

امواج اسپین و ناهمسانگردی تک جهتی در دو لایه‌ایهای نازک فرومغناطیسی/پادفرومغناطیسی

حسین مرادی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد، ایران

پست الکترونیکی: moradi@ferdowsi.um.ac.ir

(دریافت مقاله: ۸۲/۱۱/۱۹ ؛ دریافت نسخه نهایی: ۸۳/۱۲/۲۰)

چکیده

در این مقاله یک مدل ساده محاسباتی امواج اسپین در لایه مغناطیسی از دو لایه‌ایهای فرو/پادفرومغناطش ارائه می‌گردد. در این مدل، لایه فرومغناطش به عنوان یک تک لایه در نظر گرفته می‌شود و اثرات لایه پادفرومغناطش، ناهمسانگردی تک جهتی، روی لایه فرومغناطش در میدان مؤثر وارد بر هر اسپین منظور می‌گردد. لایه‌های نازک صفحات دو بعدی تصور می‌شود. در این مدل جفت شدگی مبادله‌ای و برهمکنشهای دو قطبی در لایه مغناطیسی در نظر گرفته می‌شود. با این مدل فرکانس امواج اسپین برای طول موجهای بلند محاسبه می‌گردد. محاسبات عددی برای یک نمونه اندازه‌گیری شده انجام می‌شود. در پرتو آن اطلاعات مهمی راجع به میدانهای موجود در دو لایه‌ایهای فرو/پادفرومغناطش به دست می‌آید. با توجه به کاربرد عملی دو لایه‌ایهای فرو/پادفرومغناطش در شیر اسپین که در حسگرها و خواندن داده‌ها در حافظه کامپیوتر از آن استفاده می‌شود، مطالعه روی دو لایه‌ایهای فرو/پادفرو از اهمیت فراوانی برخوردار است.

واژه‌های کلیدی: ناهمسانگردی مبادله‌ای، فصل مشترک، لایه نازک، موج اسپین، دو لایه‌ای فرو/پاد فرو مغناطیس.

۱. مقدمه

ناهمسانگردی در شیرهای اسپین برای ثابت نگه داشتن مغناطش یکی از لایه‌های مغناطیسی چند لایه‌ایهای مغناطیسی مورد استفاده قرار می‌گیرد. از شیرهای اسپین برای خواندن داده‌ها از حافظه کامپیوتر و همچنین در ساخت سایر حسگرها استفاده می‌شود. حساسیت این شیرها از سایر حسگرهای موجود بیشتر است. در چند سال اخیر نسلهای مختلفی از آن ساخته شده است و به شدت در حال پیشرفتند. از این نظر مطالعه روی دو لایه‌ایهای فرو/پاد فرو بسیار مهم است.

از زمان کشف این اثر و فشار ناشی از کاربرد تکنولوژیکی آن، مطالعات زیادی روی این دو لایه‌ایها انجام شده است [۲-۵]. بسیاری از مراجع موجود در این مقالات مروری، مربوط به اندازه‌گیری روی خواص ایستایی این مواد است. مقدار

در سالهای اخیر، مطالعه بر روی خواص مغناطیسی دستگاههای فرومغناطش/پادفرومغناطش (FM/AFM) جفت شده قوی به علت کاربرد عملی آنها در شیرهای اسپین بسیار مورد توجه بوده است. یکی از روشهای بررسی این ساختارها استفاده از طیف امواج اسپین در لایه FM است. فرکانس این امواج به میدان مؤثر وارد بر هر اسپین در این ساختارها بستگی دارد. ساختارهای FM/AFM به علت ایجاد ناهمسانگردی تک جهتی که ناشی از جفت شدگی مبادله‌ای در فصل مشترکشان است، بسیار مهم می‌باشند [۱]. این ناهمسانگردی باعث ثابت نگه داشتن مغناطش لایه مغناطیسی‌ای که در مجاورت لایه پاد فرومغناطیس قرار دارد، در جهت خاصی می‌گردد. این

حوزه‌های مغناطیسی در لایه مغناطیسی داده شده است [۱۵]، که قادر به بیان تغییر منحنی پسماند در جهت میدان مغناطیسی اعمال شده است.

BLS یک روش توانمند برای اندازه‌گیری خواص مغناطیسی لایه‌های نازک مغناطیسی است. در این روش یک شعاع نور لیزر بر سطح یک جسم مغناطیسی می‌تابد. نور در اثر برهمکنش با اسپینهای ماده مغناطیسی پراکنده می‌شود و تغییر فرکانس می‌دهد. این تغییر فرکانس می‌تواند اطلاعاتی در مورد میدان‌های ناهمسانگردیهای موجود در این ماده در سطح و در حجم آن به دست دهد. در این روش فرکانس نور پراکنده شده از لایه مغناطیسی اندازه‌گیری می‌شود. با توجه به قوانین پایستاری اندازه حرکت و انرژی، می‌توان فرکانس امواج اسپین را به دست آورد. فرکانس امواج اسپین بستگی به میدان مؤثر اعمال شده بر روی هر اسپین دارد. این میدان شامل میدانهای مختلف مؤثر در جهت گیری مغناطش از جمله میدان مبادله‌ای تک جهتی است. در نتیجه با این روش می‌توان روی میدانهای موجود در ماده مغناطیسی مطالعه کرد.

امروزه اندازه‌گیریهای کمی در رابطه با فرکانسهای امواج اسپین در دو لایه‌ایهای FM/AFM وجود دارد [۶، ۷، ۱۶]. اصولاً این اندازه‌گیریها روی FeMn و NiO انجام گرفته است. این مواد دارای دمای نیل^۱ بالایی هستند در نتیجه دارای میدان تک محوری قویتری می‌باشند که از نظر تکنولوژی مهم است. یکی از مواد FM/AFM مورد مطالعه Co/CoO است. اکسید کبالت حجمی (CoO) دارای دمای نیل ۲۹۵ K است. مطالعه روی دستگامی با CoO به عنوان لایه AFM، احتمالاً این امکان را به ما خواهد داد که با استفاده از نظم پادفرومغناطیس برای قطع و وصل دما در بعضی دستگامها استفاده کنیم.

وابستگی دمایی امواج اسپین در Co/CoO در گستره دمایی ۳۰۰K-۷۷ کلوین توسط لیو (Lew) و همکاران [۶]، ارکول (Ercole) و همکاران [۱۶] در دانشگاه کمبریج از طریق

زیادی از اندازه‌گیریها از طریق منحنی پسماند و از روشهای مختلف انجام شده است. این اندازه‌گیریها خواص ویژه‌ای را در دو لایه‌ایهای فرو/ پاد فرو نشان می‌دهند. مثلاً منحنی پسماند لایه مغناطیسی هنگامی که در تماس با لایه پادمغناطیس است، نسبت به منحنی پسماند تک لایه فرومغناطیسی، جابه‌جا می‌شود [۱]. این جابه‌جایی هنگامی ایجاد می‌شود که دو لایه‌ای FM/AFM در حضور میدان مغناطیسی خارجی از دمایی بالاتر از دمای نیل پادفرو به دمایی پائینتر از آن دما سرد شود. اسپینهای پادفرو در دمای بالاتر از دمای نیل پارامغناطیس هستند [۶]. در دمای زیر دمای نیل اسپینهای جسم پادمغناطیس در اثر میدان خارجی به نظم در می‌آیند در نتیجه یک میدان ناهمسانگردی تک جهتی به علت نظم ماده پادفرومغناطیس در زیر دمای نیل آن به لایه فرومغناطیسی مجاور اعمال می‌شود و باعث جابه‌جایی منحنی پسماند می‌گردد، که این جابه‌جایی معمولاً در جهت خلاف میدان مغناطیسی خارجی است. ولی اخیراً مشاهده شده هنگامی که میدان مغناطیسی خارجی خیلی قوی باشد، جابه‌جایی منحنی پسماند در راستای میدان خارجی است. در چند سال گذشته برای مطالعه بر روی این دو لایه‌ایها، روشهای دیگری مانند پراکندگی نوری بریلوئن (BLS) [۶، ۷، ۸] و تشدید فرومغناطیس (FMR) [۹ و ۱۰] و ... مورد استفاده قرار گرفته است.

