<u>زو</u>هش فيريك @ • S

مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۲۲، شمارهٔ ۲، تابستان ۱۴۰۱ DOI: 10.47176/ijpr.22.2.21379

برهمکنش کرهٔ مغناطیسی با کاواک موج میکرو در رژیم جفت شدگی قوی

نوید صنایعی، بابک زارع* و محمد واحدی

دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران

پست الكترونيكي: bzarer@iust.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۰/۹/۲۳ ؛ دریافت نسخهٔ نهایی: ۱۲/۱/۱۰۰۱۱)

چکیدہ

برهمکنش میان یک کاواک موج میکرو و یک کرهٔ مغناطیسی، مورد مطالعه قرار گرفته است. نشان دادیم که دستیابی به رژیم جفتشـدگی قـوی برای این سامانهٔ ترکیبی امکان پذیر است. نتایج شبیهسازی نشان میدهد که قدرت جفتشدگی میان دو سامانه، متناسب بـا جـذر حجـم سـامانهٔ مغناطیسی است و با افزایش شاخص مد کاواک کاهش مییابد. از آنجـایی کـه کـرهٔ مغناطیسـی دارای ضـریب دیالکتریکی متفاوت بـا محـیط دربرگیرندهاش است، میتواند همچون یک کاواک کروی رفتار کند و لذا یک جفتشدگی میان ویژهمدهای آن و میدان الکتریکی کاواک میکرویوو اتفاق میافتد. طیف بازتابی برای کرههای مغناطیسی نسبتاً بزرگتر شامل بیش از یک دافعهٔ ترازی است.

واژههای کلیدی: رژیم جفتشدگی قوی، برهمکنش کاواک موج میکرو-سامانهٔ مغناطیسی، اتلاف گیلبرت، دافعهٔ ترازی

۱. مقدمه

دو نوسانگر را در نظر بگیرید که توسط یک فنر به یک دیگر متصل شدهاند و هر یک بسامدهای طبیعی $alpha e \ p \ content دیفرانسیلی حاکم بر حرکت این نوسانگرها، در$ حل معادلات دیفرانسیلی حاکم بر حرکت این نوسانگرها، در $شرایط تشدید [<math>p = p = p \ content = e \ content cont$

شرایطی را توصیف میکند که برهمکنش میان دو جزء سامانه بسیار سریع تر از فرایند اتلاف در هر یک از اجزا باشد. بنابراین به دلیل اهمیت کمّیسازی 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.

جلد ۲۲، شمارهٔ ۲

سامانه های ترکیبی نور –ماده در رژیم جفت شدگی قوی، که در آن نرخ تبادل اطلاعات بین دو زیـر سامانه خیلی بیشتر از نرخ اتلاف هر یک از زیرسامانه ها است، برای پردازش و تبادل اطلاعات بسیار موردعلاقهٔ محققان هستند. اخیرا جفت شـدگی قوی مواد مغناطیسی کماتـلاف و میـدانهای مـوج میکرو با کیفیت بالا، به عنوان نمونه ای دیگر از ایـن سامانه های ترکیبی مورد توجه قرار گرفته است [۱ و ۲]. از منظر تجربی، محقـق شدن قوی اسپین در مـادهٔ مغناطیسی با فوتـون کاواک مـوج میکرو، نیازمند یک کاواک با ثابت کیفیت بـالا بـرای محبـوس کردن فوتون ها برای مدت زمان طولانی و یک نسبت حجمی (حجم سامانهٔ مغناطیسی به حجم کاواک) بزرگ بـرای افـزایش تعداد اسپینها در کاواک موج میکرو است. این موضوع را می-زوان با استفاده از مواد مغناطیسی با چگالی اسپین بـالا و اتـلاف کم، مانند PIY' که معمولاً در دستگاه های اسپینترونیک بـه کـار میرود، تحقق بخشید.

