

جفت‌شدگی همدوس و اتلافی در دینامیک فرومغناطیس و پادفرومغناطیس

مجید شیردل هاور و بابک زارع*

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

*پست الکترونیکی: bzarar@iust.ac.ir

چکیده

دینامیک یک ساختار ناهمگن شامل لایه‌های پادفرومغناطیس و فرومغناطیس که بوسیله‌ی یک لایه‌ی فلزی از یکدیگر جدا شده‌اند، مورد بررسی قرار گرفته است. با تنظیم میدان مغناطیسی اعمالی به‌نحوی که بسامد یکی از مدهای پادفرومغناطیس در محدوده‌ی بسامد فرومغناطیس قرار گیرد، به‌دلیل جفت‌شدگی تبادلی بین لایه‌ای، دست‌یابی به یک جفت‌شدگی همدوس امکان‌پذیر است. علاوه بر این، دینامیک مغناطش در لایه‌های مغناطیسی منجر به پمپاژ اسپین به فلز می‌شود که یک انباشتگی اسپینی در فلز ایجاد می‌کند. این انباشتگی اسپینی، یک جریان انتقال اسپین از فلز به لایه‌های مغناطیسی تولید می‌کند که می‌تواند منجر به یک جفت‌شدگی اتلافی بین دینامیک لایه‌های پادفرومغناطیس و فرومغناطیس شود که به‌صورت جاذبه ترازوی در ویژه مدهای سامانه قابل مشاهده خواهد بود. جفت‌شدگی غیرمستقیم بین دینامیک لایه‌های مغناطیسی بسته به ضخامت لایه‌ی فلزی می‌تواند از نوع همدوس یا اتلافی باشد؛ برای لایه‌های فلزی نازک که برهم‌کنش تبادلی بین لایه‌ای اهمیت دارد، جفت‌شدگی همدوس و برای لایه‌های ضخیم که برهم‌کنش تبادلی ناچیز است، جفت‌شدگی اتلافی می‌باشد.

واژه‌های کلیدی: جفت‌شدگی همدوس و اتلافی، فرومغناطیس، پادفرومغناطیس، پمپاژ و انتقال اسپین

۱. مقدمه

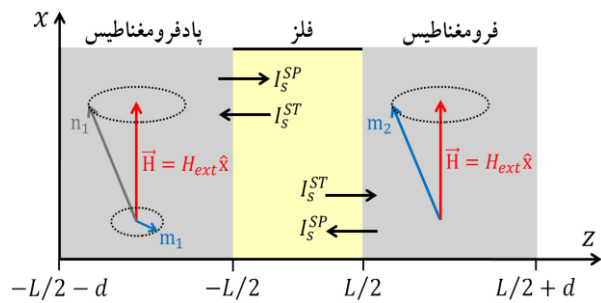
است که امکان دست‌یابی به مدارهای تراهرتز [۳]، و همچنین انجام پردازش و ارتباطات فوق سریع اطلاعات را هموار می‌سازد.

دینامیک مغناطش در پادفرومغناطیس منجر به جریان پمپاژ-اسپین^۱ در محدوده‌ی تراهرتز در اتصالات پادفرومغناطیس-فلز می‌شود [۴ و ۵]، شبیه آنچه در محدوده‌ی گیگاهرتز در اتصال فرومغناطیس-فلز مشاهده شده است [۶]. این پدیده منجر به انباشتگی اسپین در فلز می‌شود که به‌نوبه خود یک جریان انتقال-اسپین^۲ تولید می‌کند که متقابل با پدیده پمپاژ-اسپین است. این

در طول سالیان گذشته، علاقه برای پیاده‌سازی و به‌کارگیری عناصر پادفرومغناطیس در اسپینترونیک به سرعت در حال رشد است [۱ و ۲]. پادفرومغناطیس‌ها دارای ویژگی‌های زیادی هستند که آن‌ها را برای استفاده در ادوات اسپینترونیکی جذاب می‌کند. آن‌ها به دلیل مغناطش بسیار کوچک‌شان، در برابر اختلالات میدان مغناطیسی پایدار هستند. ویژگی جالب دیگر آن‌ها نسبت به فرومغناطیس‌ها، بسامدهای تشدید بالای آن‌ها

۱. Spin-pumping

۲. Spin-transfer



شکل ۱. ساختاری سه لایه متشکل از یک لایه فلزی (لایه وسط) به ضخامت L که بین لایه‌های پادفرومغناطیس (لایه چپ) و فرومغناطیس (لایه راست) با ضخامت یکسان d قرار گرفته است. میدان خارجی اعمالی در جهت x است. \mathbf{m}_1 و \mathbf{n}_1 به ترتیب متوسط بردارهای بدون بعد مغناطش و نیل لایه پادفرومغناطیس و \mathbf{m}_2 بردار بدون بعد مغناطش لایه فرومغناطیس هستند. I_s^{SP} جریان پمپاژ-اسپین از لایه‌های مغناطیسی به لایه فلزی و I_s^{ST} جریان انتقال-اسپین از لایه فلزی به لایه‌های مغناطیسی به واسطه‌ی انباشتگی اسپین در لایه فلزی هستند.

۲. مدل نظری

ساختاری شامل یک لایه فلزی با ضخامت L که بین دو لایه عایق پادفرومغناطیس و فرومغناطیس با ضخامت یکسان d قرار گرفته، همانطور که در شکل ۱ نشان داده شده، در نظر گرفته شده است. هنگامی که پیکربندی مغناطیسی از حالت تعادل خارج می‌شود، مغناطش حول محور میدان مؤثر موضعی شروع به حرکت تقدیمی می‌کند. دینامیک مغناطش از عدم تعادل اولیه در سیستم ناشی می‌شود که می‌تواند به دلیل جهت‌گیری اولیه مغناطش‌ها نسبت به میدان اعمالی باشد. دینامیک لایه‌های پادفرومغناطیس و فرومغناطیس با استفاده از معادله‌ی لاندائو-لیفشیتز-گیلبرت (LLG) توصیف می‌شود. برای دینامیک لایه پادفرومغناطیس و با استفاده از متوسط

بردارهای بدون بعد مغناطش \mathbf{m} و نیل \mathbf{n} داریم [۸ و ۹]

$$\dot{\mathbf{m}}_1 = -\gamma\mu_0 (\mathbf{m}_1 \times \mathbf{H}_{\text{eff},m_1} + \mathbf{n}_1 \times \mathbf{H}_{\text{eff},n_1}) + \boldsymbol{\tau}_{m_1}^{\text{SP}} + \boldsymbol{\tau}_{m_1}^{\text{ST}} + \alpha_{G,1} (\mathbf{m}_1 \times \dot{\mathbf{m}}_1 + \mathbf{n}_1 \times \dot{\mathbf{n}}_1) - \omega_x \mathbf{n}_1 \times \mathbf{m}_1, \quad (1)$$

$$\dot{\mathbf{n}}_1 = -\gamma\mu_0 (\mathbf{m}_1 \times \mathbf{H}_{\text{eff},n_1} + \mathbf{n}_1 \times \mathbf{H}_{\text{eff},m_1}) + \boldsymbol{\tau}_{n_1}^{\text{SP}} + \boldsymbol{\tau}_{n_1}^{\text{ST}} + \alpha_{G,1} (\mathbf{m}_1 \times \dot{\mathbf{n}}_1 + \mathbf{n}_1 \times \dot{\mathbf{m}}_1) - \omega_x \mathbf{m}_1 \times \mathbf{m}_1, \quad (2)$$

جریان‌ها سبب القای گشتاورهای پمپاژ-اسپین و انتقال-اسپین به دینامیک فرومغناطیس یا پادفرومغناطیس می‌شوند. گشتاورهای القاء شده به عنوان ابزاری قدرتمند برای بررسی دینامیک اسپینی در لایه‌های مغناطیسی شناخته می‌شوند [۷ و ۸].