تئوریهای مختلفی در رابطه با جابه‌جایی منحنی پسماند دو لایه‌ایهای فرو/پادفرو مطرح است، مانند تئوری مالوزموف (Malozemoff) که بر اساس جفت شدگی اسپینهای مشترک و ایجاد حوزه‌های مغناطیسی ناشی از ناهموازی در فصل مشترک بین دو سطح FM/AFM پایه گذاری شده است [۱۱، ۱۲]. مدل دیگر مدل کون (Koon) است [۱۳] که بر اساس اسپین فلیپ در ماده پاد فرومغناطیس بنا شده است. شولتس (Schulthess) و همکاران بیان کردند که مدل کون قادر به توجیه جابه‌جایی منحنی پسماند در لایه‌های FM/AFM نیست. لذا آنها بر اساس میدان مغناطیسی کاتوره‌ای و اسپین فلیپ مدلی را ارائه داده‌اند که قادر به توجیه جابه‌جایی منحنی پسماند در این دو لایه‌ایها است [۱۴]. اخیراً مدل دیگری توسط کیوی (Kiwi) براساس نفوذ

۱. Neel

مغناطیسی سطوح و فصل مشترک این لایه‌ها به دست آورد. معمولاً اندازه‌گیریهای مغناطش ایستایی لایه‌های مغناطیسی، محدود به آشکار کردن میانگین ممانهای مغناطیسی در حجم بزرگی از جسم می‌شود. دیگر آن که جفت شدگی مبادله‌ای بین لایه مغناطیسی را همیشه نمی‌توان از اندازه‌گیریهای مغناطش ایستایی نتیجه‌گیری کرد. ثابت شده است که برانگیختگی امواج اسپین دستگاههای مغناطیسی در مطالعه سطوح و فصل مشترک آنها مفید است [۲۰، ۲۱]. ممانهای مغناطیسی در یک موج اسپین در هر نقطه شبکه حول جهت‌های تعادلی شان می‌چرخند. اسپینها با یکدیگر از طریق برهمکنشهای مبادله‌ای و دو قطبها جفت شده‌اند، بدین سبب امواج اسپین دارای مدهای ویژه‌ای هستند. این مدها دارای فرکانس و طول موج مشخصی هستند. در نتیجه فرکانس و طول موج امواج اسپین کاملاً وابسته و حساس به جفت‌شدگی مبادله‌ای اسپینها و همچنین سایر میدانهای موجود، مانند ناهمسانگردیها و اثرات کشسانی مغناطیسی (Magnetoelastic) است. این برهمکنشها فقط روی فرکانس چرخشی مؤثر نیستند، بلکه به فاز چرخشی بین اسپینها در جایگاههای همسایه بستگی دارند.

پایینترین مد فرکانس امواج اسپین در دستگاههای مغناطیسی مانند Fe و Co معمولاً از مرتبه ۱۰ GHz است. طول موج این امواج بلند هستند در نتیجه می‌توان با استفاده از روشهای تشدید مغناطیسی^۱ یا BLS [۲۲، ۲۳] این طول موجها را اندازه‌گیری کرد. می‌توان برانگیختگی‌هایی با انرژی بیشتر را از روش پراکندگی نوترون مشاهده کرد [۲۴]. معمولاً فرکانسهای امواج اسپین در مواد پادفرومغناطیسی بالا است. این فرکانسها حدود چند صد GHz است و از نور مادون قرمز اثرپذیرند. در پادفرومغناطیسیها برانگیختگیها را با استفاده از پراکندگی رامان و نوترون مشاهده می‌کنند [۲۵]. در نهایت حضور سطوح و فصل مشترکها (شرایط مرزی مشخص) می‌تواند منتهی به مدهای امواج اسپین جایگزیده شود. این مدها برای بررسی شرایط

BLS اندازه‌گیری شده است. اندازه‌گیریهای فرکانس امواج اسپین و پهنای باند در Co هنگامی که در تماس با CoO است، مقادیر غیر متعارفی را نسبت به حالتی که فقط تک لایه Co داریم، نشان می‌دهد. بدین معنی که فرکانس و پهنای باند در لایه کبالت در Co/CoO به مقدار زیادی نسبت به حالتی که فقط تک لایه Co داریم افزایش می‌یابد. این افزایش به علت میدان تک جهتی است. بنابراین، این داده‌ها امکان مطالعه روی این جفت شدگی را به ما می‌دهد. این افزایش فرکانس از طریق مدلی که بر اساس دو اسپین موازی به جای دو لایه Co و CoO، با در نظر گرفتن میدانهای مؤثر بر روی هر اسپین در هر لایه برای امواج بلند که با آزمایش BLS سازگار است، توجیه شده است [۱۷، ۱۸]. افزایش پهنای باند هم از طریق میدان مغناطیسی کاتوره‌ای ناشی از ناهمواریهای بین دو سطح با استفاده از تقریب بورن بررسی شده [۱۸، ۱۹] است و نتایج حاصل با آزمایش انجام شده تطابق دارد. در این مقاله مدل دیگری برای محاسبه امواج اسپین در یک تک لایه مغناطیسی فوق نازک مطرح می‌گردد. در این مدل میدان مؤثر روی لایه مغناطیسی شامل میدانهای ناشی از ناهمسانگردیها است، از جمله میدان مبادله‌ای تک جهتی ناشی از حضور ماده پادفرومغناطیس. از معادله لاندو-لیفشیتز معادلات حرکت را برای یک لایه مغناطیسی به دست می‌آوریم و با استفاده از خطی کردن معادلات فوق و اعمال شرایط مرزی (استفاده از معادلات ماکسول) فرکانس امواج اسپین را محاسبه می‌کنیم. در نهایت محاسبه عددی در مورد Fe_2FeF_2 و Co/CoO انجام می‌دهیم.

۲. یک بینش کلی از امواج اسپین در لایه‌های نازک

مغناطیسی

جالبترین مفاهیم فیزیکی در لایه‌های مغناطیسی، پدیده جفت‌شدگی در فصل مشترک و اثرات سطحی آنها است. شناخت طبیعت و اندازه‌گیری شدت برهمکنشها در فصل مشترک دو لایه‌ایهای مغناطیسی به طور مستقیم مشکل است. بنابراین، به سختی می‌توان اطلاعات بدون ابهامی در ساختار

۱ . Ferromagnetic resonance

فقط امواج در لایه مغناطیسی را بررسی می‌کنیم و اثرات جفت‌شدگی در سطح میانی را که ناشی از لایه پاد فرو است در میدان مؤثر منظور می‌کنیم. مدهای فرکانسها را به صورت هارمونیکهای وابسته به زمان در نظر می‌گیریم اگر آزمایش به روش BLS انجام شده باشد، امواج دارای طول موجهای بلند هستند. در این صورت فرکانس مدهای امواج اسپین را با استفاده از روش نیمه کلاسیکی پیوسته می‌توان محاسبه کرد.

چنین مدلی دارای مراحل زیر است:

- ۱- می‌توان جهت تعادل مغناطش را با استفاده از رقابت بین ناهمسانگردیها و میدان خارجی اعمال شده پیدا کرد.
- ۲- در صورتی که گشتاورهای اعمال شده در اثر میدانها روی اسپینها باعث انحراف کمی نسبت به راستای تعادل شود، می‌توان معادلات حرکت را خطی کرد.
- ۳- می‌توان معادلات خطی شده حرکت را با یکدیگر حل کرد و شرایط مرزی مبادله‌ای و مغناطیسی را اعمال کرد و فرکانس امواج اسپین برانگیخته با طول موجهای بلند را محاسبه کرد.

