



برهمکنش کره مغناطیسی با کاواک موج میکرو در رژیم جفت‌شدگی قوی

نوید صناعی، بابک زارع* و محمد واحدی

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

پست الکترونیکی: bzarer@iust.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۰/۹/۲۳؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۰/۱۲/۱)

چکیده

برهمکنش میان یک کاواک موج میکرو و یک کره مغناطیسی، مورد مطالعه قرار گرفته است. نشان دادیم که دستیابی به رژیم جفت‌شدگی قوی برای این سامانه ترکیبی امکان پذیر است. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که قدرت جفت‌شدگی میان دو سامانه، متناسب با جذر حجم سامانه مغناطیسی است و با افزایش شاخص مد کاواک کاهش می‌یابد. از آنجایی که کره مغناطیسی دارای ضریب دی‌الکتریکی متفاوت با محیط دربرگیرنده‌اش است، می‌تواند همچون یک کاواک کروی رفتار کند و لذا یک جفت‌شدگی میان ویژه‌مد‌های آن و میدان الکتریکی کاواک میکروویو اتفاق می‌افتد. طیف بازتابی برای کره‌های مغناطیسی نسبتاً بزرگ‌تر شامل بیش از یک دافعه ترازوی است.

واژه‌های کلیدی: رژیم جفت‌شدگی قوی، برهمکنش کاواک موج میکرو-سامانه مغناطیسی، اتلاف گیلبرت، دافعه ترازوی

۱. مقدمه

شرایطی را توصیف می‌کند که برهمکنش میان دو جزء سامانه بسیار سریع‌تر از فرایند اتلاف در هر یک از اجزا باشد. بنابراین به دلیل اهمیت کمی‌سازی اثر عوامل اتلاف کننده، ثابتی به نام ثابت اتلاف، یا وارون آن به نام ثابت کیفیت را معرفی می‌کنیم. به علاوه، لازم است کمیتی را تحت عنوان ثابت جفت‌شدگی سامانه تعریف کنیم که شدت برهمکنش میان دو جزء سامانه را نشان دهد. بدیهی است در مثال نوسانگرها، هر قدر ثابت سختی فنر متصل کننده بیشتر باشد، شدت برهمکنش دو نوسانگر بزرگ‌تر خواهد بود. پس ثابت سختی فنر می‌تواند معرف ثابت جفت‌شدگی باشد.

دو نوسانگر را در نظر بگیرید که توسط یک فنر به یکدیگر متصل شده‌اند و هر یک بسامدهای طبیعی ω_1 و ω_2 دارند. از حل معادلات دیفرانسیلی حاکم بر حرکت این نوسانگرها، در شرایط تشدید [$\omega_1 = \omega_2$]، درمی‌یابیم که مجموعه دو نوسانگر می‌تواند با دو بسامد ω_+ و ω_- ، که تفاضل یکسانی با ω_1 یا ω_2 دارند، نوسان کنند. این توضیحی کلاسیک برای رژیم جفت‌شدگی قوی میان این دو نوسانگر است. جفت‌شدگی قوی بدین معناست که انرژی دائماً میان دو نوسانگر به طور بازگشت‌پذیر مبادله می‌شود (تبادل همدوس انرژی). این رژیم

عایق مغناطیسی کایرال^۴ Cu_2OSeO_3 [۱۶] نیز مشاهده شده است. علاوه بر این، اخیراً برهمکنش YIG با نور که با عنوان اپتومگنونیک کاواکی^۵ شناخته می شود، مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته است [۱۷-۲۲].

یک مدل کلاسیکی برای توصیف این سامانه ترکیبی ارائه شده است که در آن از یک پوسته کروی با یک ثابت دی الکتریک خیلی بزرگ به عنوان یک کاواک موج میکرو استفاده شده است [۲۳]. مسئله ای که در این تحقیق به آن می پردازیم، بررسی و مطالعه سامانه ای ترکیبی شامل یک کاواک موج میکرو مکعب مستطیلی، که بسیار شبیه تر به نمونه های آزمایشگاهی است، و یک کره مغناطیسی از جنس YIG است. کاواک موج میکرو در نظر گرفته شده دارای دو درگاه ورودی و خروجی است و چنانچه در یک بازه بسامدی توسط درگاه ورودی برانگیخته شود، می توان بسامدهای تشدید آن را در طیف عبوری درگاه خروجی یا طیف بازتابی درگاه ورودی مشاهده کرد. یک میدان مغناطیسی ایستای خارجی می تواند بسامد تشدید مغناطیسی را در کره به نحوی کنترل کند که با بسامد تشدید کاواک موج میکرو برابر شود. کاواک به دلیل مقاومت الکتریکی، موجب اتلاف انرژی می شود. همچنین میزانی از انرژی در شبکه بلوری ماده مغناطیسی به هدر می رود. چنانچه ثابت اتلاف برای کاواک (وارون ثابت کیفیت آن) و برای ماده مغناطیسی ای که انتخاب کرده ایم به اندازه کافی کوچک باشد، برهمکنش میان کاواک موج میکرو و کره مغناطیسی می تواند وارد رژیم جفت شدگی قوی شود و این موضوع به صورت شکافتگی مدهای تشدید کاواک در طیف عبوری یا بازتابی آن قابل مشاهده خواهد بود. این مطالعه نه تنها کمک شایانی به توضیح آزمایش های انجام گرفته می کند بلکه همراه با مدل های نظری ارائه شده یک فهم دقیق تر و کامل تر از سامانه های ترکیبی از یک کاواک موج میکرو و یک سامانه مغناطیسی فراهم می آورد.