امکان دستیابی به برانگیختگیهای ترکیبی اسپین-فوتـون در سامانههای فرومغناطیس برای اولین بار توسط سویکال و فلاتـه 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 مطالعهٔ آثار جفتشدگی یک بلور YIG با یک تشدیدگر ابررسانای مسطح (که بـه صـورت دافعـهٔ مـدها در طيف عبـوري ظـاهر می شود) در دماهای بسیار پایین به کار گرفته شد. در حالی ک آزمایش های اولیه در دماهای پایین انجام میشد، خیلی زود مشخص شد که شرایط آزمایشـگاهی بـرای دسـتیابی بـه رژیـم جفت شدگی قوی می تواند تسهیل شود تا آزمایش در دمای اتاق [۶]، در کاواکهای موج میکرو سه بعدی [۷ و ۸] و با استفاده از تشدیدگرهای حلقهای دو بخشی [۱۳–۹] را ممکن سازد. اگرچه YIG، به دلیل اتلاف بسیار کم و چگالی اسپین زیاد، همچنان مناسبترین مادهٔ مغناطیسی برای این آزمایش هاست، اما جفتشـدگی قـوی در GdIG" [۱۴]، فریـت لیتیـوم [۱۵] و

عایق مغناطیسی کایرال^۴ Cu₂OSeO₃ [۱۶] نیز مشاهده شدهاست. علاوه بر این، اخیراً برهمکنش YIG با نور که با عنوان اپتومگنونیک کاواکی^۵ شناخته می شود، مورد مطالعه و بررسی قرار گرفتهاست [۱۷–۲۲].

یک مدل کلاسیکی برای توصیف این سامانهٔ ترکیبی ارائـه شده است که در آن از یک پوستهٔ کروی با یک ثابت دیالکتریک خیلی بزرگ بے عنوان یے کاواک موج میکرو استفاده شده است [۲۳]. مسئلهای که در این تحقیق به آن میپردازیم، بررسی و مطالعهٔ سامانهای ترکیبی شامل یک کاواک موج میکرو مکعبمستطیلی، که بسیار شبیهتر به نمونههای آزمایشگاهی است، و یک کرهٔ مغناطیسی از جـنس YIG اسـت. کاواک موج میکرو در نظر گرفتهشده دارای دو درگاه ٔ ورودی و خروجی است و چنانچه در یک بازهٔ بسامدی توسط درگاه ورودی برانگیخته شود، می توان بسامدهای تشدیدی آن را در طیف عبوری درگاه خروجی یا طیف بازتابی درگاه ورودی مشاهده کرد. یک میدان مغناطیسی ایستای خارجی میتواند بسامد تشدید مغناطیسی را در کره به نحوی کنترل کنـد کـه بـا بسامد تشدیدی کاواک موج میکرو برابر شود. کاواک به دلیـل مقاومت الكتريكي، موجب اتلاف انرژى مىشود. همچنين میزانی از انرژی در شبکهٔبلوری مادهٔ مغناطیسی به هدر می رود. چنانچه ثابت اتلاف بـرای کـاواک (وارون ثابـت کیفیـت آن) و برای مادهٔ مغناطیسیای که انتخاب کردهایم به اندازهٔ کافی کوچے باشد، برہمکنش میان کاواک موج میکرو و کرۂ مغناطیسی می تواند وارد رژیم جفت شدگی قوی شود و این موضوع به صورت شکافتگی مدهای تشدیدی کاواک در طیف عبوري يا بازتابي أن قابل مشاهده خواهد بود. اين مطالعه نه تنها کمک شایانی به توضیح آزمایش های انجام گرفته میکند بلکه همراه با مدلهای نظری ارائـه شـده یـک فهـم دقیـقتر و کاملتر از سامانههای ترکیبی از یک کاواک موج میکرو و یک سامانهٔ مغناطیسی فراهم میآورد.

۶. Port



^{1.} Yttrium-iron-garnet

۲. Split-ring resonator

 $[\]ensuremath{\mathfrak{V}}$. Gadollinium-Iron-Garnet

Chiral

۵. Cavity optomagnonics

جلد ۲۲، شمارهٔ ۲

Archive of SID.ir

۲. بررسی نظری
دینامیک بردار مغناطش M در کرهٔ مغناطیسی با معادلهٔ لاندائو –
لیفشیتز – گیلبرت (LLG) توصیف می شود:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mu_{s} \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_{s}} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}, \tag{1}$$

که در آن M_s مغناطش اشباع، γ ضریب ژیرومغناطیسی، M_s ثابت تراوایی خلأ و α که اتلاف سامانهٔ مغناطیسی را توصیف میکند، ثابت گیلبرت است. میدان مغناطیسی موثر میکندان شامل یک میدان خارجی ایستای $H_{eff} = H_{e} + h$ میدان نوسانی **h**است. با توجه به ابعاد کرهٔ مغناطیسی، میدان مؤثر ناشی از برهمکنش تبادلی، کوچک و قابل صرف نظر است.