در سال‌های اخیر جریان‌های اسپینی در اتصالات پادفرومغناطیس-فلز به صورت نظری و تجربی مورد بررسی قرار گرفته است. در یک بررسی تجربی، جریان اسپینی خالص در ساختار ناهمگن پادفرومغناطیس-فلز که حاصل برانگیختگی مگنون‌ها در تشدید پادفرومغناطیس در محدوده‌ی زیر-تراهرتز بود، اندازه‌گیری شده است [۵]. همچنین، ولتاژ پمپاژ-اسپین و انتقال-اسپین در اتصال پادفرومغناطیس-فلز محاسبه شده است [۹ و ۱۰]. علاوه بر این، دینامیک مغناطش القاء شده از طریق جریان اسپینی عبوری از لایه فلزی در اتصال فرومغناطیس-فلز-فرومغناطیس نیز به صورت نظری بررسی شده است [۶].

در پژوهش حاضر دینامیک مغناطش در یک ساختار ناهمگن متشکل از یک پادفرومغناطیس و یک فرومغناطیس که با یک فلز از یکدیگر جدا شده‌اند بررسی شده است. نتایج بدست آمده، تحقق یک جفت‌شدگی همدوس بین دینامیک مغناطش لایه‌های مغناطیسی را برای یک لایه فلزی نازک نشان می‌دهد، که ناشی از برهم‌کنش تبدالی بین لایه‌ای است. حال آنکه، برای یک لایه فلزی ضخیم که دیگر برهم‌کنش تبدالی بین لایه‌ای بسیار ناچیز خواهد بود، یک جفت‌شدگی اتلافی ظاهر می‌شود، که ناشی از جریان اسپینی انتقالی بین دو لایه مغناطیسی است که به واسطه فلز منتقل می‌شود.

امکان دست‌یابی به جفت‌شدگی، چه از نوع همدوس و چه از نوع اتلافی، بین دینامیک مغناطش در فرومغناطیس و پادفرومغناطیس از این جهت بسیار حائز اهمیت است که شکاف بین اسپینترونیک مبتنی بر فرومغناطیس و پادفرومغناطیس را پر می‌کند و مسیری برای ادغام عناصر مغناطیسی متنوع در ادوات اسپینترونیک ارائه می‌دهد.

که $\alpha_{SP,1} = \gamma \hbar g_{\perp} / (\epsilon \pi M_{s,1} Ad)$ ضریب میرایی افزایش یافته به دلیل پمپاژ اسپین می‌باشد، که در آن \hbar ثابت پلانک، g_{\perp} رسانندگی اسپینی عرضی در فصل مشترک پادفرومغناطیس |فلز و A مساحت سطح مقطع است. پمپاژ اسپین از لایه‌ی پادفرومغناطیس به فلز منجر به انباشتگی اسپین μ_s^N در فصل مشترک پادفرومغناطیس |فلز و در نتیجه تولید جریان انتقال-اسپین در خلاف جریان پمپاژ-اسپین می‌شود. این جریان، گشتاورهای انتقال-اسپین $\tau_{m_1}^{ST}$ و $\tau_{n_1}^{ST}$ را به دینامیک لایه‌ی پادفرومغناطیس القاء می‌کند [۹، ۱۰]

$$\tau_{m_1}^{ST} = -\frac{\alpha_{SP,1}}{\hbar} \left\{ \mathbf{m}_1 \times \left[\mathbf{m}_1 \times \mu_s^N(z_1) \right] + \mathbf{n}_1 \times \left[\mathbf{n}_1 \times \mu_s^N(z_1) \right] \right\} \approx \frac{\alpha_{SP,1}}{\hbar} \mu_s^N(z_1), \quad (8)$$

$$\tau_{n_1}^{ST} = -\frac{\alpha_{SP,1}}{\hbar} \left\{ \mathbf{m}_1 \times \left[\mathbf{n}_1 \times \mu_s^N(z_1) \right] + \mathbf{n}_1 \times \left[\mathbf{m}_1 \times \mu_s^N(z_1) \right] \right\} \approx 0. \quad (9)$$

همچنین جمله چهارم در معادلات (۱) و (۲) نشان دهنده‌ی گشتاور اتلافی ذاتی است. آخرین جمله در این دو معادله با ضریب $\omega_x = \gamma J / (M_{s,1} d)$ بیانگر سهم جفت‌شدگی تبدلی بین‌لایه‌ی در دینامیک لایه‌ی پادفرومغناطیس با ضریب جفت‌شدگی J می‌باشد. ضریب J به برهم‌کنش‌های دوقطبی و تبدلی بین‌لایه‌ی اشاره دارد. برهم‌کنش تبدلی همانند برهم‌کنش RKKY² با ضخامت ناحیه فلزی L به‌طور نوسانی بین مقدار مثبت (جفت‌شدگی فرومغناطیس) و مقدار منفی (جفت‌شدگی پادفرومغناطیس) تغییر می‌کند. لازم به ذکر است که برهم‌کنش تبدلی RKKY یکی از سازوکارهای کلیدی برای جفت‌شدگی مغناطیسی در ساختارهای لایه‌ای است که می‌تواند بین لایه‌های مغناطیسی از طریق لایه‌های واسط فلزی رخ دهد [۱۱]. در مطالعه دینامیک مغناطش سامانه‌های چندلایه مانند شیرهای اسپینی^۳، در نظر گرفتن جفت‌شدگی بین‌لایه‌ای بسیار حائز اهمیت است. برهم‌کنش‌های دوقطبی و تبدلی بین‌لایه‌ای نقش مهمی در رفتار مغناطیسی کلی سامانه دارند و می‌توانند به

که γ نسبت ژيرومغناطیس و α_G ثابت میرایی ذاتی می‌باشد. اندیس‌های ۱ و ۲ به ترتیب بیانگر لایه‌ی پادفرومغناطیس و فرومغناطیس است. جمله اول در این دو معادله بیانگر گشتاور ناشی از میدان مغناطیسی مؤثر است که با استفاده از رابطه‌ی $\mathbf{H}_{\text{eff},m_1(n_1)} = -(\mu_s VM_{s,1})^{-1} \nabla_{m_1(n_1)} \mathcal{U}$ بدست می‌آید، که در آن $M_{s,1}$ ، V و \mathcal{U} به ترتیب مغناطش اشباع، حجم و انرژی آزاد پادفرومغناطیس می‌باشند. انرژی آزاد یک پادفرومغناطیس شامل انرژی‌های برهم‌کنش تبدلی، ناهمسانگردی و زیمان است که به صورت زیر داده می‌شود

$$\mathcal{U} = \frac{M_{s,1}}{\gamma} \int \left(\frac{\lambda}{\gamma} \mathbf{m}_1^T + \frac{\nu}{\gamma} [\nabla \mathbf{n}_1]^T - \omega_{H,1} \cdot \mathbf{m}_1 - \frac{K_1}{\gamma} n_{1,x}^T \right) dV, \quad (3)$$

