

جفت‌شدگی قوی و غیرمستقیم یک مگنت با یک پیزوالکتریک در کاواک موج میکرو

پریسا ملکی و بابک زارع*

۱. دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

پست الکترونیکی: bzarer@iust.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۲/۰۳/۳۱؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۲/۰۴/۲۷)

چکیده

سامانه‌ای متشکل از یک ماده مغناطیسی و یک ماده پیزوالکتریک که داخل کاواک موج میکرو قرار گرفته‌اند، در نظر گرفته شده است. جفت‌شدگی قوی و بلندبرد میان ماده پیزوالکتریک و ماده مغناطیسی منتقل شده به واسطه کاواک موج میکرو مورد مطالعه قرار گرفته است. نشان دادیم که دستیابی به رژیم جفت‌شدگی قوی نه تنها بین هر یک از این مواد با کاواک موج میکرو امکان‌پذیر بوده بلکه بین ماده مغناطیسی و ماده پیزوالکتریک نیز تحقق یافته است.

واژه‌های کلیدی: کاواک موج میکرو، ماده مغناطیسی، ماده پیزوالکتریک، جفت‌شدگی قوی

۱. مقدمه

فوتون‌های اپتیکی و آشکارسازهای تک فوتونی [۱۰] کاربرد زیادی دارد.

گروه جدیدی از سامانه‌های هیبریدی که بر پایه برهمکنش مگنون‌ها - کوانتای برانگیختگی‌های دسته جمعی در مواد مغناطیسی - و امواج الکترومغناطیسی محدود شده فضایی هستند اخیراً مورد توجه قرار گرفته‌اند [۱۱-۲۱]. اهمیت و ویژگی این سامانه‌های هیبریدی در امکان تحقق جفت‌شدگی قوی مگنون-فوتون [۱۱-۲۲] و سهولت دستیابی به رژیم غیرخطی در کاواک‌های موج میکرو [۲۳] است. امکان تبدیل بین بسامدهای اپتیکی و موج میکرو به واسطه مگنون‌ها نیز به صورت تجربی مورد مطالعه قرار گرفته است [۲۴]. با توجه به تحقق جفت‌شدگی قوی یک پیزوالکتریک و یک مگنت به کاواک موج میکرو، در این پژوهش، به بررسی امکان دستیابی

سامانه‌های هیبریدی کوانتومی امکان دستیابی به معماری‌هایی که از ترکیب سامانه‌های فیزیکی مکمل سود می‌برند را فراهم می‌کند. برای غلبه بر اثرات واهمدوسی^۱ رسیدن به رژیم جفت‌شدگی قوی، جایی که نرخ جفت‌شدگی دو زیر سامانه خیلی بیشتر از نرخ اتلاف هر یک از آنها باشد، [۱-۸] امری اجتناب‌ناپذیر است. تحقق جفت‌شدگی قوی یک پیزوالکتریک^۲ با کاواک موج میکرو از این‌رو مورد توجه قرار گرفته است. جفت‌شدگی قوی پیزومکانیکی با کاواک موج میکرو [۹] و تبدیل بسامد موج میکرو به اپتیکی روی تراشه نیتريد آلومینیوم مورد مطالعه قرار گرفته است. تبدیل کارآمد بین فوتون‌های موج میکرو در مدارهای کوانتومی ابررسانا [۹] و

¹ Decoherence

² Piezoelectric

$$dp/dt = -i(\omega_p p + g_{pc}c) - \kappa_p p / \gamma - \sqrt{\kappa_p} b_p, \quad (5)$$

(6)

در اینجا $\kappa_m, \kappa_p, \kappa_c$ به ترتیب نرخ اتلاف ذاتی کاواک، پیزوالکتریک و مگنت هستند. b_c, b_p, b_m عملگرهای افت و خیز مستقل مربوط به حمام گرمایی است (که دمای مخصوص به خود را دارد) که هر یک از زیرسامانه‌ها با آن در ارتباط است. \mathcal{E}_c^{in} و κ_c^{in} نیز به ترتیب نرخ اتلاف و عملگر افت و خیز مربوط به درگاه ورودی کاواک موج میکرو است. در فضای بسامد خواهیم داشت:

(7)

$$c(\omega) = \chi_c [\sqrt{\kappa_c^{in}} \mathcal{E}_c^{in} - \sqrt{\kappa_c} b_c - ig_{pc}^* p - ig_{mc}^* m],$$

$$p(\omega) = \chi_p [-ig_{pc}c - \sqrt{\kappa_p} b_p], \quad (8)$$

$$m(\omega) = \chi_m [-ig_{mc}c - \sqrt{\kappa_m} b_m], \quad (9)$$

که در آن $\chi_c \equiv [-i(\omega - \omega_c) + \kappa_c / \gamma]^{-1}$

و $\chi_p \equiv [-i(\omega - \omega_p) + \kappa_p / \gamma]^{-1}$

به ترتیب پذیرفتاری کاواک، پیزوالکتریک و مگنت هستند. از حل این معادلات برای میانگین دمایی c به دست خواهیم آورد

$$\langle c \rangle = \frac{\sqrt{\kappa_c^{in}} \langle \mathcal{E}_c^{in(1)} \rangle}{\chi_c^{(-)} + \chi_p |g_{pc}|^2 + \chi_m |g_{mc}|^2}, \quad (10)$$

شایان ذکر است که میانگین دمایی عملگرهای افت و خیز مربوط به حمام‌های گرمایی b_c, b_p, b_m صفر است. با استفاده از نظریه ورودی-خروجی^۱ [۲۵] خواهیم داشت:

$$\langle \mathcal{E}_c^{out(1)} \rangle = \sqrt{\kappa_c} \langle c \rangle + \langle \mathcal{E}_c^{in(1)} \rangle, \quad (11)$$

با جایگذاری معادله (۱۰) در عبارت فوق می‌توان نوشت

(12)

$$\langle \mathcal{E}_c^{out(1)} \rangle = \frac{\sqrt{\kappa_c} \sqrt{\kappa_c^{in}} \langle \mathcal{E}_c^{in(1)} \rangle}{\chi_c^{(-)} + \chi_p |g_{pc}|^2 + \chi_m |g_{mc}|^2} + \langle \mathcal{E}_c^{in(1)} \rangle,$$

که با استفاده از آن می‌توان طیف بازتابی S_{11} برای کاواک موج میکرو را به صورت زیر به دست آورد:

به یک جفت‌شدگی قوی، همدوس و غیرمستقیم بین مگنت و پیزوالکتریک منتقل شده به واسطه یک کاواک موج میکرو می‌پردازیم. نتایج به دست آمده، امکان تحقق این جفت‌شدگی قوی و بلندبرد را نشان می‌دهد که به صورت شکافتگی مدهای تشدیدی در طیف عبوری یا بازتابی کاواک موج میکرو قابل مشاهده است.

۲. پیکربندی و شرح فرمول‌بندی

یک کاواک مکعب مستطیل شکل که یک مگنت و یک پیزوالکتریک در داخل آن قرار گرفته‌اند، را همانطور که در شکل ۱ نشان داده شده است در نظر می‌گیریم.

با توجه به این که مگنت و پیزوالکتریک به ترتیب با میدان مغناطیسی و الکتریکی داخل کاواک موج میکرو برهمکنش دارند، برای دستیابی به یک جفت‌شدگی بیشینه مگنت و پیزوالکتریک به ترتیب در بیشینه میدان مغناطیسی و الکتریکی کاواک قرار گرفته‌اند.

هامیلتونی کل سامانه عبارت است از

$$H = H_m + H_p + H_c + H_{pc} + H_{mc}, \quad (1)$$

جمله اول انرژی مربوط به مگنت است $H_m = \hbar \omega_m m^\dagger m$ که در آن ω_m بسامد مگنت و $m(m^\dagger)$ عملگر فنا‌ی (خلق) مگنون است. جمله دوم انرژی پیزوالکتریک $H_p = \hbar \omega_p p^\dagger p$ را که در آن ω_p بسامد پیزوالکتریک و $p(p^\dagger)$ عملگر فنا‌ی (خلق) پیزوالکتریک است توصیف می‌کند. هامیلتونی کاواک عبارت است از $H_c = \hbar \omega_c c^\dagger c$ که در آن ω_c بسامد فوتون و $c(c^\dagger)$ عملگر فنا‌ی (خلق) فوتون است. جمله چهارم و پنجم که به ترتیب بیانگر جفت‌شدگی پیزوالکتریک با کاواک و مگنت با کاواک هستند، عبارتند از:

$$H_{pc} = \hbar(g_{pc} p^\dagger c + g_{pc}^* p c^\dagger), \quad (2)$$

$$H_{mc} = \hbar(g_{mc} m^\dagger c + g_{mc}^* m c^\dagger), \quad (3)$$

از هامیلتونی (۱) معادلات حرکت را برای c, m, p با استفاده از معادله هایزنبرگ به دست می‌آوریم

