

asle.sudbo@ntnu.no :

$$\left( \begin{array}{c} \pi - \phi \\ \phi \end{array} \right)$$

$\pi - \phi$

ابرسانا - فرومغناطیس - ابررسانا به طور نظری پیشگویی شد [۳] و بعد چنین پدیده‌ای در آزمایشگاه مشاهده شد [۴]. در نزدیکی چنین نقطه گذاری انرژی حالت پایه پیوندگاه دو کمینه بر حسب  $\phi$  در  $\phi = 0$  و  $\phi = \pi$  دارد.

در این مقاله ویژگی‌های انتقالی پیوندگاه جوزفسون پخشی ابررسانا - فرومغناطیس - ابررسانا را با دو نوع فرومغناطیس ناهمگن و به همراه فصل مشترک‌های فعال اسپینی به طور عددی بررسی می‌کنیم. یافته‌های ما نشان می‌دهند که تنها برای مورد فرومغناطیس ناهمگن جریان اسپینی وجود دارد که این جریان اسپینی پرش ناپیوسته‌ای در گذار  $\pi - \phi$  جریان بحرانی بار از خود نشان می‌دهد. این تغییرات را برای دو نوع فرومغناطیس ناهمگن: ساختار حوزهای و ساختار مخروطی بررسی می‌کنیم. همچنین نشان می‌دهیم که برای مقادیر ویژه‌ای از  $d_F$  جریان بار بحرانی

به دلیل پدیده‌های جالبی که ساختارهای ابررسانا - فرومغناطیس از خود نشان می‌دهند و همچنین کاربردهای بالقوه آنها در زمینه‌های اسپینترونیک [۱] و مکانیک کوانتومی، محاسبات کوانتومی آنها [۲] به گونه وسیعی مورد توجه قرار گرفته‌اند. وسیله‌های الکترونیکی معمولی بر اساس شارش الکترون‌ها در مدارها طراحی می‌شوند در حالی که وسیله‌های اسپینترونیکی بر اساس جهت و تعداد اسپین‌های عبوری طراحی می‌شوند. در اکثر وسایل اسپینترونیکی، مثل پیوندهای تونلی مغناطیسی، جریان قطبیده اسپینی موقعی رخ می‌دهد که ناتوانی‌ای بین حاملین اسپین بالا و اسپین پایین به وجود بیاید. این ناتوانی با به کارگیری ماده فرومغناطیسی یا اعمال میدان مغناطیسی می‌تواند تولید شود. امکان وجود حالت  $\pi$  در دستگاه‌های

شرایط مرزی و متغیرهای واقعی در مرزهای ابرسانا- فرومغناطیس استفاده می‌کنیم. شرایط مرزی در  $x = \frac{d_F}{2}$  و

$$x = -\frac{d_F}{2} \text{ به صورت زیر در نظر گرفته شده‌اند:}$$

$$\nabla \xi d_F \hat{g} \partial \hat{g} = [\hat{g}_{BCS}(\phi), \hat{g}] + i(G_S / G_T) \times [diag(\tau_p, \tau_p), \hat{g}], \quad (2)$$

در اینجا  $\partial \equiv \partial / \partial x$  و نسبت مقاومت بین ناحیه سد و مقاومت

ناحیه فرومغناطیس را به صورت  $\xi = \frac{R_B}{R_F}$  تعریف می‌کنیم.