که λ و ν به ترتیب ثابت تبادل بین- و درون-شبه‌کای، K_1 ثابت ناهمسانگردی پادفرومغناطیس و $\omega_{H,1} = \gamma \mu_s \mathbf{H}$ که در آن $\mathbf{H} = H_{\text{ext}} \hat{\mathbf{x}}$ میدان مغناطیسی خارجی اعمالی در جهت x و در راستای محور آسان^۱ است. بنابراین، بردارهای مغناطش و نیل برای لایه‌ی پادفرومغناطیس با روابط $\mathbf{m}_1 = \delta \mathbf{m}_1$ و $\mathbf{n}_1 = \hat{\mathbf{x}} + \delta \mathbf{n}_1$ داده می‌شوند که در آن $\delta \mathbf{m}_1 = \delta m_{1,y} \hat{\mathbf{y}} + \delta m_{1,z} \hat{\mathbf{z}}$ و $\delta \mathbf{n}_1 = \delta n_{1,y} \hat{\mathbf{y}} + \delta n_{1,z} \hat{\mathbf{z}}$ مؤلفه‌های نوسانی و کوچک هستند. با توجه به رابطه‌ی (۳) برای $\mathbf{H}_{\text{eff},m_1(n_1)}$ داریم

$$\mathbf{H}_{\text{eff},m_1} = -\frac{\lambda}{\gamma \mu_s} \mathbf{m}_1 + \mathbf{n}_1 \times (\mathbf{H} \times \mathbf{n}_1), \quad (4)$$

$$\mathbf{H}_{\text{eff},n_1} = \frac{\nu}{\gamma \mu_s} \nabla^2 \mathbf{n}_1 - \mathbf{m}_1 (\mathbf{H} \cdot \mathbf{n}_1) + \frac{K_1}{\gamma \mu_s} n_{1,x} \hat{\mathbf{x}}. \quad (5)$$

دینامیک لایه‌ی پادفرومغناطیس منجر به پمپاژ اسپین به لایه‌ی فلزی می‌شود که به نوبه خود می‌تواند منجر به القای گشتاورهای پمپاژ-اسپین $\tau_{m_1}^{SP}$ و $\tau_{n_1}^{SP}$ در دینامیک این لایه شود

$$\tau_{m_1}^{SP} = \alpha_{SP,1} (\mathbf{m}_1 \times \dot{\mathbf{m}}_1 + \mathbf{n}_1 \times \dot{\mathbf{n}}_1) \approx \alpha_{SP,1} (\delta \dot{n}_{1,y} \hat{\mathbf{z}} - \delta \dot{n}_{1,z} \hat{\mathbf{y}}), \quad (6)$$

$$\tau_{n_1}^{SP} = \alpha_{SP,1} (\mathbf{m}_1 \times \dot{\mathbf{n}}_1 + \mathbf{n}_1 \times \dot{\mathbf{m}}_1) \approx \alpha_{SP,1} (\delta \dot{m}_{1,y} \hat{\mathbf{z}} - \delta \dot{m}_{1,z} \hat{\mathbf{y}}), \quad (7)$$

۱. Easy-axis

۲. Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida

۳. Spin valves

پدیده‌هایی مانند دینامیک مغناطش جمعی منجر شوند.

برای دینامیک لایه‌ی فرومغناطیس و با استفاده از معادله LLG و

متوسط بردار بدون بعد مغناطش \mathbf{m} داریم [۶]

$$\dot{\mathbf{m}}_\nu = -\gamma\mu_s \mathbf{m}_\nu \times \mathbf{H}_{\text{eff},m_\nu} + \boldsymbol{\tau}_{m_\nu}^{\text{SP}} + \boldsymbol{\tau}_{m_\nu}^{\text{ST}} + \alpha_{G,\nu} \mathbf{m}_\nu \times \dot{\mathbf{m}}_\nu - \gamma \omega_x \mathbf{m}_\nu \times \mathbf{n}_\nu, \quad (10)$$

میدان مؤثر $\mathbf{H}_{\text{eff},m_\nu}$ شامل میدان مغناطیسی خارجی $\mathbf{H}_{\text{ext}} \hat{\mathbf{x}}$ ، میدان مغناطواستاتیکی و میدان ناهمسانگردی است و با رابطه‌ی زیر داده می‌شود

$$\mathbf{H}_{\text{eff},m_\nu} = \frac{1}{\gamma\mu_s} [\omega_{H,\nu} \hat{\mathbf{x}} - \omega_M (\mathbf{m}_\nu)_z \hat{\mathbf{z}}], \quad (11)$$

با $\omega_M = \gamma\mu_s M_{s,\nu}$ و $\omega_{H,\nu} = \gamma\mu_s H_{\text{ext}} - \gamma K_\nu / M_{s,\nu}$ که

مغناطش اشباع و K_ν ثابت ناهمسانگردی فرومغناطیس هستند.

میدان مغناطیسی خارجی در جهت x و عمود بر محور آسان در نظر گرفته شده است. بنابراین، بردار مغناطش برای لایه‌ی فرومغناطیس با رابطه $\mathbf{m}_\nu = \hat{\mathbf{x}} + \delta\mathbf{m}_\nu$ داده می‌شود که در آن

$\delta\mathbf{m}_\nu = \delta m_{\nu,y} \hat{\mathbf{y}} + \delta m_{\nu,z} \hat{\mathbf{z}}$ مؤلفه‌ی نوسانی و کوچک است.

گشتاورهای پمپاژ-اسپین $\boldsymbol{\tau}_{m_\nu}^{\text{SP}}$ و انتقال-اسپین $\boldsymbol{\tau}_{m_\nu}^{\text{ST}}$ القاء شده به

دینامیک لایه‌ی فرومغناطیس با روابط زیر داده می‌شوند

$$\boldsymbol{\tau}_{m_\nu}^{\text{SP}} = \alpha_{\text{SP},\nu} \mathbf{m}_\nu \times \dot{\mathbf{m}}_\nu \approx \alpha_{\text{SP},\nu} (\delta \dot{m}_{\nu,y} \hat{\mathbf{z}} - \delta \dot{m}_{\nu,z} \hat{\mathbf{y}}), \quad (12)$$

$$\boldsymbol{\tau}_{m_\nu}^{\text{ST}} = -\frac{\alpha_{\text{SP},\nu}}{\hbar} \mathbf{m}_\nu \times [\mathbf{m}_\nu \times \boldsymbol{\mu}_s^N(z_\nu)] \approx \frac{\alpha_{\text{SP},\nu}}{\hbar} \boldsymbol{\mu}_s^N(z_\nu), \quad (13)$$

که $\alpha_{\text{SP},2} = \gamma \hbar g_\perp / (4\pi M_{s,2} A d)$ ضریب میرایی افزایش یافته

برای لایه‌ی فرومغناطیسی است. جملات چهارم و پنجم در

دینامیک لایه‌ی فرومغناطیس به ترتیب مربوط به گشتاور اتلافی

ذاتی و جفت‌شدگی تبادلی بین لایه‌ای هستند.