۳. محاسبه فرکانس امواج اسپین

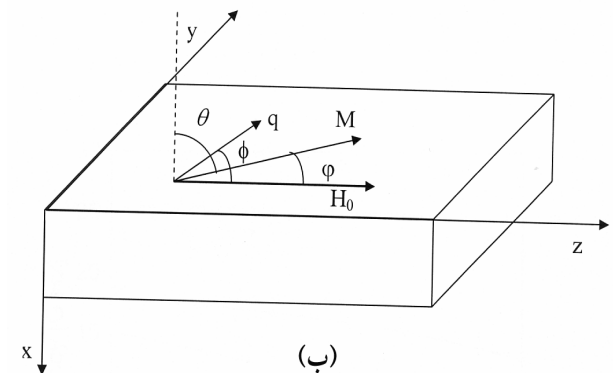
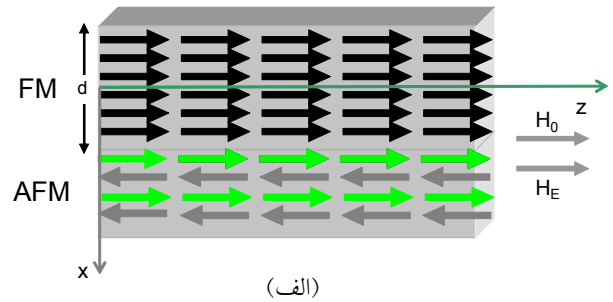
برای محاسبه فرکانس امواج اسپین در یک فرومغناطیس، معادله لاندو-لیفشیتز را بر حسب زمان و مختصات فضایی مغناطش M می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \quad (1)$$

γ ضریب ژیرومغناطیسی و H_{eff} میدان مؤثر است. H_{eff} شامل میدانهای مختلف اعمال شده بر روی اسپینهای اتمهاست. این میدانها ناشی از انرژی مبادله‌ای به علت تغییرات فضایی مغناطش، ناهمسانگردیهای مرتبه دوم و چهارم، ناهمسانگردی تک جهتی ناشی از انرژی مبادله‌ای در سطح تماس دولایه‌ای، و انرژی زمین است. در واقع میدان مؤثر به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{z}H_0 - \frac{1}{M_S} \nabla_u F_{ani} + \frac{2A}{M_S^2} \nabla^2 \vec{M} + \vec{h}_d \quad (2)$$

در این رابطه H_0 میدان خارجی است که در جهت z بر نمونه اعمال می‌شود، M_S مغناطش اشباع، F_{ani} انرژی ناهمسانگردی



شکل ۱. در این شکل یک دو لایه‌ای فرو/ پادفرو نشان داده شده است. اسپینهای فرو مغناطیس در جهت محور z است و راستای [۰۰۱] کریستالی هم در این جهت می‌باشد. (ب) در یک سیستم مختصات متصل به لایه مغناطیسی پارامترهای مختلف به کار برده شده مشخص شده‌اند.

سطحی و فصل مشترکها مناسب هستند. امواج اسپین دارای خواص ترمودینامیکی مهمی هستند. امواج اسپین بوزون هستند و تعدادشان بستگی به دمای دستگاه دارد. بنابراین امواج اسپین، ممان مغناطیسی خالص را در راستای مغناطش کاهش می‌دهند. مطالعات زیادی بر روی ساختارهایی در دماهای پایین با استفاده از تئوری امواج اسپین خطی شده [۲۶] انجام گرفته است. در دماهای بالا هم برهمکنش امواج اسپین خطی مورد استفاده قرار گرفته است.

به منظور حل مسئله، دولایه‌ای فرو پاد فرو را مطابق شکل ۱ در نظر می‌گیریم. در این دولایه‌ای اسپینهای فرو مغناطیس موازی و جهت آنها در راستای محور z است. ماده پادفرومغناطیس از دو زیر ساختار تشکیل شده است که اسپینهای یکی از زیر ساختارها در جهت محور z و دیگری در جهت مخالف آن است. محور x عمود بر صفحه و مطابق شکل انتخاب شده است. ضخامت لایه نازک مغناطیسی d است.

کمی افت و خیز، m ، در صفحه x - y باشد. در این صورت در فضای سه بعدی هر دوی m و h_d به بردار مکان، α به صورت زیر مربوط شوند،

$$\exp[i(\omega t - q_{\parallel} \cdot x_{\parallel})] \quad (4)$$

در این حالت بردار مغناطش را می‌توان به صورت زیر نوشت،

$$\vec{M} = \{m_x \exp[i\omega t], m_y \exp[i\omega t], M_s\} \quad (5)$$

این بدین معنی است که تغییرات M بر روی محور z ناچیز است. m_x و m_y مؤلفه‌های فضایی مغناطش در راستای عمود بر جهت تعادل (z) در سطحی عمود بر راستای z است. می‌توان مؤلفه‌های میدان ناهمسانگردی را به صورت زیر نوشت [۲۸]

$$\frac{\partial F_{ani}}{\partial u_x} = H_a m_x, \quad \frac{\partial F_{ani}}{\partial u_y} = H_b m_y,$$

یا

$$H_a m_x = M_s \frac{dF_{ani}}{dm_x}, \quad H_b m_y = M_s \frac{dF_{ani}}{dm_y}, \quad (6)$$

H_a و H_b مؤلفه‌های میدان ناشی از ناهمسانگردی در جهت x و y است و مؤلفه در جهت z با توجه به ثابت فرض شدن m_z صفر می‌باشد. x و y به صورت زیر تعریف می‌شود

$$\vec{x} = \hat{x} x + \vec{x}_{\parallel}, \quad \vec{x}_{\parallel} = \hat{y} y + \hat{z} z, \quad (7)$$

که در آن \hat{x} ، \hat{y} و \hat{z} بردارهای یکه در دستگاه قائم است. با قرار دادن معادله (۵) و مؤلفه‌های میدان مؤثر در معادله (۱) و با خطی کردن این معادلات، می‌توان به معادلات زیر دست یافت،

$$\frac{i\omega m_x}{\gamma} = H_a m_y + \frac{\gamma A q^2 m_y}{M_s} - \frac{\gamma A \frac{\partial^2 m_y}{\partial x^2}}{M_s} - h_y M_s - H_b m_y,$$

$$\frac{i\omega m_y}{\gamma} = -H_a m_x - \frac{\gamma A q^2 m_x}{M_s} + \frac{\gamma A \frac{\partial^2 m_x}{\partial x^2}}{M_s} + h_x M_s + H_a m_x. \quad (8)$$

در نتیجه معادلات حرکت برای m منجر به دو معادله جفت شده می‌شود. برای برانگیختگیهایی با طول موجهای بلند، بایستی روی میدانها در امتداد ضخامت لایه نازک متوسط‌گیری شود چون m و h به صورت موج در طول ضخامت لایه مغناطیسی تغییر می‌کنند. یعنی این که مقادیر زیر محاسبه گردد

لایه نازک کریستالی است، کمیت $\frac{1}{M_s} \nabla_u F_{ani}$ میدان ناشی

از این ناهمسانگردی است. در جمله $-\frac{1}{M_s} \nabla_u F_{ani}$ ، کمیت

$\vec{u} = \frac{\vec{M}}{M}$ بردار یکه در راستای مغناطش است. نشانه ∇_u شیب

انرژی ناهمسانگردی در راستای مغناطش است. h_d میدان و امغناطش در صفحه x - y است. این کمیت از دو قطبیهی

مغناطیسی ناشی می‌شود جهت گیری اسپینها در ماده مغناطیسی باعث یک چنین میدانی می‌شود و در حالت دینامیکی به زمان و

مکان وابسته است. M مغناطش نمونه است، برای دامنه‌های کم، مؤلفه z مغناطش (M_z) تقریباً برابر با مغناطش اشباع (M_s) است.

دو مؤلفه دیگر آن در جهتهای x و y ، وابسته به زمان و مکان مغناطش اند. کمیت $\frac{\gamma A}{M_s^2} \nabla^2 \vec{M}$ میدان مؤثر ناشی از انرژی

مبادله‌ای است و A ثابت مبادله‌ای است که برای یک کریستال مکعبی ساده به صورت زیر تعریف می‌شود [۲۷]

$$\frac{\gamma A}{M_s} \gamma = \frac{\gamma J S a^2}{\hbar} \quad (3)$$

در اینجا J ثابت جفت شدگی مبادله‌ای و S عدد اسپین است. محاسباتی که شامل هر دو برهمکنش جفت شدگی مبادله‌ای و

دو قطبیهاست، خیلی مشکل به نظر می‌رسد. زیرا برهمکنشهای مبادله‌ای خودشان مسئول یک دسته مد مبادله‌ای خاص، مدهای

عمودی لایه‌های نازک مغناطیسی، هستند. برهمکنشهای دو قطبی جفت شده بایستی بر این مدها افزود. در هر سطح فیلم

بایستی براساس اصل برهم نهی مدهای مبادله‌ای در شرایط مرزی الکترومغناطیسی صدق کند. در حالت چند لایه‌ایهای

مغناطیسی، این شرایط باید در هر فصل مشترک صادق باشد. فرض می‌کنیم که طول موج برانگیختگیها به اندازه کافی کوچک

باشد یعنی $\omega \gg c(\pi/\lambda)$ ، که c سرعت نور و ω فرکانس موج اسپین است. با این محدودیت میدانهای مغناطیسی در معادلات

ماکسول به میدانهای الکتریکی بستگی ندارد. معمولاً برای فرومغناطیسها این طول موجها در محدوده $10^{-7} - 10^{-3}$ است.

