSEVIER, J. Mater. Lett.* **256** (2019) 126662.
7. Y Tserkovnyak, et al., *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 117601.
8. S Streib, et al., *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018) 027202.
9. O O Soykal and M E Flatte, *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 077202.
10. H Huebl, et al., *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 1270 03.
11. Y Cao, et al., *Phys. Rev. B* **91** (2015) 094423.
12. B Zare Rameshti, et al., *Phys. Rev. B* **91** (2015) 214430.
13. L Bai, et al., *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 227201.
14. E Almpanis, "Optomagnonic Structures", World Scientific (2021).
15. D D Awschalom, et al., *IEEE Trans. Quant. Eng.* **2** (2021).
16. Y Li, et al., *J. Appl. Phys.* **128** (2020) 130902.

17. D Lachance-Quirion, et al., *Appl. Phys. Express* **12** (2019) 070101.
18. B Z Ramashti, et al., *Phys. Rep.* **979** (2022)1.
19. D Lachance Quirion, et al., *Sci. Adv.* **3** (2017) 1603150.
20. Y Li, et al., *Phys. Rev. Lett.* **123** (2019) 107701.
21. H Zhao and X Zhao, *J. Supercond. Nov. Magn.* **36** (2023) 1655.
22. C D Graham Jr, *J. Appl. phys.* **53**(1982) 10.1063.
23. N Boubaker, et al., *Elsevier* **142** (2017) 10.1016.
24. X Zhao, et al., *Inst. Eng. Technol.* **10** (2020) 1049.