انباشتگی اسپین $\boldsymbol{\mu}_s^N$ را می‌توان با استفاده از معادله پخش-

اسپین^۱ به دست آورد [۶، ۹، ۱۰]

$$\dot{\boldsymbol{\mu}}_s^N(\mathbf{r}, t) = \gamma\mu_s \mathbf{H} \times \boldsymbol{\mu}_s^N + D^N \partial_z^2 \boldsymbol{\mu}_s^N - \frac{\boldsymbol{\mu}_s^N}{\tau_{\text{sf}}^N}, \quad (14)$$

که D^N و τ_{sf}^N به ترتیب ثلثت پخش و زمان واهلش اسپین-

وارون^۲ هستند. D^N و τ_{sf}^N به ترتیب از مرتبه $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$ و

هستند، بنابراین بسامد میدان مغناطیسی خارجی $(\gamma\mu_0 H_{\text{ext}})$

نسبت به ضرایب D^N/L و $1/\tau_{\text{sf}}^N$ بسیار ناچیز است و در

نتیجه جمله اول سمت راست تساوی قابل صرف‌نظر کردن است.

همچنین سمت چپ تساوی در حالت پایا برابر صفر است،

بنابراین داریم

$$D^N \partial_z^2 \boldsymbol{\mu}_s^N = \frac{\boldsymbol{\mu}_s^N}{\tau_{\text{sf}}^N}. \quad (15)$$

انباشتگی اسپین می‌تواند یک جریان اسپینی در فلز ایجاد کند که

با رابطه زیر تعیین می‌شود

$$\mathbf{I}_s^N = -\frac{\hbar \sigma A}{4e^2} \frac{\partial \boldsymbol{\mu}_s^N}{\partial z}, \quad (16)$$

که σ رسانندگی فلز است. جریان اسپینی در عبور از

فصل مشترک فلز با فرومغناطیس و پادفرومغناطیس باید پیوسته

بماند. به این صورت که $[\mathbf{I}_s^N = \mathbf{I}_s^{\text{AF}}]_{z=L/\gamma}$ و $[\mathbf{I}_s^N = \mathbf{I}_s^{\text{F}}]_{z=L/\gamma}$

، که در آن $\mathbf{I}_s^{\text{AF,F}} = \mathbf{I}_s^{\text{SP}} + \mathbf{I}_s^{\text{ST}}$ مجموع جریان‌های پمپاژ-اسپین

\mathbf{I}_s^{SP} و انتقال-اسپین \mathbf{I}_s^{ST} می‌باشد و \mathbf{I}_s^{F} جریان درون فلز است.

بنابراین، برای پیوستگی جریان در فصل مشترک فلز با

پادفرومغناطیس واقع در $z_1 = -L/\gamma$ داریم

$$-\frac{g_\perp}{2\pi} [(\mathbf{m}_\nu \times \mathbf{m}_\nu + \mathbf{n}_\nu \times \mathbf{n}_\nu) \times \boldsymbol{\mu}_s^N(z_1)] - \hbar(\mathbf{m}_\nu \times \mathbf{m}_\nu + \mathbf{n}_\nu \times \mathbf{n}_\nu) = -\frac{\hbar \sigma A}{4e^2} \frac{\partial \boldsymbol{\mu}_s^N(z_1)}{\partial z}, \quad (17)$$

و برای فصل مشترک فلز با فرومغناطیس واقع در $z_\nu = L/\gamma$

داریم

$$-\frac{g_\perp}{2\pi} (\mathbf{m}_\nu \times \mathbf{m}_\nu \times \boldsymbol{\mu}_s^N(z_\nu) - \hbar \mathbf{m}_\nu \times \mathbf{m}_\nu) = \frac{\hbar \sigma A}{4e^2} \frac{\partial \boldsymbol{\mu}_s^N(z_\nu)}{\partial z}. \quad (18)$$

جهت جریان در فصل‌های مشترک پادفرومغناطیس|فلز و

فرومغناطیس|فلز معکوس یکدیگرند، بنابراین علامت در سمت

راست معادلات (۱۷) و (۱۸) متفاوت است. با حل معادله (۱۵)

تحت شرایط مرزی (۱۷) و (۱۸)، برای انباشتگی اسپین داریم

$$\boldsymbol{\mu}_s^N(z_i) = -\frac{\hbar}{\gamma} \hat{\mathbf{x}} \times [(\delta \dot{\mathbf{n}}_\nu + \delta \dot{\mathbf{m}}_\nu) \Omega_c(z_i) - (\delta \dot{\mathbf{n}}_\nu - \delta \dot{\mathbf{m}}_\nu) \Omega_s(z_i)], \quad (19)$$

۱. Spin-diffusion equation

۲. Spin-flip relaxation time

که $\alpha_{T,(r)} = \alpha_{G,(r)} + \alpha_{SP,(r)}$ و
 $\Omega_{\pm}^{\pm} = [\Omega_c(L/2) \pm \Omega_s(L/2)]/2$. این معادلات به وضوح ارتباط
 بین لایه‌های پادفرومغناطیس و فرومغناطیس را به واسطه‌ی
 جریان انتقال-اسپین و جفت‌شدگی تبادلی بین لایه‌ای را نشان
 می‌دهند.

شایان ذکر است که زمان واهلش مغناطش، که توسط ضریب
 میرایی گیلبرت مشخص می‌شود، می‌تواند از چند ده نانوثانیه تا
 میکروثانیه متغیر باشد [۱۲]. پمپاژ جریان اسپینی نیز می‌تواند بر
 واهلش مؤثر مغناطش تأثیر بگذارد. زمان واهلش مغناطش از
 مرتبه‌ای است که جریان پمپاژ شده از یک لایه مغناطیسی به فلز
 توسط لایه مغناطیسی دیگر جذب شده و باعث جفت‌شدگی
 دینامیک بین لایه‌های مغناطیسی می‌شود.