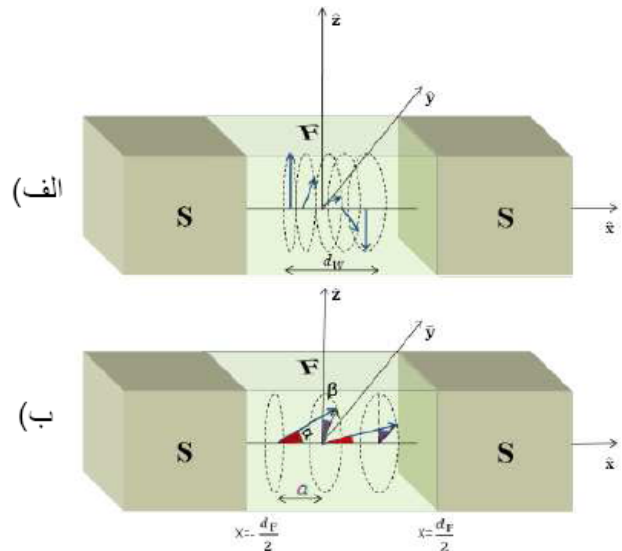
رسانش سد به وسیله  $G_S$  داده می‌شود، در حالی که  $G_T$  انتقال فاز فصل مشترکی وابسته اسپینی را نشان می‌دهد که در طرف فرومغناطیس رخ می‌دهد. در محاسبات خود از مقادیر نزدیک به مقادیر واقعی یعنی مقادیر میکروسکوپیکی برای  $G_S$  و  $G_T$  استفاده می‌کنیم و همچنین از یکاهای  $\hbar = k_B = 1$  نیز بهره گرفته‌ایم.

برای ساختار حوزه‌ای فرض می‌کنیم که پس‌زمینه مغناطیسی در مرکز لایه فرومغناطیس قرار داشته باشد، در این صورت برای ساختار بلاخ خواهیم داشت:  $\vec{h} = h(\cos \theta \hat{y} + \sin \theta \hat{z})$  که ساختار آن در شکل ۱ نشان داده شده‌است. به همین ترتیب برای ساختار نیبل خواهیم داشت،  $\vec{h} = h(\cos \theta \hat{x} + \sin \theta \hat{z})$  که در اینجا  $\theta = -2 \arctan(x / d_W)$  و پهنای دیواره دامنه‌ای می‌باشد [۷]. برای مورد مخروطی، می‌توان ساختار شکل ۱ را توسط فرمول  $\vec{h} = h(\cos \alpha \hat{x} + \sin \alpha [\sin(\beta x / a) \hat{y} + \cos(\beta x / a) \hat{z}])$  توصیف کرد، که  $\alpha$  زاویه رأس،  $\beta$  زاویه چرخش گشتاور مغناطیسی و  $a$  فاصله بین لایه‌های اتمی را نشان می‌دهد [۸]. برای تعیین ویژگی‌های انتقالی ساختار هیبریدی معرفی شده در بالا چگالی‌های بهنجار جریان بار و اسپین را به ترتیب به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$\frac{I_c}{I_{c,0}} = \left| \int_0^\infty d\tilde{\epsilon} Tr \{ \hat{\rho}_p(\tilde{g} \frac{\partial \tilde{g}}{\partial \tilde{x}}) K \} \right|, \quad (3)$$

$$\frac{I_s^j}{I_{s,0}^j} = \int_0^\infty d\tilde{\epsilon} Tr \{ \hat{\rho}_p \hat{v}_j ((\tilde{g} \frac{\partial \tilde{g}}{\partial \tilde{x}}) K) \}, \quad (4)$$

$$v_j = \begin{pmatrix} \tau_j & 0 \\ 0 & \tau_j \end{pmatrix}.$$



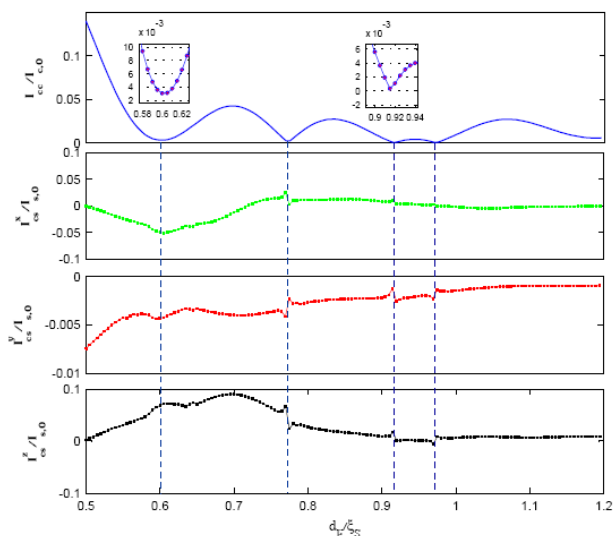
شکل ۱. الف) پیوندگاه ابرسانا - فرومغناطیس - ابرسانا برای فرومغناطیسی با ساختار حوزه‌ای بلاخ و ب) ساختار مخروطی. بردار آبی‌رنگ نشان‌دهنده گشتاور مغناطیسی لایه فرومغناطیس است.