سامانه های ترکیبی نور-ماده در رژیم جفت شدگی قوی، که در آن نرخ تبادل اطلاعات بین دو زیر سامانه خیلی بیشتر از نرخ اتلاف هر یک از زیر سامانه ها است، برای پردازش و تبادل اطلاعات بسیار مورد علاقه محققان هستند. اخیراً جفت شدگی قوی مواد مغناطیسی کم اتلاف و میدان های موج میکرو با کیفیت بالا، به عنوان نمونه ای دیگر از این سامانه های ترکیبی مورد توجه قرار گرفته است [۱ و ۲]. از منظر تجربی، محقق شدن قوی اسپین در ماده مغناطیسی با فوتون کاواک موج میکرو، نیازمند یک کاواک با ثابت کیفیت بالا برای محبوس کردن فوتون ها برای مدت زمان طولانی و یک نسبت حجمی (حجم سامانه مغناطیسی به حجم کاواک) بزرگ برای افزایش تعداد اسپین ها در کاواک موج میکرو است. این موضوع را می توان با استفاده از مواد مغناطیسی با چگالی اسپین بالا و اتلاف کم، مانند YIG ^۱ که معمولاً در دستگاه های اسپینترونیک به کار می رود، تحقق بخشید.

امکان دستیابی به برانگیختگی های ترکیبی اسپین-فوتون در سامانه های فرومغناطیس برای اولین بار توسط سویکال و فلاته در سال ۲۰۱۰ به طور نظری مورد بحث قرار گرفت [۳ و ۴]، اما تنها در سال ۲۰۱۳ به صورت تجربی تحقق یافت [۵]. در این نخستین آزمایش، طیف عبوری موج میکرو برای مطالعه آثار جفت شدگی یک بلور YIG با یک تشدیدگر ابررسانای مسطح (که به صورت دافعه مدها در طیف عبوری ظاهر می شود) در دماهای بسیار پایین به کار گرفته شد. در حالی که آزمایش های اولیه در دماهای پایین انجام می شد، خیلی زود مشخص شد که شرایط آزمایشگاهی برای دستیابی به رژیم جفت شدگی قوی می تواند تسهیل شود تا آزمایش در دمای اتاق [۶]، در کاواک های موج میکرو سه بعدی [۷ و ۸] و با استفاده از تشدیدگرهای حلقه ای دو بخشی^۲ [۹-۱۳] را ممکن سازد. اگرچه YIG ، به دلیل اتلاف بسیار کم و چگالی اسپین زیاد، همچنان مناسب ترین ماده مغناطیسی برای این آزمایش هاست، اما جفت شدگی قوی در $GdIG$ ^۳ [۱۴]، فریت لیتیوم [۱۵] و

۴. Chiral

۵. Cavity optomagnonics

۶. Port

۱. Yttrium-iron-garnet

۲. Split-ring resonator

۳. Gadolinium-Iron-Garnet

۲. بررسی نظری

دینامیک بردار مغناطش \mathbf{M} در کره مغناطیسی با معادله لاندائو-لیفشیتز-گیلبرت (LLG) توصیف می‌شود:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma\mu_0\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s}\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \quad (1)$$

که در آن M_s مغناطش اشباع، γ ضریب ژیرومغناطیسی، μ_0 ثابت تراوایی خلأ و α که اتلاف سامانه مغناطیسی را توصیف می‌کند، ثابت گیلبرت است. میدان مغناطیسی مؤثر $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$ شامل یک میدان خارجی ایستای \mathbf{H}_0 و یک میدان نوسانی \mathbf{h} است. با توجه به ابعاد کره مغناطیسی، میدان مؤثر ناشی از برهمکنش تبادلی، کوچک و قابل صرف نظر است.

می‌توان معادله LLG را با در نظر گرفتن بردارهای مغناطش و میدان مغناطیسی به صورت $\mathbf{H}(t) = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}(t)$ و $\mathbf{M}(t) = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(t)$ بخش نوسانی و کوچک بردار مغناطش است ($|\mathbf{m}| \ll M_0 \cong M_s$) که به وسیله میدان مغناطیسی کوچک $\mathbf{h}(t)$ (موج میکرو) تحریک می‌شود. \mathbf{M}_0 و \mathbf{H}_0 به ترتیب مولفه‌های ایستای میدان مغناطیسی و مغناطش هستند که در راستای محور z فرض شده‌اند. بدین ترتیب معادله LLG خطی شده در فضای فوریه عبارت است از:

$$-i\omega\mathbf{m} + \gamma\mu_0 H_0 \hat{z} \times \mathbf{m} + i\omega\alpha \hat{z} \times \mathbf{m} = \gamma\mu_0 M_0 \hat{z} \times \mathbf{h}, \quad (2)$$

که در آن $\omega_0 = \gamma\mu_0 H_0$ و $\omega_M = \gamma\mu_0 M_0$. معادله (۲) را می‌توان به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$\mathbf{m} = \hat{\chi} \mathbf{h} \equiv \begin{pmatrix} \chi' & ik' \\ -ik' & \chi' \end{pmatrix} \mathbf{h}, \quad (3)$$