می توان معادلهٔ LLG را با در نظر گرفتن بردارهای مغناطش و می دان مغناطیسی ب م صورت $(\mathbf{h}(t) = \mathbf{H}_s + \mathbf{h}(t)$ و $(\mathbf{h}(t) = \mathbf{M}_s + \mathbf{h}(t)$ بخش نوسانی و $\mathbf{M}(t) = \mathbf{M}_s + \mathbf{m}(t)$ خطی کرد. $(\mathbf{m}(t) + \mathbf{m}(t))$ که ب وسیلهٔ کوچک بردار مغناطش است $(_{\mathcal{S}} M \cong M \gg |\mathbf{m}|)$ که ب وسیلهٔ میدان مغناطیسی کوچک $(t) \mathbf{h}(t) = \mathbf{M} \otimes \mathbf{M} \otimes \mathbf{m}_{||})$ که ب می شود. \mathbf{H} و \mathbf{M} به ترتیب مولفههای ایستای میدان مغناطیسی و مغناطش هستند که در راستای محور z فرض شده اند. بدین مغناطش هستند که در راستای محور z فرض شده اند. بدین $-i\omega\mathbf{m} + \gamma\mu_s \mathbf{h}_s \mathbf{\hat{z}} \times \mathbf{m} + i\omega\alpha \mathbf{\hat{z}} \times \mathbf{m}$ (۲)

که در آن $\omega_{M} = \gamma \mu_{M} M_{\circ} = \omega_{M} = \gamma \mu_{\circ} H_{\circ}$. معادلهٔ (۲) را می توان به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$\mathbf{m} = \ddot{\boldsymbol{\chi}} \mathbf{h} \equiv \begin{pmatrix} \boldsymbol{\chi}' & i\boldsymbol{\kappa}' \\ -i\boldsymbol{\kappa}' & \boldsymbol{\chi}' \end{pmatrix} \mathbf{h}, \tag{(7)}$$

$$\chi' = \frac{\omega_M (\omega_\circ + i\omega\alpha)}{(\omega_\circ + i\omega\alpha)^r - \omega^r},\tag{(f)}$$

$$\kappa' = \frac{\omega_M \omega}{\left(\omega_\circ + i\omega\alpha\right)^{\mathsf{r}} - \omega^{\mathsf{r}}}.$$
 (δ)

هنگامی که a = a، و در حد $\emptyset \to \emptyset$ ، درایههای تانسور پذیرفتاری χ' و χ' واگرا می شوند، که این خصوصیت

سامانه های بدون اتلاف در شرایط تشدید است. بدین ترتیب، با تغییر H می توان بسامد تشدید مغناطیسی ω را در حدود ω تنظیم کرد. تانسور تراوایی مغناطیسی را می توان با استفاده از عبارت $(\ddot{x} + \ddot{x}) = \mu_{e}(\vec{x} + \ddot{x})$ به دست آورد، که در آن \ddot{x} تانسور یکه است. یکه است. میدان های الکترومغناطیسی درون یک کاواک از معادلات میدان های الکترومغناطیسی درون یک کاواک از معادلات معادله موج $\mathbf{D}(\mathbf{r},t) = \mathcal{E}_{e}\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ به درون یک کاواک از معادلات معادله موج $\mathbf{B}(\mathbf{r},t) = \mathbf{E}_{e}\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ را از حل معادله موج معادله موج $\nabla \times \nabla \times (\mu_{e}\ddot{\mu}^{-1}\cdot\mathbf{B}) - k^{T}\mathbf{B} = 0$, به همراه شرایط مرزی مناسب، یعنی پیوستگی مولفهٔ مماسی میدان الکتریکی و مولفهٔ عمودی میدان مغناطیسی در عبور از سطوح، به دست آورد. در سطح کره،

$$\mathbf{n}.(\mathbf{H}_{in} - \mathbf{H}_{out}) = \mathbf{o},\tag{V}$$

شرایط مرزی عبارتند از:

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_{in} - \mathbf{E}_{out}) = \mathbf{o},\tag{A}$$

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

$$\mathbf{n}.\mathbf{H}_{out} = \mathbf{v},\tag{9}$$

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E}_{out} = \mathbf{o}, \tag{10}$$

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

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

که در آن c سرعت نور و اعداد صحیح مثبت m، n و l به z که در آن x سرعت نور و اعداد صحیح مثبت x، y و z ترتیب نمایانگر تعداد گرههای میدان در راستای x، y ادریم هستند. برای میدانهای الکتریکی عرضی (مد TE) داریم $l = l, r, r, \dots$ (17)

جلد ۲۲، شمارهٔ ۲



شکل ۱. یک کاواک موج میکرو مکعب مستطیلی با ابعاد mm (a,b,d) = (۴۵٫۲۰٫۶) به ترتیب در راستاهای y ،x و z. شـعاع داخلـی، شـعاع خارجی و فاصلهٔ جدایی میان دو درگاه کاواک به ترتیب عبارتند از mm ۰/۵ mm ۲/۵ و ۱۴ mm.



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

۳. نتایج شبیهسازی

در این بخش به مطالعهٔ برهمکنش یک کاواک موج میکرو مکعب مستطیلی با ابعاد $mm^{*} \times \pi \times \pi$ که در شکل ۱ نشان داده شدهاست، با یک کرهٔ *PIG می*پردازیم که نسبت ژیرومغناطیس *T/ GHz T می*پردازیم که نسباع ژیرومغناطیس *T/ GHz می*پردازیم که مغناطش اشباع *ترومغناطیس Ms = 10 مرح (* π) / η , مغناطش اشباع نسبی $mT = \pi M$, ثابت اتلاف گیلبرت π -۱۰= α و گذردهی نسبی $mT = \pi M$, ثابت اتلاف گیلبرت π -۱۰= α و گذردهی نسبی $mT = \pi M$ دارد. نتایج شبیه سازی برهمکنش میان این دو نسبی mمانه که با نرم افزار کامسول انجام گرفته، با تمرکز بر دو ویژه مد m10 و m10 از کاواک موج میکرو که به ترتیب بسامدهای m *GHz د GHz دا* دارند، ارائه می شود.

1. COMSOL

یک کاواک موج میکرو با دو درگاه ورودی و خروجی در نظر گرفته ایم و در ابتدا بدون حضور کرهٔ مغناطیسی به بررسی تأثیر پارامترهای مختلف کاواک و درگاه ها بر روی ویژه مدهای کاواک پرداخته ایم. شکل ۲ ویژه مدهای کاواک موج میکرو زمایش در طیف بازتابی _۵٫۸ و طیف عبوری _۲٫۲ موج میکرو نمایش می دهد. بررسی های انجام شده نشان می دهد که با تغییر شعاعهای داخلی و خارجی درگاه ها و همچنین فاصلهٔ میان آنها، تغییر محسوسی در محل و تعداد ویژه مدها رخ نمی دهد؛ بنابراین این ویژه مدها ساختگی نبوده و از اختلال ناشی از وجود درگاه ها متأثر نمی شوند. توزیع میدان های الکتریکی و مغناطیسی کاواک موج میکرو برای ویژه مدهای ۱۰۰*TT* و ۱۰۰*TT* به ترتیب در شکل های ۳ و ۴ رسم شده است. به منظور بیشینه کردن شدت برهمکنش ها، کرهٔ دی الکتریک و کرهٔ *TT* را، به

Archive of SID.ir

444



شکل ۳. (الف)توزیع میدان الکتریکی و (ب) توزیع میدان مغناطیسی، در کاواک موج میکرو در مد TM₁₁₀ با بسامد مشخصهٔ *GHz ۱ GHz (۲۳) – ۵/ ایر ۵*۵۰ کرهٔ دیالکتریک در بیشینه میدان الکتریکی (الف) و کرهٔ 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 کرهٔ مغناطیسی در کاواک موج میکرو در مد TM₂₁₀.



شکل ۵. نمودار اندازهٔ طیف بازتابی موج میکرو |S₁₁ در حوالی یک بسامد تشدیدی سامانهٔ جفتشدهٔ کاواک موج میکرو و کرهٔ مغناطیسی به ازای اندازههای مختلف شبکهبندی کرهٔ مغناطیسی.