۳. ویژه‌مدهای سامانه

معادلات (۲۳)–(۲۸) را می‌توان به صورت یک معادله ماتریسی
 $\mathcal{M}\mathbf{v} = 0$ نوشت، که $\mathbf{v}^T = (m_{1y}, m_{1z}, n_{1y}, n_{1z}, m_{2y}, m_{2z})$ و
 \mathcal{M} یک ماتریس 6×6 با درآیه‌های وابسته به بسامد است. این
 ماتریس را می‌توان به ماتریس‌های زیر تجزیه نمود

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_I + \mathcal{M}_H + \mathcal{M}_J + \mathcal{M}_{ST} \quad (29)$$

که در آن

$$\mathcal{M}_I = \begin{pmatrix} -i\omega & \omega_{H,1} & 0 & K_1 & 0 & 0 \\ -\omega_{H,1} & -i\omega & -K_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & K_1 + \lambda & -i\omega & \omega_{H,1} & 0 & 0 \\ -K_1 - \lambda & 0 & -\omega_{H,1} & -i\omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -i\omega & \omega_{H,2} + \omega_M \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -\omega_{H,2} & -i\omega \end{pmatrix}, \quad (30)$$

که ساختاری بلوکه‌قطری دارد، دینامیک دولایه‌ی مغناطیسی را
 به صورت مستقل از هم نشان می‌دهد: بخش 4×4 بالا سمت
 چپ مربوط به دینامیک پادفرومغناطیس و بخش 2×2 پایین
 سمت راست مربوط به دینامیک فرومغناطیس است. ریشه‌های
 معادله مشخصه‌ی حاصل از دترمینان این ماتریس، مدهای
 سامانه بدون برهم‌کنش این دو لایه را می‌هد. ماتریس \mathcal{M}_H

که z_i با $i=1,2$ به ترتیب انباشتگی اسپین در فصل مشترک
 چپ و راست را می‌دهد، همچنین ضرایب $\Omega_c(z_i)$ و $\Omega_s(z_i)$
 به صورت زیر تعریف می‌شوند

$$\Omega_c(z_i) = \frac{\cosh(z_i/\ell_{sd})}{\cosh(L/2\ell_{sd}) + \xi \sinh(L/2\ell_{sd})}, \quad (20)$$

$$\Omega_s(z_i) = \frac{\sinh(z_i/\ell_{sd})}{\sinh(L/2\ell_{sd}) + \xi \cosh(L/2\ell_{sd})}, \quad (21)$$

که در آن $\ell_{sd} = \sqrt{D^N \tau_{sf}^N}$ طول پخش اسپینی و
 $\xi = \pi \hbar \sigma A / (2e^{\gamma} g_{\perp} \ell_{sd})$ ضریب بدون بعد است. با جایگذاری
 $\delta \dot{\mathbf{m}}_i$ و $\delta \dot{\mathbf{n}}_i$ در رابطه‌ی (۱۹)، داریم

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\mu}_s^N(z_i) = & -\frac{\hbar}{\gamma} \{ [\Omega_c(z_i) - \Omega_s(z_i)] \delta \dot{\mathbf{n}}_y \hat{\mathbf{z}} \\ & + [\Omega_c(z_i) + \Omega_s(z_i)] \delta \dot{\mathbf{m}}_y \hat{\mathbf{z}} \\ & - [\Omega_c(z_i) - \Omega_s(z_i)] \delta \dot{\mathbf{n}}_z \hat{\mathbf{y}} \\ & - [\Omega_c(z_i) + \Omega_s(z_i)] \delta \dot{\mathbf{m}}_z \hat{\mathbf{y}}. \end{aligned} \quad (22)$$

همانطور که مشاهده می‌کنیم انباشتگی اسپین در هر فصل مشترک
 با دینامیک مغناطش در هر دولایه‌ی مغناطیسی تولید می‌شود،
 بنابراین امکان یک جفت‌شدگی غیرمستقیم بین دینامیک
 دولایه‌ی مغناطیسی را فراهم می‌کند که متفاوت از جفت‌شدگی
 تبادلی بین لایه‌ای (متناسب با J) می‌باشد. اکنون با جایگذاری
 سهم‌های مختلف در روابط (۱)، (۲) و (۱۰) و خطی‌سازی این
 معادلات، در فضای فوریه برای دینامیک لایه‌ی پادفرومغناطیس
 داریم

$$i\omega \delta m_y = \omega_{H,1} \delta m_z - i\omega (\alpha_{T,1} - \alpha_{SP,1} \Omega^+) \delta n_z \quad (23)$$

$$+ (K_1 + J_*) \delta n_z + (i\omega \alpha_{SP,1} \Omega^- - J_*) \delta m_z,$$

$$i\omega \delta m_z = -\omega_{H,1} \delta m_y + i\omega (\alpha_{T,1} - \alpha_{SP,1} \Omega^+) \delta n_y \quad (24)$$

$$- (K_1 + J_*) \delta n_y - (i\omega \alpha_{SP,1} \Omega^- - J_*) \delta m_y,$$

$$i\omega \delta n_y = \omega_{H,1} \delta n_z + (K_1 + \lambda - i\omega \alpha_{T,1} + J_*) \delta m_z \quad (25)$$

$$i\omega \delta n_z = -\omega_{H,1} \delta n_y - (K_1 + \lambda - i\omega \alpha_{T,1} + J_*) \delta m_y \quad (26)$$

و همچنین برای دینامیک لایه‌ی فرومغناطیس

$$i\omega \delta m_y = [\omega_{H,2} + \omega_M - i\omega (\alpha_{T,2} - \alpha_{SP,2} \Omega^+)] \delta m_z \quad (27)$$

$$+ 2J_* \delta m_z + (i\omega \alpha_{SP,2} \Omega^- - 2J_*) \delta n_z,$$

$$i\omega \delta m_z = -[\omega_{H,2} - i\omega (\alpha_{T,2} - \alpha_{SP,2} \Omega^+)] \delta m_y \quad (28)$$

$$- 2J_* \delta m_y - (i\omega \alpha_{SP,2} \Omega^- - 2J_*) \delta n_y,$$

و $\mu_0 M_{s,y} = 0/176 \text{ T}$ ، $K_y = -6/1 \times 10^6 \text{ J/m}^3$ [۱۵، ۱۴] و همچنین $g_{\perp}/A = 5 \text{ nm}^{-2}$ برای هر دو لایه‌ی استفاده شده است [۹، ۱۶]. برای رسانندگی پلاتین مقادیری در محدوده‌ی $(\Omega \text{ m})^{-1} \times 10^6 [1-6]$ و برای طول پخش اسپینی آن مقادیری در محدوده‌ی $[1-14] \text{ nm}$ گزارش شده است [۱۷-۲۹]، که این اختلاف به عوامل مختلفی از جمله ضخامت فلز، چگالی فلز، ناخالصی‌های فلز، دما و نوع آماده‌سازی آن در پژوهش‌های تجربی مختلف مرتبط است. ما برای رسانندگی و طول پخش اسپینی فلز Pt از مقادیر گزارش شده متناسب با ضخامت آن استفاده می‌کنیم، که مقدار آن‌ها با افزایش طول فلز، افزایش می‌یابد.

ویژه‌مدهای سامانه‌ی شکل ۱ را برای دو ضخامت مختلف از فلز پلاتین بررسی می‌کنیم. (۱) لایه‌ی فلزی نازک با طول $2/5 \text{ nm}$ که جفت شدگی تبادلی بین لایه‌ای در این ضخامت می‌تواند اثر گذار باشد و (۲) لایه‌ی فلزی ضخیم با طول 10 nm که جفت شدگی تبادلی بسیار ناچیز و قابل صرف نظر کردن است. همچنین طول پادفرومغناطیس NaNiO_2 و فرومغناطیس YIG در هر دو حالت یکسان و برابر 10 نانومتر در نظر گرفته می‌شود. برای لایه‌ی نازک (حالت ۱)، $\omega_x = 1 \text{ GHz}$ در نظر گرفته شده است که متناسب با ضریب جفت شدگی تبادلی $J \approx 2 \times 10^{-6} \text{ Jm}^{-2}$ است و با مقادیر ارائه شده در پژوهش‌های پیشین تطابق دارد [۳۰ و ۳۱].