درایه‌های تانسور پذیرفتاری مغناطیسی $\hat{\chi}$ که نمایانگر پاسخ سامانه به تحریک خارجی هستند، عبارتند از:

$$\chi' = \frac{\omega_M(\omega_0 + i\omega\alpha)}{(\omega_0 + i\omega\alpha)^2 - \omega^2}, \quad (4)$$

$$\kappa' = \frac{\omega_M \omega}{(\omega_0 + i\omega\alpha)^2 - \omega^2}. \quad (5)$$

هنگامی که $\alpha = 0$ ، و در حد $\omega \rightarrow \omega_0$ ، درایه‌های تانسور پذیرفتاری χ' و κ' واگرا می‌شوند، که این خصوصیت

سامانه‌های بدون اتلاف در شرایط تشدید است. بدین ترتیب، با تغییر H_0 می‌توان بسامد تشدید مغناطیسی ω_0 را در حدود ω تنظیم کرد. تانسور تراوایی مغناطیسی را می‌توان با استفاده از عبارت $\vec{\mu} = \mu_0(\vec{I} + \vec{\chi})$ به دست آورد، که در آن \vec{I} تانسور یکه است.

میدان‌های الکترومغناطیسی درون یک کاواک از معادلات ماکسول و روابط سازگاری $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ و $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ تبعیت می‌کنند و می‌توان آنها را از حل معادله موج

$$\nabla \times \nabla \times (\mu_0 \vec{\mu}^{-1} \cdot \mathbf{B}) - k^2 \mathbf{B} = 0, \quad (6)$$

که در آن $k^2 = \omega^2 \epsilon \mu_0$ ، به همراه شرایط مرزی مناسب، یعنی پیوستگی مولفه مماسی میدان الکتریکی و مولفه عمودی میدان مغناطیسی در عبور از سطوح، به دست آورد. در سطح کره، شرایط مرزی عبارتند از:

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{H}_{in} - \mathbf{H}_{out}) = 0, \quad (7)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_{in} - \mathbf{E}_{out}) = 0, \quad (8)$$

شاخص‌های \mathbf{in} و \mathbf{out} به ترتیب ناحیه داخلی و بیرون کره (ناحیه میان کره و داخل کاواک) را نشان می‌دهند و \mathbf{n} بردار یکه عمود بر سطح است. در سطوح کاواک هر دو مولفه مماسی میدان الکتریکی و مولفه عمودی میدان مغناطیسی باید صفر باشند

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{H}_{out} = 0, \quad (9)$$

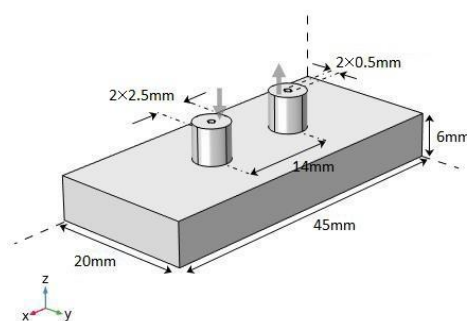
$$\mathbf{n} \times \mathbf{E}_{out} = 0, \quad (10)$$

برای یک کاواک موج میکرو مکعب مستطیلی به ابعاد a ، b و d ، ویژه‌بسامدها عبارتند از:

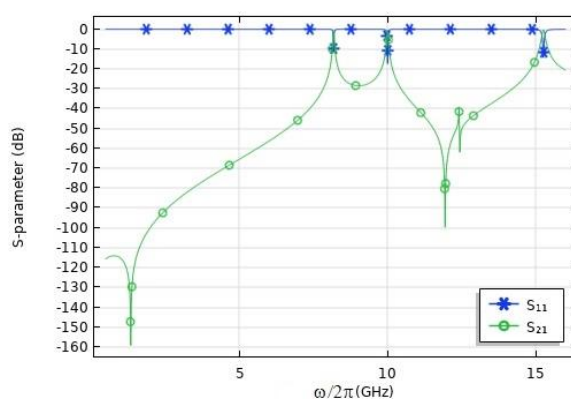
$$\omega_{mnl} = c\pi \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{l}{d}\right)^2}, \quad (11)$$

که در آن c سرعت نور و اعداد صحیح مثبت m ، n و l به ترتیب نمایانگر تعداد گره‌های میدان در راستای x ، y و z هستند. برای میدان‌های الکتریکی عرضی (مد TE) داریم

$$l = 1, 2, 3, \dots \text{ و } m, n = 0, 1, 2, \dots \quad (12)$$



شکل ۱. یک کاواک موج میکرو مکعب مستطیلی با ابعاد $(a, b, d) = (45, 20, 6)$ mm به ترتیب در راستاهای x ، y و z . شعاع داخلی، شعاع خارجی و فاصله جدایی میان دو درگاه کاواک به ترتیب عبارتند از 0.5 mm، $2/5$ mm و 14 mm.



شکل ۲. طیف عبوری و بازتابی کاواک موج میکرو (پارامترهای S) برحسب بسامد، بدون حضور کره مغناطیسی.