(4)

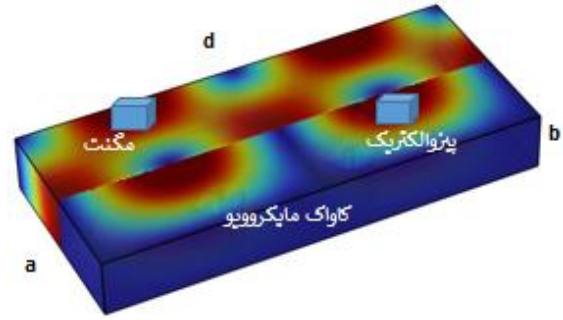
$$dc/dt = -i(\omega_c c + g_{mc}^* m + g_{pc}^* p) - \kappa_c / \gamma c - \sqrt{\kappa_c} b_c + \sqrt{\kappa_c^{in}} \mathcal{E}_c^{in},$$

¹ Input-output theory

میزان $\frac{\delta\omega_0}{2\pi}$ نشان داده می‌شود که در آن $\frac{\omega_p}{2\pi} = \frac{\omega_0}{2\pi} + \frac{\delta\omega_0}{2\pi}$ ناکوکی دو بسامد نسبت به همدیگر است. ابعاد هردوی مگنت و پیزوالکتریک در مقایسه با طول موج متناظر با مد TE_{210} کوچک هستند. سایر کمیت‌های مورد استفاده در محاسبات در جدول ۱ ارائه شده است.

نمودار طیف بازتابی موج میکرو S_{11} بر حسب بسامد مشخصه $\frac{\omega_0}{2\pi}$ و بسامد موج ورودی به کاواک موج میکرو $\frac{\omega}{2\pi}$ در شکل ۲ رسم شده است. به منظور نشان دادن تحقق جفت‌شدگی قوی بین مگنت با کاواک و همینطور بین پیزوالکتریک با کاواک به صورت مجزا، یک ناکوکی کوچک به مقدار 0.8 GHz $\frac{\delta\omega_0}{2\pi} = 0.8$ بین بسامدهای مگنت و پیزوالکتریک در نظر گرفته شده است. مگنت و پیزوالکتریک به صورت تشدیدی با کاواک موج میکرو برهمکنش کرده و شکافتگی ترازها^۱ که در طیف بازتابی مشاهده می‌شود بیانگر تحقق رژیم جفت‌شدگی قوی بین هر یک از این سامانه‌ها با کاواک موج میکرو است. شکافتگی ترازهای سمت چپ و راست به ترتیب نمایانگر جفت‌شدگی قوی مگنت-کاواک و مگنت-پیزوالکتریک است.

به منظور بررسی امکان جفت‌شدگی بلندبرد و همدوس مگنت و پیزوالکتریک به واسطه کاواک موج میکرو، بسامد مشخصه $\frac{\omega_0}{2\pi}$ به نحوی انتخاب شده است که به ازای $\frac{\delta\omega_0}{2\pi} = 0$ بسامد مشخصه مگنت و پیزوالکتریک پایین‌تر از بسامد مد TE_{210} کاواک موج میکرو باشد. طیف بازتابی کاواک موج میکرو S_{11} بر حسب ناکوکی بین بسامدهای مگنت و پیزوالکتریک $\frac{\delta\omega_0}{2\pi}$ و بسامد موج ورودی به کاواک $\frac{\omega}{2\pi}$ در شکل ۳ رسم شده است. در این شکل 9 GHz $\frac{\omega_0}{2\pi} = 9$ در نظر گرفته شده است بنابراین نقطه تلاقی بسامدهای مگنت و پیزوالکتریک پایین‌تر از بسامد مد TE_{210} کاواک موج میکرو قرار دارد. دافعه ترازهای مشاهده شده در شکل نمایانگر دستیابی به رژیم جفت‌شدگی قوی بین مگنت و پیزوالکتریک است که به واسطه کاواک موج میکرو منتقل شده است. علاوه بر این، در غیاب ناکوکی بین بسامدهای مگنت و پیزوالکتریک یعنی $\frac{\delta\omega_0}{2\pi} = 0$ ، حالت‌های