با نادیده گرفتن میرایی ذاتی گیلبرت و صرف نظر از هر گونه برهم‌کنش بین لایه‌های مغناطیسی، مدهای مگنونی فرومغناطیس و پادفرومغناطیس به ترتیب از روابط زیر تعیین می‌شوند

$$\left[\omega^2 - \left(\sqrt{K_1(K_1 + \lambda)} \pm \omega_{H_1} \right)^2 \right] \delta m_{1y(z)} = 0, \quad (34)$$

$$\left[\omega^2 - \omega_{H_2}(\omega_{H_2} + \omega_M) \right] \delta m_{2y(z)} = 0. \quad (35)$$

مد تشدید فرومغناطیسی^۱ (FMR) برای YIG (ω_{FMR}) و

$$\mathcal{M}_d = i\omega \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\alpha_{T,1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{T,1} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\alpha_{T,1} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \alpha_{T,1} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\alpha_{T,2} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \alpha_{T,2} & 0 \end{pmatrix}, \quad (31)$$

بیانگر میرایی ذاتی گیلبرت α_G و میرایی افزایش یافته α_{SP} به دلیل جریان پمپاژ-اسپین از لایه‌های مغناطیسی به لایه‌ی فلزی می‌باشد. ماتریس \mathcal{M}_f

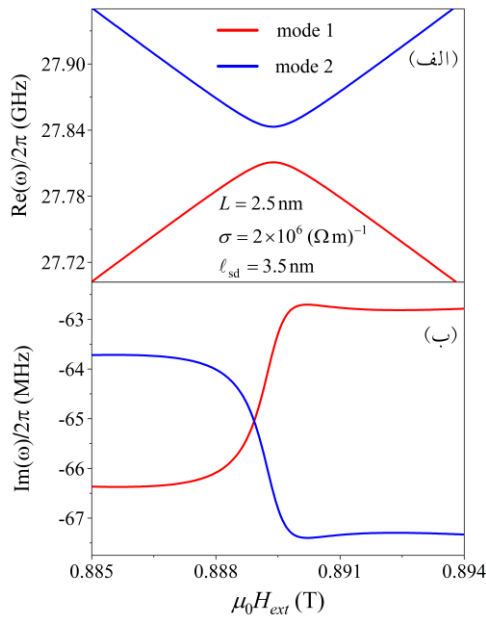
$$\mathcal{M}_f = \omega_x \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -2 & 0 & 2 \\ 0 & 0 & 2 & 0 & -2 & 0 \end{pmatrix}, \quad (32)$$

حاصل از جفت شدگی بین لایه‌ای است و با توجه به مقادیر ω_x می‌تواند روی جفت شدن دینامیک لایه‌های مغناطیسی اثر گذار باشد. نهایتاً ماتریس \mathcal{M}_{ST}

$$\mathcal{M}_{\text{ST}} = i\omega \times \begin{pmatrix} 0 & 0 & \alpha_{\text{SP},1}\Omega^+ & 0 & \alpha_{\text{SP},1}\Omega^- \\ 0 & 0 & -\alpha_{\text{SP},1}\Omega^+ & 0 & -\alpha_{\text{SP},1}\Omega^- \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{\text{SP},2}\Omega^- & 0 & \alpha_{\text{SP},2}\Omega^+ \\ 0 & 0 & -\alpha_{\text{SP},2}\Omega^- & 0 & -\alpha_{\text{SP},2}\Omega^+ \end{pmatrix}, \quad (33)$$

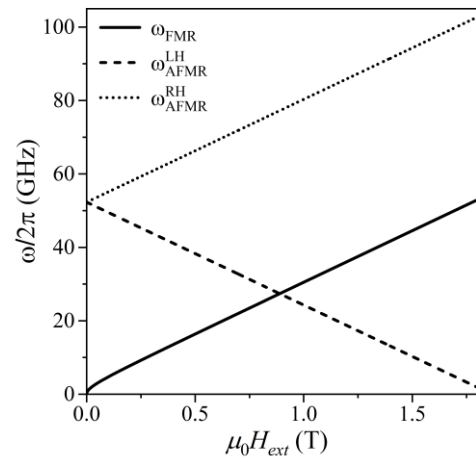
ناشی از جریان انتقال-اسپین از لایه‌ی فلزی به درون لایه‌های مغناطیسی است و می‌تواند منجر به جفت شدگی دینامیک مغناطش در این لایه‌ها شود.

ریشه‌های معادله مشخصه‌ی حاصل از دترمینان ماتریس \mathcal{M} ، ویژه‌مدهای ساختار ناهمگن شکل ۱ را می‌دهد. برای بررسی ویژه‌مدهای چنین ساختاری، دو ماده NaNiO_2 و YIG به ترتیب به عنوان لایه‌ی پادفرومغناطیس و لایه‌ی فرومغناطیس و فلز پلاتین (Pt) به عنوان فلز جداکننده دو لایه در نظر گرفته شده است. برای لایه‌ی NaNiO_2 از مقادیر $\alpha_{G,1} = 10^{-4}$ ، $\mu_0 M_{s,1} = 0/58 \text{ T}$ و $\lambda = 1/68 \text{ THz}$ ، $K_1 = 62 \text{ GHz}$ [۱۲، ۱۳] و برای لایه‌ی YIG از مقادیر $\alpha_{G,2} = 9 \times 10^{-5}$



شکل ۳. الف. بخش حقیقی و ب. بخش موهومی ویژه‌مدهای دینامیک جفت‌شده لایه‌های YIG و NaNiO_2 که با رنگ‌های آبی و قرمز مشخص شده‌اند. ضخامت لایه‌های مغناطیسی 10 nm و لایه فلزی $2/5 \text{ nm}$ در نظر گرفته شده است. گاف ایجاد شده بین دو ویژه‌مد تقریباً 32 MHz بوده و در 0.889 T واقع شده است.

سامانه برهم‌کنشی برای لایه‌ی فلزی نازک (حالت ۱) با ضخامت $2/5 \text{ nm}$ در شکل ۳ برحسب میدان مغناطیسی خارجی ارائه شده است. طول پخش اسپینی $3/5 \text{ nm}$ و رسانندگی $(\Omega \text{ m})^{-1} \times 10^6$ برای Pt در نظر گرفته شده است. بخش حقیقی ویژه‌مدها، شکل ۳. الف، یک دافعه‌ی ترازوی^۴ در نقطه تلاقی مدهای ω_{FMR} و $\omega_{\text{AFMR}}^{\text{LH}}$ را نشان می‌دهد که بیانگر جفت‌شدگی همدوس^۵ بین دینامیک لایه‌های فرومغناطیس و پادفرومغناطیس است. قدرت این جفت‌شدگی تقریباً 16 MHz است که برابر با نصف گاف ایجاد شده بین ویژه‌مدها در میدان مغناطیسی 0.889 T می‌باشد. برای ضخامت‌هایی از لایه‌ی فلزی که برهم‌کنش تبدیلی بین‌لایه‌ای اهمیت دارد، ماتریس حقیقی M_1 معادله (۳۲) می‌تواند روی دینامیک دولایه‌ی



شکل ۴. مد FMR برای فرومغناطیس YIG (ω_{FMR}) که با خط توپر مشخص شده و مدهای راست‌دست ($\omega_{\text{AFMR}}^{\text{RH}}$) و چپ‌دست ($\omega_{\text{AFMR}}^{\text{LH}}$) برای پادفرومغناطیس NaNiO_2 که به ترتیب با نقطه‌چین و خط‌چین مشخص شده‌اند.