و برای میدان‌های مغناطیسی عرضی (مد TM)،

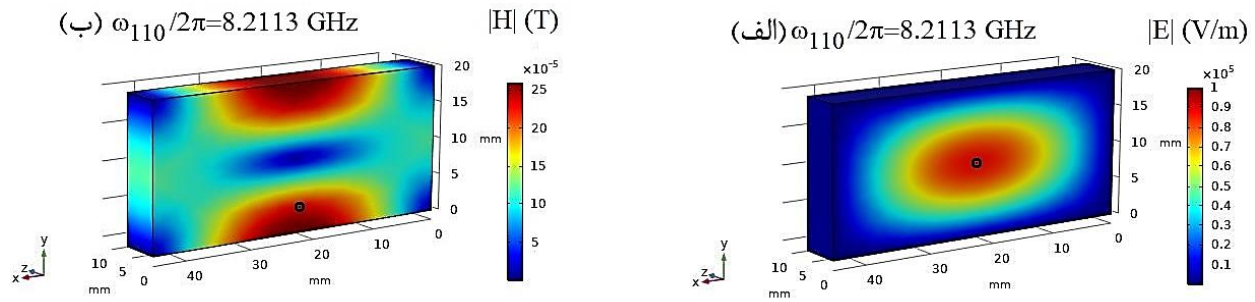
$$l = 0, 1, 2, \dots \quad \text{و} \quad m, n = 1, 2, 3, \dots \quad (13)$$

یک کاواک موج میکرو با دو درگاه ورودی و خروجی در نظر گرفته‌ایم و در ابتدا بدون حضور کره مغناطیسی به بررسی تأثیر پارامترهای مختلف کاواک و درگاه‌ها بر روی ویژه مدهای کاواک پرداخته‌ایم. شکل ۲ ویژه مدهای کاواک موج میکرو را در طیف بازتابی S_{11} و طیف عبوری S_{21} موج میکرو نمایش می‌دهد. بررسی‌های انجام‌شده نشان می‌دهد که با تغییر شعاع‌های داخلی و خارجی درگاه‌ها و همچنین فاصله میان آنها، تغییر محسوسی در محل و تعداد ویژه مدها رخ نمی‌دهد؛ بنابراین این ویژه مدها ساختگی نبوده و از اختلال ناشی از وجود درگاه‌ها متأثر نمی‌شوند. توزیع میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی کاواک موج میکرو برای ویژه مدهای TM_{110} و TM_{210} به ترتیب در شکل‌های ۳ و ۴ رسم شده است. به منظور پیشینه کردن شدت برهمکنش‌ها، کره دی‌الکتریک و کره YIG را، به

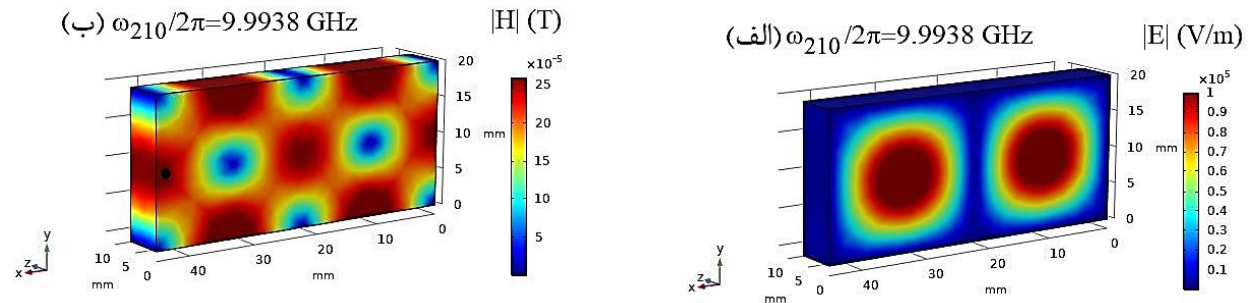
۳. نتایج شبیه‌سازی

در این بخش به مطالعه برهمکنش یک کاواک موج میکرو مکعب مستطیلی با ابعاد $45 \times 20 \times 6$ mm³ که در شکل ۱ نشان داده شده است، با یک کره YIG می‌پردازیم که نسبت ژیرومغناطیس $\gamma/(2\pi) = 28$ GHz/T، ثابت اتلاف گیلبرت $\mu_s M_s = 175$ mT و گذردهی نسبی $\epsilon/\epsilon_0 = 15$ دارد. نتایج شبیه‌سازی برهمکنش میان این دو سامانه که با نرم افزار کامسول^۱ انجام گرفته، با تمرکز بر دو ویژه مد TM_{210} و TM_{110} از کاواک موج میکرو که به ترتیب بسامدهای ۱ GHz و ۱۰ GHz دارند، ارائه می‌شود.

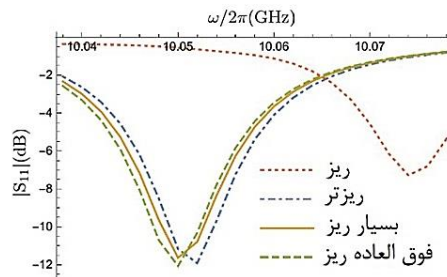
۱. COMSOL



شکل ۳. (الف) توزیع میدان الکتریکی و (ب) توزیع میدان مغناطیسی، در کاواک موج میکرو در مد TM_{110} با بسامد مشخصه $\omega_{110} / (2\pi) = 8.2113 \text{ GHz}$. کره دی الکتریک در بیشینه میدان الکتریکی (الف) و کره مغناطیسی در بیشینه میدان مغناطیسی (ب) قرار گرفته‌اند که با نقاط سیاه‌رنگ مشخص شده است.