مغناطش در حالت ایستایی در جهت z فرض می‌شود. فرض می‌کنیم بردار مغناطش در حالت دینامیکی دارای مقدار

$$\psi = (\psi_+ \text{Exp}[\alpha x] + \psi_- \text{Exp}[-\alpha x]) \text{Exp}[iq \bar{x}] ,$$

$$m = \{ \bar{x} (a_+ \text{Exp}[\alpha x] + a_- \text{Exp}[-\alpha x]) + \bar{y} (b_+ \text{Exp}[\alpha x] + b_- \text{Exp}[-\alpha x]) \} \text{Exp}[iq \bar{x}] . \quad (۱۴)$$

α ثابت استحاله است که هنوز نامشخص می‌باشد. با قرار دادن این عبارات در معادلات حرکت (۸) و انتگرال‌گیری در امتداد ضخامت لایه نازک با فرض این که $\sinh ad/2 \cong ad/2$ است، این معادلات منجر به دو معادله زیر می‌شود:

$$i \frac{\omega}{\gamma} (a_+ + a_-) - \left(\frac{\gamma A}{M_s} (q^2 - a^2) + H_\alpha + H_\beta \right) (b_+ + b_-) - iq_y M_s (\psi_+ + \psi_-) = 0 ,$$

$$\left(\frac{\gamma A}{M_s} (q^2 - a^2) + H_\alpha + H_\beta \right) (a_+ + a_-) - i \frac{\omega}{\gamma} (b_+ + b_-) + \alpha M_s (\psi_+ - \psi_-) = 0 . \quad (۱۵)$$

در سطوح لایه نازک مغناطیسی شرایط مرزی مبادله‌ای رادو-ویرتمن (Rado-Weertman) [۲۹] به رفتار مغناطش شکل می‌دهد. تحت این شرایط ناهمسانگردی سطحی که باعث ثابت نگهداشتن اسپین‌های سطحی می‌شود را می‌توان ضمیمه کرد. در نتیجه داریم

$$\pm A \left(\frac{\partial}{\partial x} m_x \right)_{x=\pm d/2} = (k_s m_x)_{x=\pm d/2} . \quad (۱۶)$$

با قرار دادن مقدار m_x در معادله (۱۶)، دو مقدار برای α به صورت زیر نتیجه می‌شود:

$$\alpha = \frac{k_s}{A} \coth[\alpha d/2], \quad \alpha = 0 . \quad (۱۷)$$

در نتیجه معادلات حرکت به صورت زیر به دست می‌آیند.

$$i \frac{\omega}{\gamma} (a_+ + a_-) - \left(\frac{\gamma A}{M_s} q^2 + H_\alpha + H_\beta \right) (b_+ + b_-) - iq_y M_s (\psi_+ + \psi_-) = 0 ,$$

$$\left(\frac{\gamma A}{M_s} q^2 - \alpha \frac{k_s}{M_s} \coth[\alpha d/2] + H_\alpha + H_\beta \right) (a_+ + a_-) - i \frac{\omega}{\gamma} (b_+ + b_-) + \alpha M_s (\psi_+ - \psi_-) = 0 , \quad (۱۸)$$

با بسط تانژانت هیپرلیک بر حسب αd و صرفنظر کردن از مرتبه‌های بالای این بسط داریم.

$$\coth[\alpha d/2] = 1/\tanh[\alpha d/2] = 2/\alpha d . \quad (۱۹)$$

با قرار دادن آن در معادله (۱۸)، پس از ساده کردن معادلات فوق داریم

$$\langle m \rangle_{film} = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} m dx , \quad \langle h_d \rangle_{film} = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} h_d dx , \quad (۹)$$

با فرض این که برانگیختگی‌های مغناطیسی را می‌توان به صورت امواج تخت در معادلات حرکت در نظر گرفت، این متوسط‌گیریها را می‌توان انجام داد. با توجه به این که طول موجهای امواج اسپین به اندازه کافی بلند هستند، می‌توان تقریب مغناطوایستایی را به کار برد. میدانهای دو قطبی، h_d بایستی در رابطه $\nabla \times h_d = 0$ صدق کند. در این حالت پتانسیل مغناطیسی Ψ ، به صورت $h_d = -\nabla \Psi$ تعریف می‌شود. برای محاسبه میانگین میدان مؤثر در راستای ضخامت لایه نازک، بایستی انتگرال زیر را محاسبه کرد.

$$\frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} dx H_{eff}(x) = \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} dx \left[\hat{z} H_\alpha + \frac{\gamma A}{M_s} \nabla^2 M(x) + (H_\alpha + H_\beta) + h_d \right] . \quad (۱۰)$$

جمله مربوط به میدان مبادله‌ای را می‌توان به صورت زیر نوشت،

$$\frac{\gamma A}{M_s} \frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} dx \nabla^2 M = -q^2 \frac{\gamma A}{M_s} m + \frac{\gamma A}{M_s} \frac{1}{d} \left[\frac{\partial}{\partial x} m \right]_{-d/2}^{+d/2} . \quad (۱۱)$$

با استفاده از شرایط مرزی هافمن (Hoffmann) یعنی:

$$\frac{\gamma A}{M_s} \frac{1}{d} \frac{\partial}{\partial x} m(d/2) = 0, \quad \frac{\gamma A}{M_s} \frac{1}{d} \frac{\partial}{\partial x} m(-d/2) = 0, \quad (۱۲)$$

با قرار دادن این معادلات در معادله (۱۰) و انتگرال‌گیری در راستای ضخامت لایه نازک داریم

$$\frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} dx H_{eff}(x) = \hat{z} H_\alpha - \frac{\gamma A}{M_s} q^2 \bar{m} + (\bar{H}_\alpha + \bar{H}_\beta) + \bar{h}_d \quad (۱۳)$$

پتانسیل مغناطیسی Ψ و مغناطش، m در داخل لایه نازک مغناطیسی را به صورت موج تخت در ناحیه بین دو سطح $(x=\pm d/2)$ به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (24)$$

اگر تابع پتانسیل در قسمت بالای لایه مغناطیسی را در معادله فوق قرار دهیم، بعد از ساده کردن آن، معادله زیر نتیجه می‌شود

$$\beta^2 = q_y^2 + q_z^2 = q^2 \quad (25)$$

مولفه x میدان وامغناطش در بالا و پائین لایه مغناطیسی از روابط زیر به دست می‌آید

$$h_{xu} = e^{-x\beta + i(yq_y + zq_z)} \beta \Psi_u \quad (26)$$

$$h_{xD} = -e^{-x\beta + i(yq_y + zq_z)} \beta \Psi_D$$

در فصل مشترک بالایی لایه مغناطیسی، $x = d/2$ ، مؤلفه عمودی میدان مغناطیسی در خارج و داخل لایه مغناطیسی بایستی با یکدیگر برابر باشد یعنی اینکه

$$h_x + 4\pi f m_x = h_{xU} \Big|_{x \rightarrow d/2} \quad (27)$$

با قرار دادن h_x ، m_x و h_{xU} در رابطه (۲۷) معادله زیر حاصل می‌شود:

$$e^{\frac{1}{2}d(-\alpha+\beta)} ((\Psi_- - \Psi_+ e^{d\alpha}) \alpha + 4f\pi(a_- + e^{d\alpha} a_+)) = \beta \Psi_u \quad (28)$$

با اعمال شرایط مرزی در فصل مشترک پایینی لایه مغناطیسی، $x = -d/2$ معادله زیر به دست می‌آید.

$$e^{\frac{1}{2}d(\alpha-\beta)} (-(\Psi_+ - \Psi_- e^{d\alpha}) \alpha + 4f\pi(e^{d\alpha} a_- + a_+)) = -\beta \Psi_D \quad (29)$$