مدهای راست‌دست^۱ ($\omega_{\text{AFMR}}^{\text{RH}}$) و چپ‌دست^۲ ($\omega_{\text{AFMR}}^{\text{LH}}$) برای NaNiO_2 در شکل ۴ به صورت تابعی از میدان مغناطیسی خارجی به ترتیب با خط توپر، نقطه‌چین و خط‌چین مشخص شده‌اند. مدهای ω_{FMR} و $\omega_{\text{AFMR}}^{\text{LH}}$ یکدیگر را در نزدیکی میدان مغناطیسی 0.89 T قطع می‌کنند که با در نظر گرفتن برهم‌کنش بین لایه‌های فرومغناطیس و پادفرومغناطیس، اثرات آن در این محل تلاقی قابل مشاهده است. لازم به ذکر است که میدان مغناطیسی می‌تواند بر نظم نیل تأثیر بگذارد، اما برای از بین بردن کامل آن نیاز به میدان‌های بسیار قوی در حد میدان وارونش اسپین^۳ است. در ماده NaNiO_2 مورد بررسی در این پژوهش، میدان وارونش اسپین تقریباً $1/8 \text{ T}$ است، در حالی که دینامیک سامانه در میدان‌های کمتر از 1 T بررسی شده است. در ادامه، دینامیک سامانه برهم‌کنشی را برای دو حالت لایه فلزی نازک و ضخیم بررسی می‌کنیم.

بخش حقیقی $\text{Re}(\omega)$ و بخش موهومی $\text{Im}(\omega)$ ویژه‌مدهای

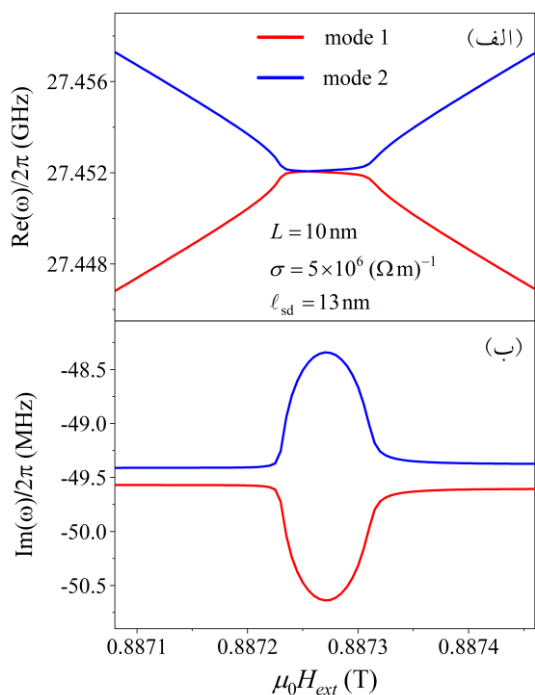
۲. Right-handed mode

۳. Left-handed mode

۱. Spin-flop

۲. Level-repulsion

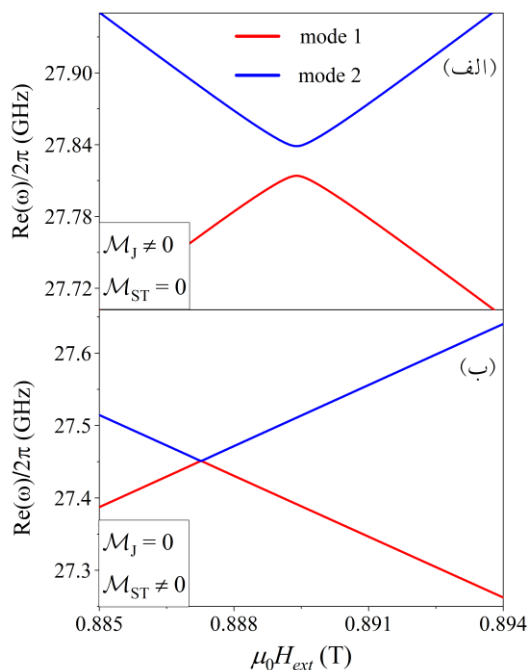
۳. Coherent coupling



شکل ۵: (الف) بخش حقیقی و (ب) بخش موهومی ویژه‌مدها برای دینامیک جفت‌شده لایه‌های YIG و NaNiO_2 با ضخامت یکسان 10 nm و لایه‌ی فلزی جداکننده Pt با ضخامت 10 nm .

دقیق طول مؤثر لایه‌ی فلزی برای جفت‌شدگی همدوس به ضریب جفت‌شدگی تبادلی بین‌لایه‌ای وابسته است که این به نوبه خود با افزایش ضخامت لایه‌ی فلزی شدیداً کاهش می‌یابد، به طوری که ماتریس M_I کم اهمیت و قابل صرفنظر کردن می‌شود. در ادامه، ضخامت لایه‌ی فلزی را 10 nm در نظر می‌گیریم که در آن از برهم‌کنش تبادلی بین‌لایه‌ای صرفنظر می‌شود.

بخش حقیقی و موهومی ویژه‌مدها برحسب میدان مغناطیسی برای سامانه برهم‌کنشی با ضخامت لایه فلزی 10 nm (حالت ۲) در شکل ۵ ارائه شده است. طول پخش اسپینی 13 nm و رسانندگی $(\Omega\text{m})^{-1} \times 10^6$ برای Pt در نظر گرفته شده است. همانطور که مشاهده می‌شود، در این حالت یک جفت‌شدگی اتلافی^۱ بین دینامیک مغناطش لایه‌های مغناطیسی اتفاق می‌افتد. شاخه‌های بخش حقیقی، شکل ۵. الف، ویژه‌مدها در محدوده‌ی میدان‌های 88722 T تا 88732 T بسیار به هم نزدیک



شکل ۴: بخش حقیقی ویژه‌مدهای دینامیک جفت‌شده لایه‌های YIG و NaNiO_2 برای لایه‌ی فلزی نازک (حالت ۱)، (الف) هنگامی که $M_I \neq 0$ و $M_{ST} = 0$ و (ب) هنگامی که $M_I = 0$ و $M_{ST} \neq 0$ در نظر گرفته شود.