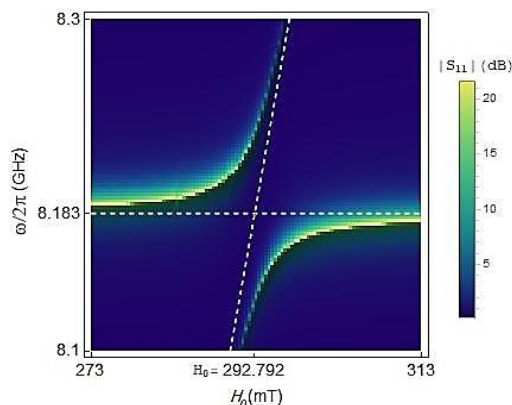
شکل ۴. (الف) توزیع میدان الکتریکی و (ب) توزیع میدان مغناطیسی و محل قرارگیری کره مغناطیسی در کاواک موج میکرو در مد TM_{210} .



شکل ۵. نمودار اندازه طیف بازتابی موج میکرو $|S_{11}|$ در حوالی یک بسامد تشدیدی سامانه جفت‌شده کاواک موج میکرو و کره مغناطیسی به ازای اندازه‌های مختلف شبکه‌بندی کره مغناطیسی.

شبکه‌بندی کره مغناطیسی مورد مقایسه قرار گرفته‌است که از میان آنها مقیاس بسیار ریز را از این جهت که دقت و صرفه‌ی زمانی را به طور همزمان فراهم می‌آورد، انتخاب می‌کنیم. نمودار طیف بازتابی موج میکرو در حضور کره مغناطیسی با شعاع $5/0 \text{ mm}$ ، بر حسب میدان ایستای H اعمال شده به کره و بسامد، برای مد TM_{110} در شکل ۶ نشان داده شده است.

ترتیب، در محل بیشینه دامنه میدان الکتریکی و مغناطیسی درون کاواک، که با نقاط سیاه‌رنگ مشخص شده‌اند، قرار می‌دهیم. شبکه‌بندی به کار رفته در شبیه‌سازی‌های طیف موج میکرو، چهار وجهی آزاد است. در شکل ۵ طیف بازتابی موج میکرو در حوالی یک بسامد تشدیدی سامانه جفت‌شده کاواک موج میکرو و کره مغناطیسی، به ازای چهار مقیاس



شکل ۶. نمودار اندازه طیف بازتابی موج میکرو $|S_{11}|$ بر حسب بسامد و میدان مغناطیسی خارجی برای ویژه مد TM_{110} در حضور یک کره مغناطیسی با شعاع 0.5 mm ؛ خط چین افقی و مایل به ترتیب مد کاواک ω_c و مد کره مغناطیسی ω_m را مشخص می کنند.

جدول ۱. مقادیر ثابت جفت شدگی در مد TM_{110} به ازای شعاع های مختلف کره مغناطیسی.

| شعاع کره [میلی متر] | ۰/۵ | ۰/۷۵ | ۱/۰ | ۱/۵ | ۲/۰ | ۲/۵ |
|-------------------------|-------|-------|--------|--------|--------|--------|
| ثابت جفت شدگی [مگاهرتز] | ۶۴/۱۲ | ۷۷/۴۶ | ۱۲۷/۳۵ | ۲۷۷/۲۱ | ۴۱۸/۷۳ | ۷۰۹/۲۶ |

جدول ۲. مقادیر ثابت جفت شدگی در مد TM_{210} به ازای شعاع های مختلف کره مغناطیسی.

| شعاع کره [میلی متر] | ۰/۵ | ۰/۷۵ | ۱/۰ | ۱/۵ | ۰/۲ | ۲/۵ |
|-------------------------|-------|-------|--------|--------|--------|---------|
| ثابت جفت شدگی [مگاهرتز] | ۳۷/۲۸ | ۶۳/۷۸ | ۱۱۳/۰۷ | ۲۲۵/۴۸ | ۴۴۲/۶۳ | ۱۰۵۰/۹۷ |

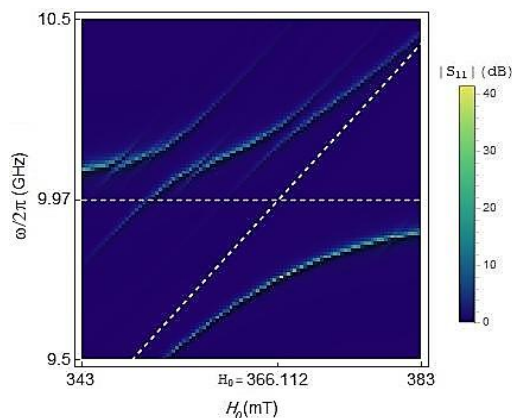
بر شکافتگی ترازها که در شکل ۶ وجود داشت تعداد بیشتری از این شکافتگی ها در طیف بازتابی موج میکرو (همچون شکل ۷) مشاهده می شوند. در واقع ضریب شکست متفاوت کره مغناطیسی با محیط اطرافش سبب می شود کره، خود، همانند یک کاواک رفتار کند و افزایش شعاع آن منجر به کاهش بسامد ویژه مدهایش می شود. بنابراین با افزایش شعاع کره مغناطیسی، تعداد بیشتری از مدهای کره با مدهای کاواک برهمکنش می کنند. این وضعیت محاسبه دقیق ثابت جفت شدگی در شعاع های نسبتاً بزرگ تر را پیچیده می کند.