شکل ۱. سامانه‌ای متشکل از یک مگنت و یک پیزوالکتریک که داخل یک کاواک موج میکرو قرار گرفته‌اند. در داخل کاواک، توزیع میدان موج میکرو برای مد TE_{210} رسم شده است. نیمه بالایی میدان مغناطیسی را که با ماده مغناطیسی برهمکنش می‌کند، نشان می‌دهد و نیمه پایینی میدان الکتریکی را که با ماده پیزوالکتریک برهمکنش می‌کند، نشان می‌دهد.

$$S_{11} = \frac{\langle \varepsilon_c^{out(1)} \rangle}{\langle \varepsilon_c^{in(1)} \rangle} = 1 + \frac{\sqrt{\kappa_c} \sqrt{\kappa_c^{in}}}{\chi_c^{(-)} + \Sigma(\omega)}, \quad (13)$$

که در آن عبارت $\Sigma(\omega) = \chi_p |g_{pc}|^2 + \chi_m |g_{mc}|^2$ خود انرژی کاواک موج میکرو ناشی از حضور مگنت و پیزوالکتریک است. به صورتی مشابه، از نظریه ورودی-خروجی داریم

$$\langle \varepsilon_c^{out(2)} \rangle = \sqrt{\kappa_c} \langle C \rangle + \langle \varepsilon_c^{in(2)} \rangle, \quad (14)$$

با جایگذاری معادله (۱۰) در این معادله خواهیم داشت

$$\langle \varepsilon_c^{out(2)} \rangle = \frac{\sqrt{\kappa_c} \sqrt{\kappa_c^{in}} \langle \varepsilon_c^{in(1)} \rangle}{\chi_c^{(-)} + \Sigma(\omega)} + \langle \varepsilon_c^{in(2)} \rangle, \quad (15)$$

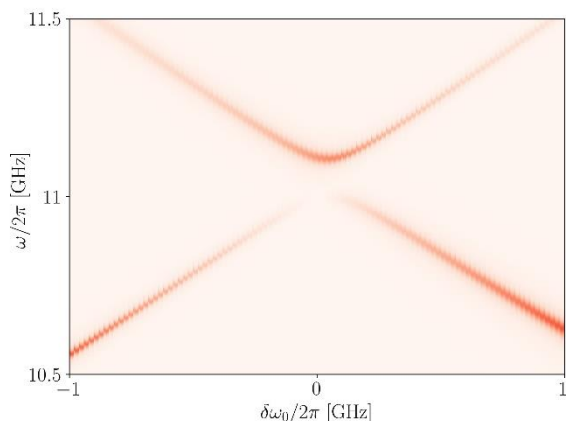
با در نظر گرفتن آن که کاواک موج میکرو فقط از طریق درگاه ورودی (۱) تحریک می‌شود، طیف عبوری S_{21} کاواک موج میکرو را می‌توان به صورت زیر محاسبه کرد:

$$S_{21} = \frac{\langle \varepsilon_c^{out(2)} \rangle}{\langle \varepsilon_c^{in(1)} \rangle} = \frac{\sqrt{\kappa_c} \sqrt{\kappa_c^{in}}}{\chi_c^{(-)} + \Sigma(\omega)}, \quad (16)$$

۳. نتایج شبیه‌سازی

در این بخش برهمکنش یک مگنت و یک پیزوالکتریک با یک کاواک موج میکرو با ابعاد $(a, b, d) = (45, 20, 6) \text{ mm}$ را بررسی می‌کنیم. در اینجا بر روی ویژه مد TE_{210} کاواک موج میکرو با بسامد 10 GHz $\frac{\omega_c}{2\pi} = 10$ تمرکز می‌کنیم. بسامد مشخصه مگنت و پیزوالکتریک به ترتیب با $\frac{\omega_m}{2\pi} = \frac{\omega_0}{2\pi} - \frac{\delta\omega_0}{2\pi}$ و

