

mortaza.salehi@phys.ui.ac.ir :

BCS

-

DBdG

S

نقاط دیراک خوانده می‌شود، با یکدیگر در تماس هستند. ساختار الکترونی گرافین توسط هامیلتونی دیراک ذرات بدون جرم توصیف می‌شود [۳].

ترابرد بار و مطالعه اثرات آن برای یک تک اتصال بین گرافین ابررسانا و گرافین نرمال [۴] و مابین یک اتصال گرافین ابررسانا و گرافین فرومغناطیس [۵] انجام شده است.

در این تحقیق ما قصد داریم ترابرد الکترونی همدوس را در یک ساختار دو اتصالی از گرافین با اندازه محدود و در چارچوب نظریه BCS بررسی کنیم. اتصالات ما گرافینی است و ما خود را به حد ابررسانای تمیز s-wave و همسانگرد محدود می‌کنیم و برای سادگی از خودسازگاری پتانسیل زوج ابررسانا و اثرات تراکم غیرتعادلی اسپین و بار در فصل مشترک صرف نظر می‌کنیم. هنگامی که الکترون‌ها به طور همزمان دو فصل مشترک را مشاهده کنند، ویژگی مشخصه همدوسی در دو

در سال‌های گذشته تلاش‌های زیادی برای توسعه دستگاه‌های الکترونیکی بر پایه حامل‌های اسپین قطبیده انجام شده است. چنین دستگاه‌هایی را می‌توان با استفاده از ساختارهای یکسو کننده جریان شامل لایه‌های فرومغناطیس و غیرفرومغناطیس نظیر ابررسانا ساخت [۱]. جریان اسپین قطبیده ناشی از اختلاف تراکم حامل‌ها در زیرنوارهای اسپینی است. گرافین، یک تک لایه از اتم‌های کربن است که در آرایش شش گوشه لانه زنبوری قرار گرفته است و اتم‌های کربن در دو زیرشبکه (A و B) از این شبکه شش گوشه قرار گرفته‌اند [۲]. گرافین یک نیم رسانای بدون گاف است و دارای رابطه پاشندگی خطی و مستقل از انرژی در حد برانگیختگی‌های کوچک است که منجر به نوارهای رسانش و ظرفیت مخروطی شکلی می‌شود و این نوارها در گوشه‌های شش گوشه منطقه اول بریلوئن که

$$H = \begin{pmatrix} H_+ & 0 \\ 0 & H_- \end{pmatrix}, \quad (1)$$

که $H_{\pm} = -i\hbar v_F (\sigma_x \partial_x \pm \sigma_y \partial_y) - U(\vec{r}) - E_F$ همایلتونی دیراک شبه ذرات بدون جرم است که در آن σ_x و σ_y ماتریس های 2×2 پائولی هستند و $U(x) = U_0 \theta(x) \theta(d-x)$ پتانسیل الکترواستاتیکی است که به طور جداگانه می تواند در مناطق فرومغناطیس و ابررسانا به وسیله یک ولتاژ خارجی یا آلابیدگی ایجاد شود، و بر روی اسپینورهای چهار بعدی زیرشبه گرافین هستند و $(\psi_{A+}, \psi_{B+}, \psi_{A-}, \psi_{B-})$ که زیرنوشت A و B مربوط به دو در ساختار نواری گرافین است، عمل می کنند. در غیاب فرومغناطیسی همایلتونی دیراک با عملگر وارونی زمانی جابه جا می شود [۴].

$$TH_{\pm}(h)T^{-1} = H_{\pm}(-h), \quad (2)$$

که h پتانسیل تبدالی ناشی از فرومغناطیسی است و T عملگر وارونی زمانی به صورت زیر تعریف می شود:

$$T = -(\sigma_y \otimes \sigma_y)C \quad (3)$$

که C عملگر مزدوج مختلط است. وارونی زمانی توابع موج در شکاف ها را به یکدیگر مرتبط می کند.

$$\psi_e = (\psi_{A+}, \psi_{B+}, \psi_{A-}, \psi_{B-}), \quad (4)$$

$$\psi_h = T\psi_e = (\psi_{A-}^*, \psi_{B-}^*, \psi_{A+}^*, \psi_{B+}^*). \quad (5)$$

برانگیختگی های الکترون و حفره توسط معادله شبه ذرات دیراک - بولگیوبوف - دژن (DBdG) توصیف می شود [۴]

$$\begin{pmatrix} H(h) & \Delta \\ \Delta^* & -H(-h) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_h \end{pmatrix} = \varepsilon \begin{pmatrix} \psi_e \\ \psi_h \end{pmatrix}, \quad (6)$$

Δ پارامتر زوج ابررسانایی است که شبه ذرات الکترون گونه ψ_e و حفره گونه ψ_h را به یکدیگر جفت می کند. بدون از دست دادن هیچ عمومیتی Δ را حقیقی و به صورت $\Delta = \Delta_0 \theta(x) \theta(d-x)$ در نظر می گیریم. که θ تابع پله ای هوی ساید است. h پتانسیل ناشی از میدان تبدالی است و به صورت $h = h_0(\theta(-x) + \theta(x-d))$ است.