صفر می‌شود، در حالی که جریان اسپین ناصفر است، در نتیجه تنها یک جریان اسپینی خالص از دستگاه عبور خواهد کرد.

برای بررسی رفتار پیوند جوزفسون فرومغناطیسی پخشی ابرسانا - فرومغناطیس - ابرسانا از حل عددی کامل معادلات شبه کلاسیکی ابرسانایی در حد کثیف [۵] استفاده می‌کنیم، که دسترسی به محدوده اثر مجاورت کامل را برای ما فراهم می‌کند. همچنین انتقال‌های فاز وابسته اسپینی را در فصل مشترک‌ها به صورت میکروسکوپیکی در محاسبات خود در نظر می‌گیریم. به منظور پایداری بیشتر در محاسبات عددی، از پارامتری کردن ریکاتی برای پارامتری کردن تابع گرین استفاده می‌کنیم. در حد پخشی معادله تابع گرین به صورت زیر خواهد بود:

$$D \partial (\hat{g} \partial \hat{g}) + i [E \hat{\rho}_p + diag[h, \sigma, (h \cdot \sigma)^T], \hat{g}] = 0, \quad (1)$$

که در اینجا  $D$  ضریب ثابت پخشی فرومغناطیس،  $h$  گشتاور مغناطیسی لایه فرومغناطیس،  $\sigma$  و  $\hat{\rho}_p$  به ترتیب ماتریس‌های  $2 \times 2$  و  $4 \times 4$  پائولی هستند. در این مقاله نمادنگاری ما از نمادنگاری مرجع [۶] پیروی می‌کند. ما در محاسبات خود از

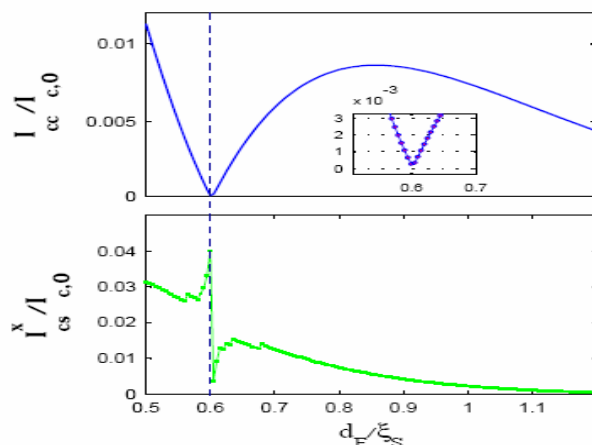


شکل ۳. تغییرات جریان بهنجارشده بحرانی بار و جریان اسپینی قطبش‌های  $\hat{x}$  و  $\hat{y}$  و  $\hat{z}$  مربوط به آن بر حسب افزایش طول بهنجار-شده لایه فرومغناطیس با ساختار مخروطی. هر سه مولفه قطبش اسپینی در تمام محدوده  $d_F$  بزرگی قابل ملاحظه‌ای دارند.

بار و جریان اسپین بهنجارشده وابسته به آن بر حسب تغییرات طول فرومغناطیس ناهمگن با ساختار حوزه‌ای را نشان می‌دهد برای بررسی ساختار حوزه‌ای نیل، تنها لازم است که مولفه  $\hat{z}$  با مولفه  $\hat{z}$  در فرومغناطیس جابجا شود. همان‌گونه که از شکل ۲ دیده می‌شود، برای این گونه از فرومغناطیس‌های ناهمگن تنها یک مولفه قطبش جریان اسپینی (مولفه  $\hat{x}$ ) از دستگاه عبور می‌کند.

چنانچه دیده می‌شود، مولفه  $\hat{x}$  قطبش اسپینی در نقطه گذار  $\pi-0$  جریان بحرانی بار بر حسب پهنای لایه فرومغناطیس، تغییرات سریع و ناگهانی‌ای از خود نشان می‌دهد.