^۱ Anti-crossing



شکل ۴. طیف بازتابی کاواک موج میکرو S_{11} بر حسب $\frac{\delta\omega_0}{2\pi}$ و بسامد موج ورودی به کاواک $\frac{\omega}{2\pi}$ بسامد مگنت و پیزوالکتریک در حالت متقارن $\frac{\delta\omega_0}{2\pi} = 0$ بالاتر از بسامد مد TE_{210} کاواک موج میکرو قرار دارد.

تاریک و روشن نیز مشاهده می‌شود. این حالت‌های تاریک و روشن به ترتیب نتیجه ترکیب غیرهم‌فاز و هم‌فاز دینامیک مگنت و پیزوالکتریک است.

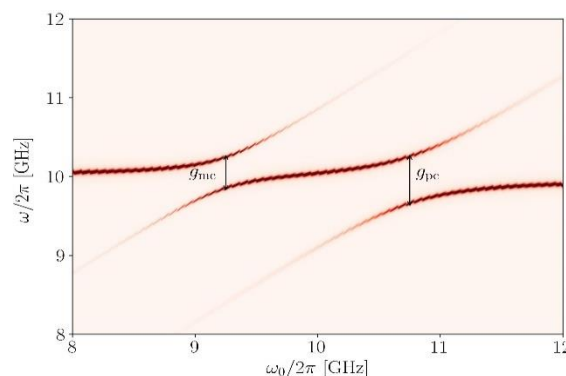
برای بررسی بیشتر تأثیر بسامد کاواک و ناکوکی نسبت به آن مگنت و پیزوالکتریک، در شکل ۴، طیف بازتابی کاواک موج میکرو S_{11} بر حسب $\frac{\delta\omega_0}{2\pi}$ و بسامد موج ورودی به کاواک $\frac{\omega}{2\pi}$ رسم شده است. در این حالت $11 \text{ GHz} = \frac{\omega_0}{2\pi}$ در نظر گرفته شده است تا نقطه تلاقی بسامدهای مگنت و پیزوالکتریک بالاتر از بسامد مد TE_{210} کاواک موج میکرو قرار گیرد. همانطور که مشاهده می‌شود ترتیب حالت‌های تاریک و روشن عوض می‌شود.

۴. نتیجه‌گیری

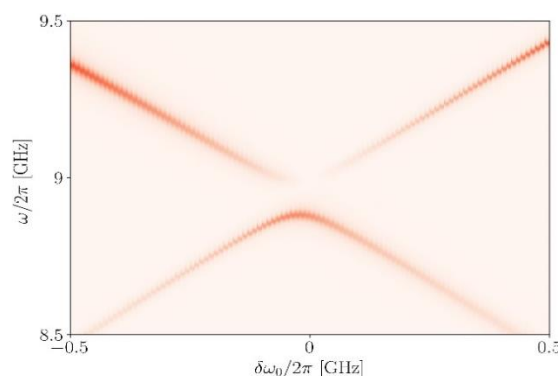
در این پژوهش سامانه‌ای متشکل از یک کاواک موج میکرو و یک سامانه مغناطیسی و یک ماده پیزوالکتریک در نظر گرفته شده است. برهمکنش سامانه مغناطیسی و پیزوالکتریک به ترتیب با میدان مغناطیسی و الکتریکی کاواک موج میکرو منجر به یک برهمکنش بلندبرد و غیرمستقیم بین زیرسامانه‌های پیزوالکتریک و مغناطیسی می‌شود. نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که این برهمکنش می‌تواند در رژیم جفت‌شدگی قوی

جدول ۱. مقادیر در نظر گرفته شده برای کمیت‌های معرفی شده در متن که برای تمامی شکل‌ها ثابت هستند.