> ترتیب، در محل بیشینه دامنهٔ میدان الکتریکی و مغناطیسی درون کاواک، که با نقاط سیاهرنگ مشخص شدهاند، قرار میدهیم.

> شبکهبندی به کار رفته در شبیه سازیهای طیف موج میکرو، چهار وجهی آزاد است. در شکل ۵ طیف بازتابی موج میکرو در حوالی یک بسامد تشدیدی سامانهٔ جفتشدهی کاواک موج میکرو و کرهٔ مغناطیسی، به ازای چهار مقیاس

شبکهبندی کرهٔ 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 می آورد، انتخاب می کنیم.

نمودار طیف بازتابی موج میکرو در حضور کرهٔ مغناطیسی با شعاع ۳m ۰/۵ mm، بر حسب میدان ایستای H اعمال شده به کره و بسامد، برای مد *TM*110 در شکل ۶ نشان داده شده است.

نوید صنایعی، بابک زارع، و محمد واحدی

جلد ۲۲، شمارهٔ ۲



شکل ۶. نمودار اندازهٔ طیف بازتابی موج میکرو |S1۱ بر حسب بسامد و میدان مغناطیسی خـارجی بـرای ویژهمـد TM₁₁₀ در حضـور یـک کـرهٔ مغناطیسی با شعاع mm ۰/۵ ؛ خطچین افقی و مایل به ترتیب مد کاواک ϖ_c و مد کرهٔ مغناطیسی m_m را مشخص میکنند.

جدول ۱. مقادیر ثابت جفتشدگی در مد TM110 به ازای شعاعهای مختلف کرهٔ مغناطیسی.

	•	•	C		-	•
شعاع کرہ [میلیمتر]	•/۵	۰/V۵	١/ •	١/۵	۲/۰	۲/۵
ثابت جفتشدگی [مگاهرتز]	84/17	VV/49	177/30	77771	411/12	٧•٩/٢۶

جدول ۲. مقادیر ثابت جفتشدگی در مد TM₂₁₀ به ازای شعاعهای مختلف کرهٔ مغناطیسی.

شعاع کرہ [میلیمتر]	۰/۵	۰/V۵	١/ ۰	١/۵	۰/۲	۲/۵
ثابت جفتشدگی [مگاهرتز]	WV/TA	۶۳/VA	۱ <i>۱۳</i> /۰۷	770/41	447/98	1 ° Q ° / 4V

مقادیر ثابت جفتشدگی بین دو زیر سامانه که معمولا نصف کمترین جدایی عمودی میان دو شاخهٔ ه ذلولی که در شکل ۶ وجود دارد تعریف میشود، به ازای شعاعهای مختلف کرهٔ مغناطیسی در هر یک از مدهای TM₁₁₀ و TM₂₁₀ کاواک موج میکرو در جدولهای ۱ و ۲ ذکر شدهاست. شایان ذکر است که با افزایش شعاع کرهٔ مغناطیسی، علاوه

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 کرهٔ مغناطیسی با محیط اطرافش سبب می شود کره، خود، همانند یک کاواک رفتار کند و افزایش شعاع آن منجر به کاهش بسامد ویژهٔ مدهایش می شود. بنابراین با افزایش شعاع کرهٔ مغناطیسی، تعداد بیشتری از مدهای کره با مدهای کاواک برهمکنش میکنند. این وضعیت محاسبهٔ دقیق ثابت جفت شدگی در شعاع های نسبتاً بزرگتر را پیچیده میکند.

با برازش دادههای جداول ۱ و ۲ به توابع نمایی از شعاع کره که در شکلهای ۸ و ۹ رسم شدهاند، در می یابیم که ثابت جفت شدگی در مد م TM_{110} متناسب با $r^{1/901}$ است و در مد TM₂₁₀ با TM_{210} تناسب دارد. تحلیل نظری نشان می دهد ثابت جفت شدگی کاواک موج میکرو و نمونهٔ مغناطیسی متناسب با جذر تعداد اسپینهای نمونه است [۸] که در یک محیط همگن

44V

برهمکنش کرهٔ مغناطیسی با کاواک مایکروویو ...