در آخر مورد فرومغناطیس ناهمگن با ساختار مخروطی را بررسی می‌کنیم. برای سادگی فرض می‌کنیم که در مرزها، انتقال فاز وابسته اسپینی، برابر صفر باشد. فاصله بین صفحات اتمی را  $a = 0.02d_F$ ،  $\alpha = 4\pi/9$  و زاویه چرخش  $\beta = \pi/6$  بر لایه بین اتمی در نظر می‌گیریم. این مقادیر، بر اساس مقادیر واقعی مربوط به  $Ho$  انتخاب شده‌اند. نتایج بررسی‌های ما برای چگونگی وابستگی جریان بحرانی بار و جریان اسپینی مربوطه، به پهنای لایه فرومغناطیسی در شکل ۳ نشان داده شده‌اند. جنبه جدیدی که برای جریان بحرانی بار دیده می‌شود، نوسانات سریع  $\pi-0$  آن نسبت



شکل ۲. تغییرات جریان بهنجارشده بحرانی بار و جریان اسپینی قطبش  $\hat{x}$  مربوط به آن بر حسب افزایش طول بهنجارشده لایه فرومغناطیس با ساختار حوزه‌ای بلاخ.

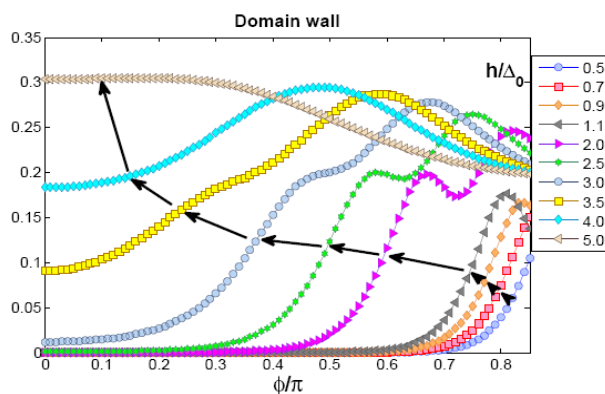
که  $\hat{z}$  و  $\hat{\rho}_z$  به ترتیب ماتریس‌های  $2 \times 2$  و  $4 \times 4$  پائولی هستند و تعریف می‌کنیم،  $\tilde{\epsilon} = E/\Delta_0$  و  $\tilde{x} = x/d_F$ .  $I_S^j$  مولفه  $j$  جریان اسپینی را نشان می‌دهد که  $j \in \{\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}\}$  می‌باشد.  $I_{S,0} = \frac{\hbar I_{C,0}}{2e}$  و  $I_{C,0} = \frac{N_0 e D \Delta_0}{\lambda d_F}$  ثابت‌هایی هستند که جریان‌های بار و اسپین، نسبت به آنها بهنجار شده‌اند.

در این مقاله چگونگی وابسته بودن جریان بحرانی بار و جریان اسپین وابسته به آن را بر حسب تغییر طول لایه فرومغناطیس  $d_F$  برای فرومغناطیس ناهمگن و همچنین چگونگی وابسته بودن گرمای ویژه الکترونی پیوندگاه به اختلاف فاز پایانه‌های ابرسانا را بررسی می‌کنیم. دما و میدان تبدلی را در  $T = 0/2T_C$  و  $h/\Delta_0 = 15 \text{ meV}$ ، در سرتاسر محاسبات ثابت فرض می‌کنیم و از مقادیر میکروسکوپیکی برای انتقال فاز وابسته اسپینی در مرزها استفاده می‌کنیم. یافته‌های ما نشان می‌دهند که برای تمام شدت‌های میدان تبدلی و انتقال فاز وابسته اسپینی، در مورد فرومغناطیس یکنواخت، جریان اسپینی وجود ندارد. برای مورد فرومغناطیس ناهمگن با ساختار حوزه‌ای فرض می‌کنیم که طول این ساختار حوزه‌ای  $d_W/d_F = 0.5$  برابر  $d_W/d_F = 0.5$  و در مرکز لایه فرومغناطیس  $x=0$  باشد. شکل ۲ تغییرات جریان بحرانی

افزایش اختلاف فاز بین دو ابررسانا به صورت یکنوا کاهش پیدا می‌کند. منشأ این افزایش بسیار زیاد را می‌توان به گونه‌ای روشن با استفاده از چگالی حالت‌های توضیح داد.