مغناطیسی اثر گذار باشد. بخش حقیقی ویژه‌مدهای سامانه در صورتی که $M_I \neq 0$ و $M_{ST} = 0$ در شکل ۴. الف ارائه شده است، که تأثیر ماتریس M_I بر جفت‌شدگی دینامیک این دو لایه را نشان می‌دهد. حال آنکه وقتی $M_I = 0$ و $M_{ST} \neq 0$ ، جفت‌شدگی محسوسی در شکل ۴. ب مشاهده نمی‌شود. در نتیجه برای ضخامت $2/5 \text{ nm}$ از فلز Pt، ماتریس M_I منجر به یک جفت‌شدگی همدوس بین لایه‌های فرومغناطیس و پادفرومغناطیس شده است. در حالی که برای لایه‌های فلزی ضخیم‌تر و با توجه به کاهش ضریب جفت‌شدگی تبادلی بین‌لایه‌ای، اثرگذاری ماتریس M_I کاهش و در نتیجه گاف بین ویژه‌مدها نیز کاهش می‌یابد. همان‌طور که بیشتر اشاره شد، برهم‌کنش تبادلی با ضخامت لایه‌ی فلزی نوسان می‌کند. با این وجود، در نظر گرفتن J منفی، تنها باعث می‌شود دافعه ترازوی اندکی به سمت میدانهای کوچکتر جابه‌جا شود. تخمین

۱. Dissipative coupling

از 10nm ، عناصر ماتریس M_{ST} کاهش محسوسی می‌یابند و دینامیک لایه‌های مغناطیسی عملاً مستقل از یکدیگر می‌شوند و جفت‌شدگی در این ضخامت‌ها ناپدید می‌شود.

۴. نتیجه‌گیری

دینامیک مغناطش ساختار ناهمگن شامل لایه‌های فرومغناطیس و پادفرومغناطیس که از طریق یک فلز از یکدیگر جدا شده‌اند با استفاده از معادله لاندائو-لیفشیتز-گیلبرت بررسی شد. با اعمال یک میدان مغناطیسی خارجی می‌توان بسامد یکی از مدهای پادفرومغناطیس را به نحوی تنظیم کرد تا در محدوده‌ی بسامدی فرومغناطیس قرار گیرد. برای لایه‌ی فلزی نازک که در آن برهم‌کنش تبادلی بین لایه‌های مغناطیسی اهمیت دارد، دینامیک مغناطش این لایه‌ها به صورت همدوس با یکدیگر جفت می‌شوند. حال آنکه، برای لایه‌ی فلزی ضخیم که برهم‌کنش تبادلی بین لایه‌ای بسیار ناچیز است، جریان اسپینی پمپاژ شده از یک لایه‌ی مغناطیسی، که به واسطه فلز منتقل می‌شود، می‌تواند توسط لایه‌ی مغناطیسی دیگر جذب شود و منجر به یک جفت‌شدگی اتلافی بین دینامیک لایه‌های فرومغناطیس و پادفرومغناطیس شود که به صورت جاذبه ترازوی در ویژه‌مدهای سامانه نمایان می‌شود.

شده و تقریباً بسامد یکسانی دارند، شبیه نقاط خاص^۱ که در ویژه‌مدهای سامانه‌هایی با هامیلتونی غیر-هرمیتی تقارن شکسته مشاهده شده است [۳۲]. جفت‌شدگی اتلافی به صورت یک جاذبه ترازوی^۲ در بخش حقیقی و به صورت یک دافعه ترازوی در بخش موهومی ویژه‌مدها در بازه‌ی میدان‌های ذکر شده، نمایان است. بنابراین، برای ضخامت 10 نانومتری از فلز Pt که در آن برهم‌کنش تبادلی بین لایه‌های مغناطیسی وجود ندارد ($J=0$)، ماتریس موهومی M_{ST} در معادله (۳۳) بر رفتار جفت‌شدگی دینامیک لایه‌های مغناطیسی اثر گذار است. این ماتریس که حاصل جریان انتقال-اسپین از لایه فلزی به دورن لایه‌های مغناطیسی است، می‌تواند منجر به القای یک گشتاور مستقیم و غیرمستقیم به دینامیک لایه‌های فرومغناطیس و پادفرومغناطیس شود. این فرآیند یک اثر پادمیرایی^۳ روی دینامیک مغناطش لایه‌های مغناطیسی القاء کند. در واقع ضرایب $\alpha_{\text{SP},1}\Omega^-$ و $\alpha_{\text{SP},2}\Omega^-$ که جایگاه‌شان در ماتریس M_{ST} به وضوح جفت‌شدگی بین لایه‌های مغناطیسی را نشان می‌دهند، منجر به اثر پادمیرایی و نهایتاً جفت‌شدگی اتلافی بین لایه‌های مغناطیسی شده‌اند. شایان ذکر است که با توجه به مقادیر گزارش شده برای طول پخش اسپینی فلز Pt برای لایه‌های فلزی با ضخامت‌های بزرگتر

مراجع

1. R A Duine, et al., *Nat. Phys.* **14** (2018) 217.
2. T Jungwirth, et al., *Nat. Phys.* **14** (2018) 200.
3. R Cheng, D Xiao, and A Brataas, *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016) 207603.
4. R Cheng, et al., *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 057601.
5. J Li, et al., *Nat.* **578** (2020) 7793.
6. H Skarsvåg, G E W. Bauer, and A Brataas, *Phys. Rev. B* **90** (2014) 054401.
7. B Heinrich, et al., *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 187601.
8. J Sklenar, et al., *Phys. Rev. B* **92** (2015) 174406.
9. Ø Johansen and A Brataas, *Phys. Rev. B* **95** (2017) 220408R.
10. Ø Johansen, H Skarsvåg, and A Brataas, *Phys. Rev. B* **97** (2018) 054423.
11. P Grünberg, et al., *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 2442.
12. V Cherepanov, I Kolokolov, and V L'vov, *Phys. Rep.* **229** (1993) 81-144.
13. E Chappel, et al., *Eur. Phys. J. B* **17** (2000) 609.
14. Ø Johansen and A Brataas, *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018) 087204.
15. S Streib, H Keshgar, and G E Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018) 027202.

۱. Exceptional points

۲. Level-attraction

۳. Anti-damping

-
16. A Ruckriegel and R A Duine, *Phys. Rev. Lett.*, **124** (2020) 117201.
 17. L Ma, et al., *Phys. Rev. B* **98** (2018) 224424.
 18. K Roy, *Phys. Rev. B* **96** (2017) 174432.
 19. L Liu, R A Buhrman, and D C Ralph, *arXiv preprint arXiv:1111.3702* (2011).
 20. C T Boone, et al., *J. Appl. Phys.* **113** (2013) 153906.
 21. H Kurt, et al., *Appl. Phys. Lett.* **81** (2002) 4787.
 22. J C Rojas-Sánchez, et al., *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 106602.
 23. L Vila, T Kimura, and Y Otani, *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 226604.
 24. H Nakayama, et al., *Phys. Rev. B* **85** (2012) 144408.
 25. M Obstbaum, et al., *Phys. Rev. B* **89** (2014) 060407R.
 26. W Zhang; et al., *Appl. Phys. Lett.* **103** (2013) 242414.
 27. K Ando, et al., *Phys. Rev. Lett.* **101** (2008) 036601.
 28. L Liu, et al., *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 036601.
 29. H Kurt, et al., *Appl. Phys. Lett.* **81** (2002) 4787.
 30. H Liu, et al., *Sci. Adv.* **5** (2019) eaax9144.
 31. J M Lee, T Kottos, and B Shapiro, *Phys. Rev. B* **91** (2015) 094416.
 32. H M Hurst and B Flebus, *J. Appl. Phys.* **132** (2022) 220902.