شکل ۷. نمودار اندازهٔ طیف بازتابی موج میکرو (S₁₁ بر حسب بسامد و میدان مغناطیسی خارجی بـرای ویـژه مـد TM₂₁₀ در حضـور یـک کـرهٔ مغناطیسی با شعاع mm .



شکل ۸. نمودار تمام لگاریتمی ثابت جفتشدگی بر حسب شعاع کرهٔ مغناطیسی در ویژه مد TM110 با حذف دادهٔ مربوط به شعاع ۲/۵ میلیمتر.



شکل ۹. نمودار تمام لگاریتمی ثابت جفتشدگی بر حسب شعاع کرهٔ مغناطیسی در ویژه مد TM210 با حذف دادههای مربوط به شعاعهای ۲/۵ و ۲/۵ میلیمتر.

جفت شـــدگی قــوی از بــین بــرود. شــکل ۱۰ کــه در آن $g = rv / r_A \quad MHz$ و $g = rv / r_A \quad MHz$ ، نشــان می دهــد شکافتگی ترازها در حدود $\alpha = 1 - r$ رفته رفته ناپدیـد می شـود. مقادیر $\alpha = 1 - r$ نیز در شرط رژیم جفت شدگی قـوی صـدق می کنند. با حجم نسبت مستقیم دارد. از این رو انتظار میرود که ثابت جفتشدگی با $r^{1/0}$ تناسب داشته باشد.

با توجه به شـرط رژیـم جفتشـدگی قـوی، K_m,K_c ≪ g انتظار میرود با افزایش α و در نتیجه افزایش K_m، شـکافتگی ترازها در طیف بازتابی موج میکرو به عنوان نشانهٔ تحقق رژیـم

جلد ۲۲، شمارهٔ ۲



شکل ۱۰. نمودار اندازهٔ طیف بازتابی موج میکرو |S۱۱| بر حسب بسامد و لگاریتم (پایهٔ ۱۰) ثابت اتلاف α؛ این نمودار برای کرهٔ مغناطیسی بـا شعاع ۵mm /۵ و در مد TM210 کاواک موج میکرو رسم شدهاست.



شکل ۱۱. نمودار اندازهٔ طیف بازتابی موج میکرو |S₁₁ بر حسب بسامد موج میکرو و گذردهی الکتریکی نسـبی کـرهٔ دیالکتریـک در ویـژه مـد TM₁₁₀ برای شعاع کرهٔ mm ۱/۵ ؛ خط چین افقی مد کاواک را نشان میدهد.

جدول ۳. مقادیر ثابت جفتشدگی در مد TM110 به ازای شعاعهای مختلف کرهٔ دیالکتریک.

شعاع کرہی دیالکتریک [میلیمتر]	١/۵	۲/۰
ثابت جفتشدگی [مگاهرتز]	113/18	30/51

عنوان تعیین کنندهٔ بسامد ویژه مدهایش در نظر می گیریم. بدیهی است برای بیشینه کردن شدت برهمکنش بایستی کرهٔ دیالکتریک را در محل بیشینه دامنهٔ میدان الکتریکی (مطابق شکلهای ۳ و ۴) قرار دهیم.

ثابتهای جفتشدگی کاواک بین موج میکرو و کرهٔ دیالکتریک مطابق جدول ۳ نشان میدهد با افزایش شعاع کرهٔ دیالکتریک، ثابت جفتشدگی مربوطه کاهش مییابد که عکس نتیجهای است که در مورد کرهٔ مغناطیسی به دست آوردیم. به علاوه بر برهمکنش با مولف مغناطیسی میدان الکترومغناطیسی کاواک موج میکرو، کرهٔ مغناطیسی به دلیل داشتن ضریب شکستی متفاوت با محیط میتواند به عنوان یک دیالکتریک با مولفهٔ الکتریکی میدان الکترومغناطیسی کاواک موج میکرو نیز برهمکنش کند و این به صورت شکافتگی ترازها در طیف موج میکرو، شکل ۱۱، نمایان میشود. لذا برای بررسی این موضوع، کرهای دیالکتریک را جایگزین کرهٔ مغناطیسی کرده و ضریب گذردهی الکتریکی نسبی آن ۶٫ را به

434

جلد ۲۲، شمارهٔ ۲

rchive of SID.ir

علاوه، اگر چه کرهٔ دیالکتریک را در محل بیشینهٔ دامنهٔ میدان الكتريكي قرار داديم، شدت برهمكنش ها نسبت به يك كره مغناطیسی با همان شعاع، کمتر است..