با برازش داده های جداول ۱ و ۲ به توابع نمایی از شعاع کره که در شکل های ۸ و ۹ رسم شده اند، در می یابیم که ثابت جفت شدگی در مد TM_{110} متناسب با $r^{1/601}$ است و در مد TM_{210} با $r^{1/131}$ تناسب دارد. تحلیل نظری نشان می دهد ثابت جفت شدگی کاواک موج میکرو و نمونه مغناطیسی متناسب با جذر تعداد اسپین های نمونه است [۸] که در یک محیط همگن

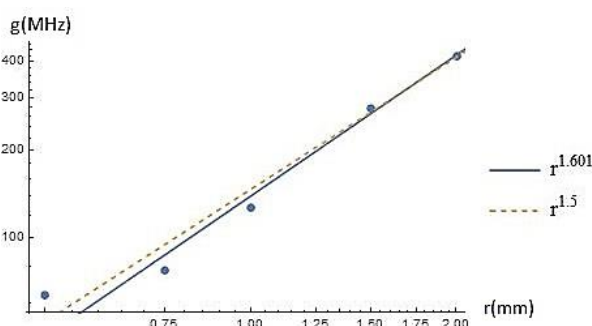
خط چین ها نشان دهنده مدهای کاواک ω_c و کره مغناطیسی ω_m در غیاب برهمکنش هستند. در تقاطع خط چین ها دو سامانه می توانند به صورت تشدید با هم برهم کنش کرده و شکافتگی ترازها که در طیف بازتابی مشاهده می شود، نمایانگر دستیابی به رژیم جفت شدگی قوی بین دو سامانه است. در رژیم جفت شدگی قوی، شدت جفت شدگی g بین دو زیرسامانه خیلی بیشتر از نرخ اتلاف هر یک از آنهاست $g \gg \kappa_m, \kappa_c$ ، که κ_m و κ_c به ترتیب معرف آهنگ اتلاف کاواک و کره مغناطیسی $\kappa_m = 2\alpha\omega_m$ هستند.

مقادیر ثابت جفت شدگی بین دو زیر سامانه که معمولاً نصف کم ترین جدایی عمودی میان دو شاخه هذلولی که در شکل ۶ وجود دارد تعریف می شود، به ازای شعاع های مختلف کره مغناطیسی در هر یک از مدهای TM_{110} و TM_{210} کاواک موج میکرو در جدول های ۱ و ۲ ذکر شده است.

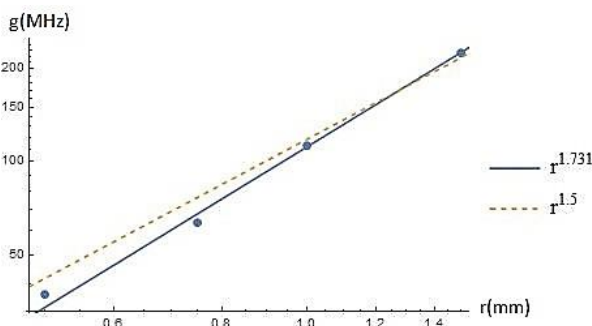
شایان ذکر است که با افزایش شعاع کره مغناطیسی، علاوه



شکل ۷. نمودار اندازه طیف بازتابی موج میکرو $|S_{11}|$ بر حسب بسامد و میدان مغناطیسی خارجی برای ویژه مد TM_{210} در حضور یک کره مغناطیسی با شعاع $1/5$ mm.



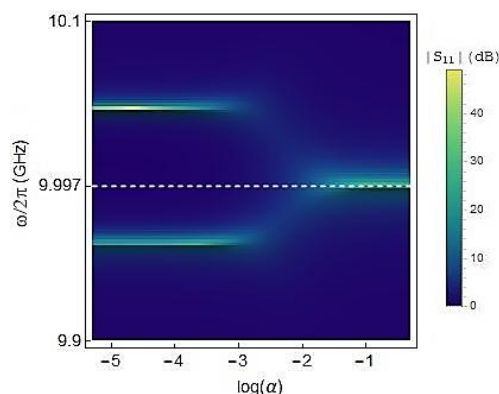
شکل ۸. نمودار تمام لگاریتمی ثابت جفت‌شدگی بر حسب شعاع کره مغناطیسی در ویژه مد TM_{110} با حذف داده‌های مربوط به شعاع $2/5$ میلی‌متر.