از طرفی در فصول مشترک باید مؤلفه‌های مماسی میدان با یکدیگر برابر باشند. این بدین معنی است که در سطح بالایی لایه مغناطیسی باید داشته باشیم

$$h_y = h_{yU} \Big|_{x \rightarrow d/2} \quad (30)$$

این معادله بعد از ساده کردن منجر به معادله زیر می‌شود:

$$\left(-\Psi_- e^{\frac{d\alpha}{2}} - \Psi_+ e^{\frac{d\alpha}{2}} \right) i q_y = -e^{\frac{d\beta}{2}} i q_y \Psi_u \quad (31)$$

با این روش برای سطح پایینی لایه مغناطیسی داریم:

$$e^{\frac{d\beta}{2}} \Psi_D = e^{\frac{d\alpha}{2}} (\Psi_+ + \Psi_- e^{d\alpha}) \quad (32)$$

در فصل مشترکهای لایه مغناطیسی بایستی پتانسیل پیوسته باشد، در نتیجه در فصل مشترک فوقانی داریم:

(۲۰)

$$i \frac{\omega}{\gamma} (a_+ + a_-) + \left(-\frac{\gamma A}{M_s} q^2 + H. + H_\alpha \right) (b_+ + b_-) + i q_y M_s (\psi_+ + \psi_-) = 0$$

$$\left(\frac{\gamma A}{M_s} q^2 - \frac{\gamma k_s}{M_s d} + H. + H_\beta \right) (a_+ + a_-) - i \frac{\omega}{\gamma} (b_+ + b_-) + \alpha M_s (\psi_+ - \psi_-) = 0$$

این معادلات را معادلات لاندو-لیفشیتز حرکت با شرایط مرزی، میانگین‌گیری شده روی ضخامت فیلم نازک، می‌نامند. روش معمول برای حل این مسئله به دست آوردن حل هم زمان معادلات خطی شده حرکت و معادلات ماکسول متناظر، با شرایط الکترومغناطیسی مرزی مناسب است. شرایط مرزی را روی معادلات حرکت ماکسول، $\nabla \cdot B = 0$ ، اعمال می‌کنیم. میدان مغناطیسی ماکروسکوپی در مورد فیلمهای نازک به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$B = h_d + 4\pi f m \quad (21)$$

که f عامل وامغناطش در رابطه با شکل فیلمهای نازک است. این عامل به ضخامت فیلم بستگی دارد و از رابطه $f = 1 - 0.2338/n$ در این رابطه n تعداد تک لایه‌های اتمی لایه مغناطیسی است [۳۰].

مغناطش در نقاط خارج لایه مغناطیسی برابر با صفر است. برای ناحیه بالای لایه مغناطیسی پتانسیل مغناطیسی را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$\psi_u = \Psi_u e^{-x\beta + i(yq_y + zq_z)} \quad (22)$$

با توجه به اینکه مغناطش خالص لایه پادفرومغناطیس از دید کلاسیکی صفر است، برای نقاط زیر لایه مغناطیسی می‌توان آن را به صورت زیر تعریف کرد:

$$\psi_D = \Psi_D e^{x\beta + i(yq_y + zq_z)} \quad (23)$$

ثابت استحاله β برای مکانهایی که در آنها مغناطش صفر است، از شرط $\nabla^2 \psi = 0$ به دست می‌آید. این شرط منجر به معادله زیر می‌گردد:

می توان a_+ و a_- را از این معادلات استخراج کرد و در معادله (۳۶) قرار داد که بعد از یک سری عملیات جبری پیچیده در نهایت خواهیم داشت:

$$iq_y(\Psi_+ + \Psi_-) = \frac{4\pi \sinh[d\alpha/2] f\pi(b_- + b_+) q_y^2}{2(\alpha \beta \cosh[d\alpha/2] - \sinh[d\alpha/2] i^2 q_z^2 - \sinh[d\alpha/2] i^2 q_y^2)} \quad (40)$$

بار دیگر از فرض کوچک بودن αd استفاده می کنیم $\sinh \alpha d / 2 \cong \alpha d / 2$ و $\cosh \alpha d / 2 \cong 1$ ؛ از طرفی

$$\beta = \sqrt{q_y^2 + q_z^2} \quad (40)$$

$$iq_y(\Psi_+ + \Psi_-) = \frac{4df\pi(b_- + b_+)q_y^2}{2\beta(1 + d\beta/2)} \quad (41)$$

اگر در معادلات (۲۰) به جای $\Psi_+ + \Psi_-$ و $\Psi_+ - \Psi_-$ مقدار قرار دهیم، معادلات حرکت به صورت زیر به دست می آید:

$$i \frac{\omega}{\gamma} (a_+ + a_-) + \left(\frac{2A}{M_s} q^2 + H. + H_\beta + \frac{4dfM_s\pi q_y^2}{2\beta(1 + d\beta/2)} \right) (b_+ + b_-) = 0, \\ \left(\frac{2A}{M_s} q^2 - \alpha \frac{k_s}{M_s} \coth[\alpha d / 2] + H. + H_\alpha + \frac{4fM_s\pi}{(1 + d\beta/2)} \right) (a_+ + a_-) - i \frac{\omega}{\gamma} (b_+ + b_-) = 0,$$

با تشکیل دترمینان ضرایب این دو معادله و با مساوی صفر قرار دادن این دترمینان، می توان فرکانس امواج اسپین لایه مغناطیسی را به دست آورد که برابر است با:

$$\frac{\omega^2}{\gamma^2} = \left(\frac{2A}{M_s} q^2 + H. + H_\beta + \frac{4dfM_s\pi q_y^2}{2\beta(1 + d\beta/2)} \right) \left(\frac{2A}{M_s} q^2 - \frac{2k_s}{dM_s} + H. + H_\alpha + M_s \frac{4f\pi}{(1 + d\beta/2)} \right)$$

برای طول موجهای بلند یعنی جایی که $d\beta = qd \ll 1$ ، با استفاده از بسط $1/\sqrt{1 + d\beta/2} = 1 - d\beta/2$ با فرض این که زاویه بین بردار موج و محور z برابر با ϕ است، معادله فوق به صورت زیر در می آید:

$$\left(e^{-\frac{d\alpha}{2}} \Psi_- + e^{\frac{d\alpha}{2}} \Psi_+ \right) - e^{\frac{d\beta}{2}} \Psi_D = 0 \quad (33)$$

و در فصل مشترک زیرین، معادله زیر

$$\left(e^{\frac{d\alpha}{2}} \Psi_- + e^{-\frac{d\alpha}{2}} \Psi_+ \right) - e^{-\frac{d\beta}{2}} \Psi_u = 0 \quad (34)$$

حاصل می شود. میانگین $\nabla \cdot B = 0$ را برای این محاسبات به دست می آوریم. برای مؤلفه x و y میدان مغناطیسی داریم:

$$B_x = h_x + 4\pi f m_x, \quad B_y = h_y + 4\pi f m_y \quad (35)$$

این مؤلفه ها به علت بر همکنشهای دو قطبی - دو قطبی در طول ضخامت لایه تغییر می کند، پس بایستی در این راستا متوسط گیری کرد. با قرار دادن مقادیر h_x ، m_x ، h_y و m_y در معادلات (۳۵) و متوسط گیری در راستای ضخامت لایه نازک، یعنی معادله

$$\frac{1}{d} \int_{-d/2}^{d/2} \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} \right) dx,$$

در نهایت به معادله زیر می رسیم

$$e^{-\frac{d\alpha}{2}} (-1 + e^{d\alpha}) (\Psi_+ + \Psi_-) (\alpha^2 + i^2 q_y^2) + 4f\pi \alpha (a_- - a_+) - 4f\pi (b_- + b_+) q_y = 0 \quad (36)$$

هر گاه دستگاه پنج معادله ای (۲۸)، (۲۹)، (۳۲)، (۳۴) و (۳۶) را با هم حل کنیم، نتیجه به صورت زیر می شود:

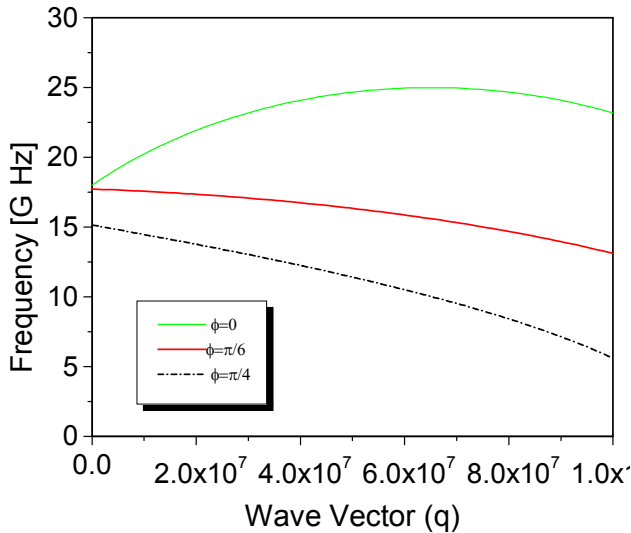
$$(\Psi_+ - \Psi_-) \alpha = \frac{4(1 + e^{d\alpha}) f\pi (a_- + a_+)}{1 + e^{d\alpha} + d\beta} \quad (37)$$

در حالتی که ضخامت لایه خیلی کم باشد می توان نوشت $e^{d\alpha} \cong 1$ ، در نتیجه داریم:

$$(\Psi_+ - \Psi_-) \alpha = \frac{4f\pi (a_- + a_+)}{1 + d\beta/2} \quad (38)$$

با قرار دادن معادلات (۲۸) و (۲۹) در معادلات (۳۱) و (۳۱)، بعد از ساده کردن، داریم

$$\Psi_- \alpha - \Psi_+ e^{d\alpha} \alpha - \Psi_- \beta - \Psi_+ e^{d\alpha} \beta + 4f\pi a_- + 4e^{d\alpha} f\pi a_+ = 0, \\ -\Psi_+ \alpha + \Psi_- e^{d\alpha} \alpha + \Psi_+ \beta + \Psi_- e^{d\alpha} \beta + 4f\pi a_+ + 4e^{d\alpha} f\pi a_- = 0 \quad (39)$$



شکل ۲. در این شکل فرکانس امواج اسپین بر حسب بردار موج برای زوایای مختلف بردار موج با راستای [۰۰۱] رسم شده است.

می‌شود. H_β و H_α را می‌توان با استفاده از چگالی انرژی آزاد ناهمسانگردیها محاسبه کرد. هنگامی که ناهمسانگردیها در صفحه لایه نازک باشد، $\theta = \pi/2$ است. در شکل ۱ پارامترهای مختلف نشان داده شده است. برای دو لایه‌ای Fe/FeF_2 فرکانس امواج اسپین بر حسب بردار موج برای زوایای مختلف بردار موج با جهت [۰۰۱] محاسبه گردیده و در شکل ۲ رسم گردیده است. داده‌های تجربی از مقاله [۷] استخراج شده. در این شکل هنگامی که $\phi = 0$ است، منحنی دارای یک بیشینه است ولی در دو حالت دیگر فرکانس با طول موج امواج اسپین کاهش می‌یابد.

برای Co/CoO فرکانس امواج اسپین بر حسب دما محاسبه می‌گردد و با نتایج تجربی مقایسه می‌شود. اگر راستای سنجش [۰۰۱] باشد، در این صورت میدان ناشی از انرژی ناهمسانگردی حجمی کبالت در راستای x برابر با $\frac{\gamma k_p}{M_s}(1 - 2\sin^2\phi + 2\sin^4\phi)$ و در راستای y برابر با $\frac{\gamma k_p}{M_s}(1 - 8\sin^2\phi + 8\sin^4\phi)$ است [۲۸]. میدان ناشی از انرژی ناهمسانگردی تک جهتی مبادله‌ای در فصل مشترک، از رابطه انرژی آزاد $K_p^{(1)} \cos(\phi - \phi_{uni}) \cdot \sin\theta$ به دست می‌آید. این میدان ناشی از برهمکنش تبدالی اسپینهای فصل مشترک ماده فرومغناطیس و پادفرومغناطیس است. با فرض

$$\frac{\omega^2}{\gamma^2} = \left((\gamma A/M_s)q^2 + H_\beta + H_\alpha + 2dfM_s\pi q \sin[\phi](1 - dq/\gamma) \right) \quad (42)$$

$$\left((\gamma A/M_s)q^2 - \gamma k_s/(dM_s) + H_\beta + H_\alpha + M_s \gamma f \pi (1 - dq/\gamma) \right)$$
 اگر مقادیر عددی H_β ، H_α ، H ، M_s و A مشخص باشند، برای لایه‌ای به ضخامت d می‌توان فرکانس موج اسپین را محاسبه کرد. در آزمایش BLS بردار موج بلند و عدد موجی کوچک است. پس مقدار $(\gamma A/M_s)q^2$ کمیت کوچکی است، می‌توان از آن در مقایسه با سایر جملات معادله (۴۲) صرف نظر کرد در نتیجه معادله فوق به صورت ساده زیر در می‌آید:

$$\frac{\omega^2}{\gamma^2} = \left(H_\beta + H_\alpha + 2dfM_s\pi q \sin[\phi](1 - \frac{dq}{\gamma}) \right) \quad (43)$$

$$\left(H_\beta + H_\alpha - \frac{\gamma k_s}{dM_s} + M_s \gamma f \pi (1 - \frac{dq}{\gamma}) \right)$$

از این معادله می‌توان برای محاسبه فرکانس امواج اسپین لایه‌های مغناطیسی نازک استفاده کرد. در این معادله ω فرکانس موج اسپین، q بردار موج موازی با سطح، d ضخامت لایه نازک مغناطیسی و ϕ زاویه بین بردار موج و جهت [۰۰۱] کریستال است. می‌توان میدانهای ناهمسانگردی را از روابط $H_\beta = \gamma/M_s \partial^2 F_{ani} / \partial \phi^2$ ، $H_\alpha = \gamma/M_s \partial^2 F_{ani} / \partial \theta^2$ به دست آورد. که چگالی انرژی آزاد ناهمسانگردی، θ زاویه مغناطس نسبت به عمود وارد بر سطح، و ϕ زاویه بین جهت M و راستای [۰۰۱] کریستالی است [۲۸].

۴. محاسبه H_β و H_α در لایه نازک فرومغناطیسی در دو لایه‌ای FM/AFM

برای محاسبه H_β و H_α ، چگالی انرژی آزاد ناهمسانگردی، F_{ani} را به صورت زیر در نظر می‌گیریم [۲۷ و ۲۸]:

$$F_{ani} = -K_s^{(2)} \cos^2\theta + K_p^{(1)} \cos(\phi - \phi_{uni}) \cdot \sin\theta \quad (44)$$

$$+ K_p^{(2)} \cos^2\phi \sin^2\theta + K_p \cos^2\phi \sin^2\theta \sin^4\theta$$

که $K_s^{(2)}$ ثابت ناهمسانگردی سطحی عمودی است، $K_p^{(1)}$ ، $K_p^{(2)}$ و K_p به ترتیب ثابتهای ناهمسانگردی تک جهتی، تقارن مرتبه دوم و مرتبه چهارم در کریستال مکعبی است و ϕ_{uni} جهت ناهمسانگردی تک جهتی با مرجع سنجش است. همه زوایای نسبت به راستای [۰۰۱] کریستالی سنجیده

جدول ۱. ضخامتهای لایه‌ها و ممان مغناطیسی برای $\text{Cu/CoO/Co/Cu}(001)$ که از روش پراکندگی نوترون پلاریزه اندازه‌گیری شده است [۱۶].