۴. نتيجەگىرى

مادهٔ فریمغناطیس YIG با چگالی بالای اسپین و ثابت اتلاف گیلبرت کوچک، گزینهٔ مطلوبی برای دستیابی به یک جفت شدگی قوی میان کاواک موج میکرو و یک سامانهٔ مغناطیسی است. در این تحقیق با تغییر بسامد موج میکرو و ميدان مغناطيسي خارجي اعمال شده به كرة مغناطيسي، طيف بازتابی موج میکرو را با شبیهسازی در نرم افزار کامسول مطالعه کردیم که در آن شکافتگی ترازها نمایانگر دستیابی به رژیم جفتشدگی قوی است. محاسبهٔ ثابت جفتشدگی و بررسی تناسب آن با توابع نمایی از شعاع کره، تطابق خوبی را با پیش بینی نظری نشان داد. وجود رژیم جفت شدگی قوی میان کاواک مـوج میکـرو و کـرهٔ مغناطیسـی مسـتلزم ثابـت اتـلاف گیلبرت کوچک در زیرسامانهٔ مغناطیسی است، به طوری که شرط $g \gg \kappa_m, \kappa_c$ شرط باشد. مشاهده شد در طيف بازتابي شبیهسازی شده بر حسب لگاریتم *a*، دافعهٔ ترازها به ازای یک مقدار آستانهٔ ۵ ناپدید می شود که براورده کنندهٔ شـرط رژیم جفتشدگی قوی است. با افزایش شعاع کرهٔ مغناطیسی، تعداد بیشتری از شکافتگیهای ترازی در طیف بازتابی پدیدار می شود. منشأ این موضوع را می توان به دو عامل نسبت داد: برهمكنش ويژهٔ

مدهای کرهٔ مغناطیسی (که بسامد آنها با افزایش شعاع کاهش مییابد) با ویژهمدهای کاواک موج میکرو، و همچنین برهمکنش کره به عنوان یک دیالکتریک با مولفهٔ الکتریکی ميدان الكترومغناطيسي كاواك موج ميكرو. شايان ذكر است كه نتايج به دست آمده نشان میدهد جنس کرهٔ مغناطیسی یعنی

مراجع

Archive of SID.ir

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 کرهٔ مغناطیسی بـا افزایش اندازهٔ کره افزایش می یابد. ب) این افزایش با تقریب خوبی متناسب با افزایش r¹⁰ است. بنابراین برای دستیابی به برهمکنش قوی تر میان کاواک موج میکرو و کرهٔ مغناطیسی میتوانیم شعاع بزرگتری برای آن انتخاب کنیم. شبیهسازیها نشان دادند که بزرگ شدن شعاع کره با کاهش بسامد ویژهٔ مدهای آن (به عنـوان یـک کـاواک) و بـه وجود آمدن برهمکنشهای جدید میان این مدها و مدهای کاواک موج میکرو همراه است، که نمودارهای دافعهٔ 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 کرهٔ دىالكتريك نشان داد: ج) ثابتهای جفتشدگی در ایـن مـورد کوچـکتر از مقـادیر متناظر برای کرههای مغناطیسی با همان شعاع هستند. د) ثابت جفتشدگی کرهٔ دیالکتریک و کاواک موج میکرو، با همچنین به ازای یک شعاع خاص از کرهٔ مغناطیسی، در یک مد تشدیدی کاواک، نشان دادیم: ه) دافعهٔ ترازها که نمایانگر رژیم جفتشدگی قوی است، با بزرگ شدن ثابت اتلاف گیلبرت ناپدید می شود و جفت شدگی قوی به ازای مقادیری از ثابت اتلاف گیلبرت که بسیار کوچکتر از آستانهٔ مشاهده شده در نمودار حاصل از شبيهسازي هستند، وجود دارد و ايـن تأييدكننـدهٔ شـرط رژيـم

افزایش شعاع کاهش مییابد.

جفت شدگی قوی است.

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.

جلد ۲۲، شمارهٔ ۲

- 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.