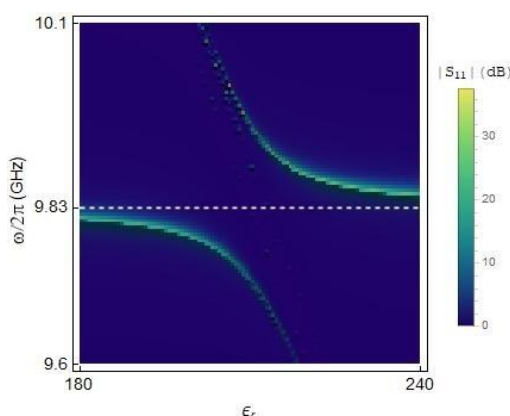
شکل ۹. نمودار تمام لگاریتمی ثابت جفت‌شدگی بر حسب شعاع کره مغناطیسی در ویژه مد TM_{210} با حذف داده‌های مربوط به شعاع‌های $2/5$ و $2/5$ میلی‌متر.

جفت‌شدگی قوی از بین برود. شکل ۱۰ که در آن $g = 37/21$ MHz و $\omega/(2\pi) \cong 10$ GHz، نشان می‌دهد شکافتگی ترازها در حدود $\alpha = 10^{-3}$ رفته‌رفته ناپدید می‌شود. مقادیر $\alpha \ll 10^{-3}$ نیز در شرط رژیم جفت‌شدگی قوی صدق می‌کنند.

با حجم نسبت مستقیم دارد. از این رو انتظار می‌رود که ثابت جفت‌شدگی با $r^{1/5}$ تناسب داشته باشد. با توجه به شرط رژیم جفت‌شدگی قوی، $g \gg \kappa_m, \kappa_c$ انتظار می‌رود با افزایش α و در نتیجه افزایش κ_m ، شکافتگی ترازها در طیف بازتابی موج میکرو به عنوان نشانه تحقق رژیم



شکل ۱۰. نمودار اندازه طیف بازتابی موج میکرو $|S_{11}|$ بر حسب بسامد و لگاریتم (پایه ۱۰) ثابت اتلاف α ؛ این نمودار برای کره مغناطیسی با شعاع 0.5 mm و در مد TM_{210} کاواک موج میکرو رسم شده است.



شکل ۱۱. نمودار اندازه طیف بازتابی موج میکرو $|S_{11}|$ بر حسب بسامد موج میکرو و گذردهی الکتریکی نسبی کره دی الکتریک در ویژه مد TM_{110} برای شعاع کره 1.5 mm ؛ خط چین افقی مد کاواک را نشان می دهد.

جدول ۳. مقادیر ثابت جفت شدگی در مد TM_{110} به ازای شعاع های مختلف کره دی الکتریک.

| شعاع کره دی الکتریک [میلی متر] | ۱/۵ | ۲/۰ |
|--------------------------------|--------|-------|
| ثابت جفت شدگی [مگاهرتز] | ۱۱۳/۸۶ | ۳۵/۳۱ |

عنوان تعیین کننده بسامد ویژه مدهایش در نظر می گیریم. بدیهی است برای بیشینه کردن شدت برهمکنش بایستی کره دی الکتریک را در محل بیشینه دامنه میدان الکتریکی (مطابق شکل های ۳ و ۴) قرار دهیم.

ثابت های جفت شدگی کاواک بین موج میکرو و کره دی الکتریک مطابق جدول ۳ نشان می دهد با افزایش شعاع کره دی الکتریک، ثابت جفت شدگی مربوطه کاهش می یابد که عکس نتیجه ای است که در مورد کره مغناطیسی به دست آوردیم. به

علاوه بر برهمکنش با مولفه مغناطیسی میدان الکترومغناطیسی کاواک موج میکرو، کره مغناطیسی به دلیل داشتن ضریب شکستی متفاوت با محیط می تواند به عنوان یک دی الکتریک با مولفه الکتریکی میدان الکترومغناطیسی کاواک موج میکرو نیز برهمکنش کند و این به صورت شکافتگی ترازها در طیف موج میکرو، شکل ۱۱، نمایان می شود. لذا برای بررسی این موضوع، کره ای دی الکتریک را جایگزین کره مغناطیسی کرده و ضریب گذردهی الکتریکی نسبی آن ϵ_r را به

چگالی اسپینی و ثابت اتلاف آن در دستیابی به رژیم جفت‌شدگی قوی بسیار مهم و تعیین کننده است.

در این تحقیق به کمک شبیه‌سازی نشان دادیم:

(الف) ثابت جفت‌شدگی کاواک موج میکرو و کره مغناطیسی با افزایش اندازه کره افزایش می‌یابد.

(ب) این افزایش با تقریب خوبی متناسب با افزایش $r^{1/3}$ است.

بنابراین برای دستیابی به برهمکنش قوی‌تر میان کاواک موج میکرو و کره مغناطیسی می‌توانیم شعاع بزرگ‌تری برای آن انتخاب کنیم. شبیه‌سازی‌ها نشان دادند که بزرگ شدن شعاع کره با کاهش بسامد ویژه مدهای آن (به عنوان یک کاواک) و به وجود آمدن برهمکنش‌های جدید میان این مدها و مدهای کاواک موج میکرو همراه است، که نمودارهای دافعه مدی را مختل می‌کردند. بدیهی است در موارد کاربردی علاقه‌مندیم از این قبیل پیچیدگی‌ها اجتناب کنیم. بنابراین در این موارد بایستی شعاع بهینه‌ای را برای کره انتخاب کرد.