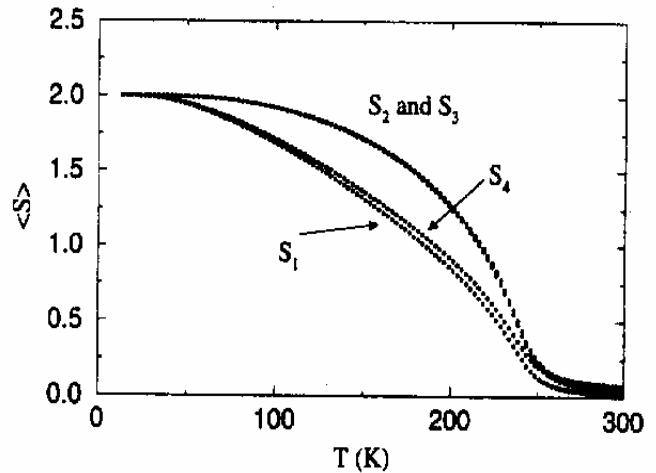
| عصر | ضخامت | ممان مغناطیسی |
|-----|-------------------------|------------------------|
| Cu | $52 \pm 2 \text{ \AA}$ | $1/27 \pm 0/082 \mu_B$ |
| CoO | $7 \pm 2 \text{ \AA}$ | |
| Co | $28 \pm 2 \text{ \AA}$ | |
| Cu | $928 \pm 5 \text{ \AA}$ | |

لایه فرومغناطیس است. در صورتی که S_{AF} با دما به صورت $H_E \propto (1 - \frac{T}{T_N})$ تغییر کند [۳۱]، که در آن T_N دمای نیل ماده پادفرومغناطیس می‌باشد، می‌توان H_E در معادله (۴۵) را محاسبه کرد. نتایج حاصل با استفاده از مرجع [۲] برابر با 10018 Oe و 1125 Oe و مرجع [۴] برابر با 3100 Oe است. مقدار اندازه‌گیری شده J با استفاده از مقاومت مغناطیسی (Magnetoresistance) در دمای $4/2$ کلون برای ضخامت 28 انگسترم کبالت برابر با $3/5 \text{ erg/cm}^2$ است [۳۲]. در نتیجه میدان مبادله‌ای در این دما برای ضخامت 28 انگسترم تقریباً برابر با 10000 Oe است، در نتیجه نتایج اندازه‌گیری‌ها خیلی متفاوت است و مقدار میدان مبادله‌ای Co/CoO را از اندازه‌گیری‌ها، از چند صد ارستد تا بیش از 10000 ارستد برآورد می‌کنند.

۵. محاسبه عددی فرکانس امواج اسپین در Co/CoO

در مراجع [۱۶ و ۶] فرکانس امواج اسپین و پهنای باند آنها بر حسب دما برای Co/CoO اندازه‌گیری شده است، (شکل ۴). مشخصات نمونه مورد بحث و کمیات اندازه‌گیری شده برای Co در جدول ۱ ارائه شده است.

اندازه‌گیری‌ها نشان می‌دهد که نمونه دارای ناهمسانگردی مرتبه دوم و چهارم در صفحه نمونه است. در نمونه مورد نظر مقادیر اندازه‌گیری شده برابر با $K_p^{(2)}/M_s = 35 \text{ Oe}$ ، $K_p^{(4)}/M_s = -500 \text{ Oe}$ ، $M_s = 1270 \text{ Oe}$ و $k_s^{(2)} = 0/3 \text{ erg cm}^{-1}$ است.



شکل ۳. در این شکل میانگین گرمایی برای هر یک از ۴ لایه اسپین CoO توسط استمپز و دیگران محاسبه شده، منحنی S_1 مربوط به مغناطش میانگین لایه نخست از فصل مشترک، منحنیهای S_2 ، S_3 و S_4 به ترتیب مغناطش میانگین لایه‌های ۲، ۳ و ۴ از فصل مشترک می‌باشد [۱۷].

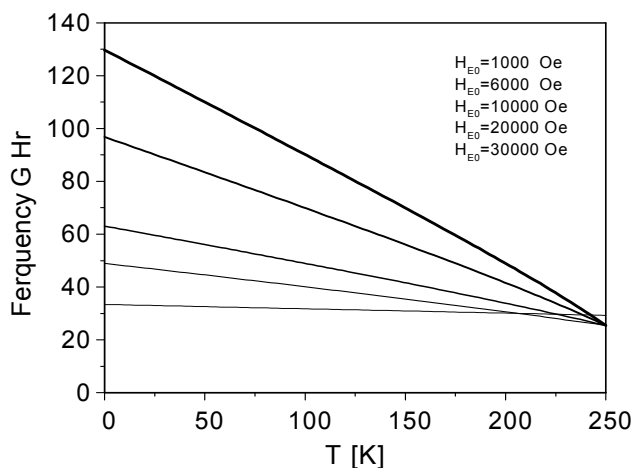
به اینکه $\theta = \pi/2$ باشد این میدان را می‌توان به صورت زیر هم نوشت

$$H_E = H_E S_F S_{AF} \cos \varepsilon \quad (45)$$

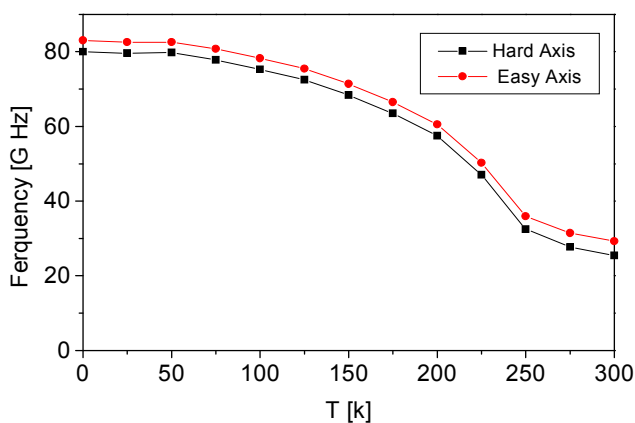
که H_E یک عدد ثابت است که از بعضی اندازه‌گیری‌های انجام شده قابل محاسبه است. S_{AF} و S_F میانگین گرمایی اسپینهای کبالت و اکسید کبالت است، که از طریق مدل‌های مختلف مکانیک آماری مثلاً نظریه میدان متوسط قابل محاسبه است. S_F برای لایه کبالت در محدوده ۰ تا 300 کلون (محدوده اندازه‌گیری) که دمای کوری آن بالاست، تقریباً مستقل از دما در نظر می‌گیریم، ولی میانگین دمایی اسپینهای کسید کبالت، S_{AF} ، با استفاده از نظریه میدان متوسط توسط استمپز (Stamps) و دیگران برای هر یک از لایه‌های اتمی CoO چهار لایه‌ای، محاسبه شده است، (شکل ۳). با استفاده از این شکل می‌توان میانگین گرمایی هر یک از ۴ لایه‌ای CoO را خواند و در معادله فوق منظور کرد و برای دماهای مختلف میدان مبادله‌ای را محاسبه کرد. به منظور محاسبه H_E می‌توان H_E را به صورت زیر نوشت

$$H_E = \frac{J S_F S_{AF}}{M_s t_F} \quad (46)$$

در این رابطه، J چگالی انرژی سطحی فصل مشترک و t_F



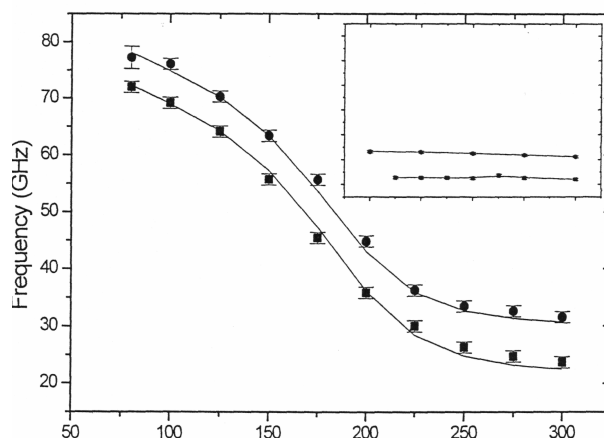
شکل ۵. منحنیهای فوق فرکانس امواج اسپین را بر حسب دما به ازای مقادیر مختلف ناهمسانگردی تک جهتی نشان می‌دهد. در این حالت ناهمسانگردی تک جهتی از رابطه $H_E = H_{E0} \cdot (1 - T/T_N)$ به دست می‌آید. در صفر مطلق H_E برابر با 10000 Oe ، 6000 Oe ، 10000 Oe ، 20000 Oe و 30000 Oe است.



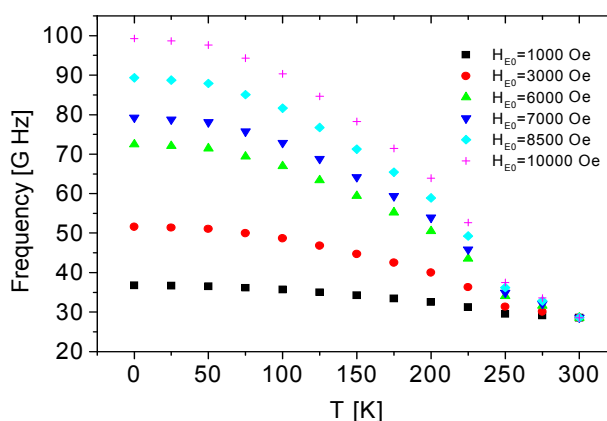
شکل ۷. منحنیهای فوق فرکانس امواج اسپین را بر حسب دما به ازای مقدار ناهمسانگردی تک جهتی در صفر مطلق، $H_{E0} = 7500 \text{ Oe}$ در جهت محور سخت، $[0, 1]$ ، و محور آسان $[1, 0]$ رسم شده است. نتایج توافق خوبی با داده‌های تجربی دارند.