مقدار (GHZ)	کمیت	ردیف
۰/۰۲	$\frac{\kappa p}{2\pi}$	۱
۰/۰۱	$\frac{\kappa c}{2\pi}$	۲
۱۰	$\frac{\omega c}{2\pi}$	۳
۰/۳	$\frac{g_{mc}}{2\pi}$	۴
۰/۰۲	$\frac{\kappa_{in}^c}{2\pi}$	۵
۰/۰۴	$\frac{\kappa m}{2\pi}$	۶



شکل ۲. طیف بازتابی کاواک موج میکرو S_{11} بر حسب بسامد دو زیرسامانه $\frac{\omega_0}{2\pi}$ ، و بسامد موج ورودی به کاواک $\frac{\omega}{2\pi}$ دافعه‌های ترازی نمایانگر تحقق رژیم جفت‌شدگی قوی بین هر یک از مگنت و پیزوالکتریک با کاواک موج میکرو است. میزان شکافتگی ترازها در محل تلاقی دو مد متناسب با قدرت جفت‌شدگی بین دو سامانه است.



شکل ۳. طیف بازتابی کاواک موج میکرو S_{11} بر حسب $\frac{\delta\omega_0}{2\pi}$ و بسامد موج ورودی به کاواک $\frac{\omega}{2\pi}$ بسامد مگنت و پیزوالکتریک در حالت متقارن $\frac{\delta\omega_0}{2\pi} = 0$ پایین‌تر از بسامد مد TE_{210} کاواک موج میکرو قرار دارد.

روشن، که در حالت تقارنی $\frac{\delta\omega_b}{\gamma\pi} = 0$ به وجود می‌آیند، به علامت ناکوکی نسبت به بسامد مد کاواک موج میکرو (Δ) بستگی دارد.

رخ دهد، جایی که قدرت برهم‌کنش از اتلاف هر یک از زیرسامانه‌ها بیشتر باشد. تحقق رژیم جفت‌شدگی قوی به صورت دافعه ترازوی در طیف بازتابی کاواک موج میکرو نمایان است. علاوه بر این مشاهده شد که ترتیب حالت‌های تاریک و

مراجع

1. S Haroche, D Kleppner, *Physics Today* **42**, 1 (1989) 24.
2. H Walther, et al., *Reports on Progress in Physics* **69**, 5 (2006) 1325.
3. A Blais, et al., *Phys. Rev. A* **69**, 6 (2004) 062320.
4. A Wallra, et al., *Nature* **431**, 7005 (2004) 162.
5. A Blais, et al., *Rev. Mod. Phys.* **93** (2021) 025005.
6. Z-L Xiang, et al., *Rev. Mod. Phys.* **85** (2013) 623.
7. G Kurizki, et al., *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **112** (2015) 3866.
8. M Schleier-Smith, *Phys. Rev. Lett.* **117** (2016) 100001.
9. C-L Zou, et al., *Phys Rev.A* **94** (2016) 013812 .
10. S-E Chen, et al., *Sensors* **21** (2021) 204.
11. O O Soykal, M E Flatt'e, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 7 (2010) 077202.
12. H Huebl, et al., *Phys. Rev. Lett.* **111**, 12 (2013) 127003.
13. Y Cao, et al., *Phys. Rev. B* **91**, 9 (2015) 094423.
14. B Zare Rameshti, Y Cao, G E W Bauer, *Phys. Rev. B* **91**, 21 (2015) 214430.
15. L Bai, et al., *Phys. Rev. Lett.* **114**, 22 (2015) 227201.
16. E Almpanis, *Optomagnonic Structures*, World Scientific (2021)
17. D D Awschalom, et al., *IEEE Transactions on Quantum Engineering* **2** (2021) 5500836.
18. Y Li, et al., *Journal of Applied Physics* **128**, 13 (2020) 130902 .
19. D Lachance-Quirion, et al., *Applied Physics Express* **12**, 7 (2019) 070101.
20. B Z Ramashti, et al., *Physics Reports* **979** (2022) 1.
21. D Lachance –Quirion, et al., *Science Advances* **3** (2017) 7.
22. Y Li, et al., *Phys. Rev. Lett.* **123** (2019) 107701.
23. Y P Wang, et al., *Phys. Rev. Lett.* **120**, 5 (2018) 057202.
24. R Hisatomi, et al., *Phys. Rev. B* **93**, 17 (2016) 174427.
25. Y Cao, P Yan, *Phys. Rev. B* **99**, 21 (2019) 214415.