شبیه‌سازی مربوط به برهمکنش میان کاواک موج میکرو و کره دی‌الکترونیک نشان داد:

(ج) ثابت‌های جفت‌شدگی در این مورد کوچک‌تر از مقادیر متناظر برای کره‌های مغناطیسی با همان شعاع هستند.

(د) ثابت جفت‌شدگی کره دی‌الکترونیک و کاواک موج میکرو، با افزایش شعاع کاهش می‌یابد.

همچنین به ازای یک شعاع خاص از کره مغناطیسی، در یک مد تشدید کاواک، نشان دادیم:

(ه) دافعه ترازا که نمایانگر رژیم جفت‌شدگی قوی است، با بزرگ شدن ثابت اتلاف گیلبرت ناپدید می‌شود

و جفت‌شدگی قوی به ازای مقادیری از ثابت اتلاف گیلبرت که بسیار کوچک‌تر از آستانه مشاهده شده در نمودار حاصل از شبیه‌سازی هستند، وجود دارد و این تأییدکننده شرط رژیم جفت‌شدگی قوی است.

علاوه، اگر چه کره دی‌الکترونیک را در محل بیشینه دامنه میدان الکترونیکی قرار دادیم، شدت برهمکنش‌ها نسبت به یک کره مغناطیسی با همان شعاع، کمتر است..

۴. نتیجه‌گیری

ماده فری مغناطیس YIG با چگالی بالای اسپین و ثابت اتلاف گیلبرت کوچک، گزینه مطلوبی برای دستیابی به یک جفت‌شدگی قوی میان کاواک موج میکرو و یک سامانه مغناطیسی است. در این تحقیق با تغییر بسامد موج میکرو و میدان مغناطیسی خارجی اعمال شده به کره مغناطیسی، طیف بازتابی موج میکرو را با شبیه‌سازی در نرم افزار کامسول مطالعه کردیم که در آن شکافتگی ترازا نمایانگر دستیابی به رژیم جفت‌شدگی قوی است. محاسبه ثابت جفت‌شدگی و بررسی تناسب آن با توابع نمایی از شعاع کره، تطابق خوبی را با پیش‌بینی نظری نشان داد. وجود رژیم جفت‌شدگی قوی میان کاواک موج میکرو و کره مغناطیسی مستلزم ثابت اتلاف گیلبرت کوچک در زیرسامانه مغناطیسی است، به طوری که شرط $g \gg \kappa_m, \kappa_c$ برقرار باشد. مشاهده شد در طیف بازتابی شبیه‌سازی شده بر حسب لگاریتم α ، دافعه ترازا به ازای یک مقدار آستانه α ناپدید می‌شود که برآورده‌کننده شرط رژیم جفت‌شدگی قوی است. با افزایش شعاع کره مغناطیسی، تعداد بیشتری از شکافتگی‌های ترازی در طیف بازتابی پدیدار می‌شود. منشأ این موضوع را می‌توان به دو عامل نسبت داد: برهمکنش ویژه

مدهای کره مغناطیسی (که بسامد آنها با افزایش شعاع کاهش می‌یابد) با ویژه‌مدهای کاواک موج میکرو، و همچنین برهمکنش کره به عنوان یک دی‌الکترونیک با مولفه الکترونیکی میدان الکترومغناطیسی کاواک موج میکرو. شایان ذکر است که نتایج به دست آمده نشان می‌دهد جنس کره مغناطیسی یعنی

مراجع

1. D Lachance Quirion, et al., *Appl. Phys. Exp.* **12** (2019) 070101.
2. D D Awschalom, et al., *IEEE Trans. Autom. Sci. Eng.* **2** (2021) 1.
3. Ö O Soykal and M E Flatté, *Phys. Rev. Lett.* **104**, (2010) 077202.

4. Ö O Soykal and M E Flatté, *Phys. Rev. B* **82** (2010) 104413.
5. H Huebl, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **111** (2013) 127003.
6. X Zhang, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 156401.
7. Y Tabuchi, *et al.*, *Science* **349** (2015) 405.
8. M Harder, *et al.*, *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **59** (2016) 117511.
9. G B G Stenning, *et al.*, *Opt. Express* **21** (2013) 1456.
10. B Bhoi, *et al.*, *J. Appl. Phys.* **116** (2014) 243906.
11. S A Gregory, *et al.*, *New J. Phys.* **16** (2014) 063002.
12. S Kaur, *et al.*, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **49** (2016) 475103.
13. D Zhang, W Song, and G Chai, *J. Phys. D. Appl. Phys.* **50** (2017) 205003.
14. H Maier Flaig, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **110** (2017) 132401.
15. M Goryachev, *et al.*, *Phys. Rev. B* **97** (2017) 155129.
16. L V Abdurakhimov, *et al.*, *Phys. Rev. B* **99** (2019) 140401.
17. A Osada, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016) 223601.
18. X Zhang, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **117** (2016) 123605.
19. J A Haigh, *et al.*, *Phys. Rev. A* **92** (2015) 063845.
20. Y Liu, J You, and Q Hou, *Sci. Rep.* **6** (2016) 21775.
21. S Viola Kusminskiy, H X Tang, and F Marquardt, *Phys. Rev. A* **94** (2016) 033821.
22. C Braggio, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **118** (2017) 107205.
23. B Zare Rameshti, Y Cao, and G E W Bauer, *Phys. Rev. B* **91** (2015) 214430.