تجربی ندارند، در نتیجه رابطه فوق چندان مناسب به نظر نمی‌رسد.

در شکل ۶ هنگامی که میدان مبادله‌ای از رابطه (۴۶) به دست می‌آید، فرکانس امواج اسپین محاسبه شده است و بر حسب دما رسم شده است. این منحنیها به ازای مقادیر مختلف میدان مبادله‌ای، $(1000 \text{ Oe}$ ، 6000 Oe ، 10000 Oe ، 20000 Oe ، 30000 Oe)، رسم شده‌اند. میانگین دمایی اسپینهای لایه CoO از میانگین گیری چهار منحنی شکل ۴ که



شکل ۴. در این شکل فرکانس امواج اسپین بر حسب دما برای راستای آسان و سخت لایه مغناطیسی Co در دو لایه‌ای Co/CoO که اندازه‌گیری شده، نشان داده شده، نمودار داخلی مربوط به فرکانس لایه Co منفرد است. می‌توان نتیجه گرفت که تغییر فرکانس در Co دو لایه‌ای مربوط به جفت‌شدگی فرد/پاد فرد است. نتایج برگرفته از مرجع [۱۶] است.



شکل ۶. منحنیهای فوق فرکانس امواج اسپین را بر حسب دما به ازای مقادیر مختلف ناهمسانگردی تک جهتی نشان می‌دهد. در این حالت ناهمسانگردی تک جهتی از رابطه $H_E = H_{E0} \cdot S_{FS} \cdot S_{AF}$ به دست می‌آید. در صفر مطلق H_E برابر با 10000 Oe ، 8500 Oe ، 7000 Oe ، 6000 Oe ، 3000 Oe و 1000 Oe است.

به ازای مقادیر مختلف میدان مبادله‌ای فرکانس امواج اسپین برای این نمونه خاص محاسبه شده است. فرکانس امواج اسپین محاسبه شده هنگامی که میدان مبادله‌ای از رابطه $H_E = H_{E0} \cdot (1 - T/T_N)$ به دست می‌آید، بر حسب دما به صورت منحنی رسم شده است، (شکل ۵). همان‌طور که ملاحظه می‌شود با افزایش میدان مبادله‌ای فرکانس امواج افزایش می‌یابد ولی منحنیهای حاصل مشابهت چندانی با نتایج

۶. نتیجه نهایی

فرکانس امواج اسپین در لایه فرومغناطیس در دو لایه‌ای فرو/پادفرومغناطیس محاسبه گردیده است. با این فرض که ضخامت لایه فرومغناطیس کم و اثرات لایه پادفرومغناطیس روی لایه فرومغناطیس به عنوان یک میدان مغناطیسی، در میدان مؤثر منظور گردیده است. با استفاده از معادله لانده-لیفشیتز و خطی کردن معادلات حرکت با اعمال شرایط مرزی، فرکانس امواج اسپین محاسبه شده است. فرکانس امواج به صورت تابعی از دما برای میدان مبادله‌ای برای Co/CoO محاسبه گردیده، در حالتی که میدان تک جهتی از مرجع [۱۷] استفاده شود، نتایج به دست آمده برای Co/CoO با داده‌های تجربی همخوانی خوبی دارد.

مربوط به چهار لایه اتمی CoO است به دست آمده است. شکل ۶ نشان می‌دهد که با افزایش میدان مبادله‌ای، فرکانس لایه Co افزایش می‌یابد. این نتایج خیلی به نتایج تجربی نسبت به شکل ۵ نزدیکتر است. می‌توان نتیجه گرفت که رابطه (۴۶) برای محاسبه میدان مبادله‌ای مناسبتر است. این محاسبات برای $H_E = 7500 \text{ Oe}$ با توجه به اینکه اسپین در CoO برابر با ۲ و در Co برابر با ۱ است. برای راستای آسان و سخت Co محاسبه گردیده و نتایج در شکل ۷ رسم شده است. این نتایج توافق بسیار بهتری نسبت به مقاله [۱۸] با نتایج تجربی دارند. می‌توان نتیجه گرفت که این مدل کارایی بهتری از مدل فوق‌الذکر دارد.

مراجع

- W H Meiklejohn and C P Bean, *Phys. Rev.* **102** (1956) 1413; *Phys. Rev.* **105** (1957) 904.
- J Nogues, I K Schuller, *J Magn. Magn. Mater.*, **192**(1999)203-232.
- H Moradi, *Recent research Development in Physics*, **3**, part II, 3(2002) 467-486 ISBN: 81-7895-046-4.
- A E Berkowitz and K Tanako, *J. Magn. Magn. Mater.*, **200**(1999)552-570.
- R Stamps, *J. Appl. Phys.* **33** (2000)R247-R268.
- W S Lew, et al., *J. Appl. Phys.*, **89** (2001) 7654.
- P Miltenyi, M Gruyters, G Guntherodt, J Nogues and Ivan K Schuller, *Phys. Rew B*, **59** (1999-I) 3333.
- C Mathieu, et al., *J. Appl. Phys.*, **83** (1999) 2863.
- B Aktas, Y Oner and H Z Durusoy, *J. Magn. Magn. Mater.*, **119**(1993)339.
- M M P Janssen, *J. Appl. Phys.*, **41**(1970) 399.
- A P Malozemoff, *Phys. Rew. B* **35** (1987) 3679.
- A P Malozemoff, *J. Appl. Phys.* **63** (1988) 3874.
- N C Koon, *Phys Rew. Lett.* **78**(1997) 4865.
- T C Schulthess and W H Butler, *J. Appl. Phys.*, **85** (1999) 5510.
- M Kiwi, *J Magn. Magn. Mater.* **234**(2001)584-595.
- A Ercole, et al., *Phys. Rew. B* **62** (2000) 6429.
- R L Stamps, R E Camley and R J Hicken, *Phys. Rew. B* **54** (1996) 4159.
- H Moradi and G A Gehring, *J. Magn. Magn. Mater.*, **256**(2003)3-12.
- H Moradi, *J. Magn. Magn. Mater.*, **278**(2004)317-322.
- M G Cottam and D J Lockwood, *Light Scattering in Magnetic Solids* (1986 Toronto: Wiley).
- M G Cottam Slavin *Spin Waves and Nonlinear Excitations in Magnetic thin films and super lattices* (Singapore, World Scientific A (ed) 1993)
- P Grunberg, *Light Scattering in Solids (Berlin: Springer 1984)*, Patton C.E., *Phys. Rep* **103** (1989) 251.
- B Hillebrands and G Guntherodi, *Ulathrin Magnetic Structure II*, (Berlin: Springer 1994)
- J A C Bland, A D Jonson, H J Lauter, R D Bateson, S J Blundell, C Shackleton and J Penfold, *J. Magn. Magn. Mater* **93** (1991) 513.
- M G Cottam and M F Collins, *Magnetic Critical Scattering* (Oxford, Oxford University Press 1989).
- R E Camley and R L Stamps, *J. Phys. Condens. Matter* **5** (1993) 3727-3786.
- D Craik *Magnetism, Principles and Applications*, (John Wily & Sons 1995).
- G Gubbiotti, G Carlotti and B Hillebrands, *J. Phys. Condens. Matter* **10** (1998) 2171-2180.
- G T Rado and J R Weertman, *J. Phys. Chem. Solids* **11** (1959) 315.
- B Heinrich, Z Celiniski, J F Cochran, A S Arrott and K Myrtek, *Phys. Rew. B* **44** (1990) 530.
- Valter Strom, B J Jonsson and K V Rao, *J. Appl. Phys.* **81**, 8 (1997) 5004.
- B H Miller and E Dan Dahlberg, *Appl. Phys. Lett.*, **69** (1996) 3932.