در پایان، ما در این مقاله، انتقال بار و انتقال اسپین را در پیوندگاه‌های نانومقیاس جوزفسون ابررسانا - فرومغناطیس - ابررسانا با دو فرومغناطیس ناهمگن، به گونه‌ای ویژه ساختار حوزه‌ای (بلاخ و نیبل) و ساختار مخروطی، همراه با انتقال فاز وابسته اسپینی در مرزها را مورد بررسی قرار دادیم. یافته‌ها نشان می‌دهند که جریان اسپینی تنها در مورد فرومغناطیس ناهمگن از دستگاه ابررسانا - فرومغناطیس - ابررسانا با ابررساناهای یکتایی عبور خواهد کرد. در مورد فرومغناطیس با ساختار حوزه‌ای یافته‌های ما نشان می‌دهند که تنها یک مولفه از قطبش اسپینی از دستگاه عبور خواهد کرد در حالی که برای فرومغناطیس با ساختار مخروطی هر سه مولفه قطبش اسپینی از دستگاه عبور خواهند کرد و همچنین نشان دادیم که ظرفیت گرمای ویژه آن با تغییر اختلاف فاز بین دو ابررسانا می‌تواند افزایش بسیار زیادی از خود نشان دهد.

از آ. بی. اسپرستاد، ژاکوب لیندر و تاکه‌هیتو یوکویاما برای گفتگوهای مفید در رابطه با این مقاله سپاسگزاریم.



شکل ۴. ظرفیت گرمای ویژه الکترونی بهنجار شده بر حسب اختلاف فاز بین دو ابررسانای یکتایی در پیوندگاه جوزفسون ابررسانا - فرومغناطیس - ابررسانا در حد پخشی برای لایه فرومغناطیسی با ساختار حوزه‌ای بلاخ، بردارها، افزایش میدان تبدلی را دنبال می‌کنند.

به افزایش طول لایه فرومغناطیس است. یافته‌های ما برای این دو نوع لایه ناهمگن فرومغناطیس نشان می‌دهد که چگونگی وابسته بودن جریان بحرانی بار به طول لایه فرومغناطیس، بگونه‌ای شدید به ساختار فرومغناطیس ناهمگن بستگی دارد. همان‌گونه که از شکل ۳ می‌تواند دیده شود، نمودار جریان بار بحرانی دارای پنج کمینه می‌باشد که تنها سه‌تای آنها نقطه گذار  $\pi=0$  هستند.

شکل ۴ افزایش بسیار زیاد ظرفیت گرمای ویژه الکترونی بهنجار شده را با تغییر اختلاف فاز بین دو ابررسانا از  $\pi$  تا نزدیکی  $\pi$ ، برای یک پیوندگاه جوزفسون پخشی ابررسانا - فرومغناطیس - ابررسانا نمایش می‌دهد. از شکل ۴ دیده می‌شود که ظرفیت گرمایی، برای میدان‌های تبدلی تا  $h/\Delta_0 \approx 3/0$  افزایش بسیار زیادی را از خود نشان می‌دهد و برای مقادیر بزرگتر میدان تبدلی، ظرفیت گرمایی با

4. V V Ryazanov, V A Oboznov, A Yu Rusanov, A V Veretennikov, A A Golubov, and J Aarts, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 2427.
5. K Usadel, *Phys. Rev. Lett.* **25** (1970) 507.
6. J Linder, T Yokoyama, and A Sudbø, *Phys. Rev. B* **79** (2009) 054523.
7. Alexander Konstandin, Juha Kopu, and Matthias Eschrig, *Phys. Rev. B* **72** (2005) 140501.
8. I Sosnin, H Cho, V T Petrashov, and A F Volkov, *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 157002.

1. S A Wolf, D D Awschalom, R A Buhrman, J M Daughton, S von Molnar, M L Roukes, A Y Chtchelkanova, D M Treger, "Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future", *Science* **294** (2001) 1488.
2. I Zutic, J Fabian, and S D Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76** (2004) 323.
3. A I Buzdin, L N Bulaevskii, and S V Panyukov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **35** (1982) 147. *JETP Lett.* **35** (1982) 178.