در ناحیه ابررسانا که فرومغناطیسی حضور ندارد توابع ψ_e و ψ_h طبق (۴) و (۵) وارونی زمانی یکدیگر هستند. اما در ناحیه فرومغناطیس به دلیل حضور برهم کنش تبدالی وارونی

پارامتر آشکار می شود: ۱- ترابرد الکترونی در برانگیختگی های پایین تر از گاف و ۲- نوسانات رسانش دیفرانسیلی اسپینی و الکترونی در برانگیختگی های بالاتر از گاف.

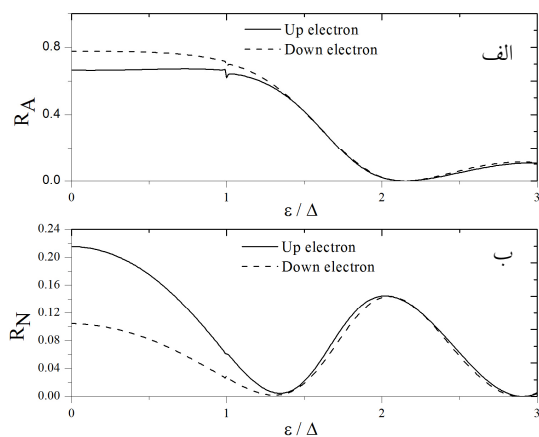
یکی از نتایج تداخل شبه ذرات صفر شدن دوره ای بازتاب آندریو در انرژی های موسوم به تشدید هندسی است که نشانه ای آشکار از وابستگی جریان های اسپینی و الکترونی به پهنای ناحیه ابررساناست و حضور یک جریان اسپین قطبیده است که ما در این تحقیق به بررسی این نتایج برای دو حالت لایه ابررسانایی ضخیم ($d \ll \xi$) و لایه ابررسانایی نازک ($d \sim \xi$) پرداختیم. که d پهنای ناحیه ابررسانا و ξ طول همدوسی ابررساناست. همچنین پیشنهادی برای ساخت یک دستگاه تولید کننده جریان قطبیده بر پایه گرافین ارائه دادیم که دارای کاربردهای بسیاری در صنعت اسپیترونیک است.

ساختاری که ما در نظر گرفتیم یک تک لایه از گرافین است و قصد داریم ساختار FSF گرافینی با جهت گیری موازی میدان تبدالی در فرومغناطیس ها را در آن ایجاد کنیم. با قرار دادن یک الکترو ابررسانا بر روی گرافین، با توجه به اثر مجاورت، می توان ابررسانایی را در گرافین القا کرد [۴]. برای ایجاد ناحیه فرومغناطیس نظریه های متفاوتی وجود دارد که می توان از آنها برای ایجاد ناحیه فرومغناطیس استفاده کرد [۶].

نکته ای که در اینجا باید به آن اشاره کنیم این است که به دلیل اینکه ساختار ناحیه ابررسانا و ناحیه فرومغناطیس هر دو گرافینی هستند در نتیجه در حد برانگیختگی های پایین و فصل مشترک تیز (پهنای فصل مشترک مابین ناحیه ابررسانا و یک ناحیه فرومغناطیس نسبت به طول موج فرمی خیلی کوچک باشد [۷]). آرمچیر بودن یا زیگزاگ بودن اتصال نقشی در رسانندگی نخواهد داشت. پهنای ناحیه ابررسانا را d و جهت گیری میدان تبدالی فرومغناطیس ها را موازی و مساوی در نظر گرفتیم. محور x را عمود بر فصل مشترک ها در نظر می گیریم.

همایلتونی تک ذره در گرافین همایلتونی دیراک دو بعدی

است [۸]



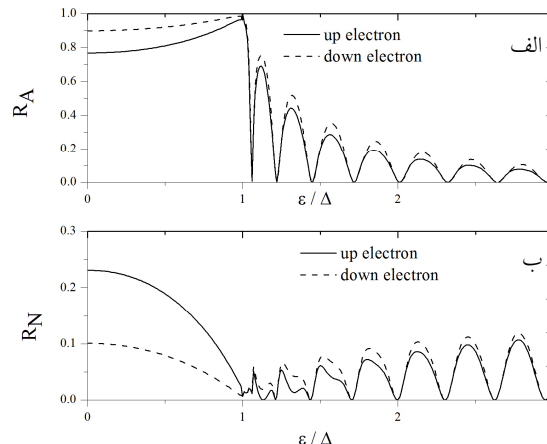
شکل ۲. الف) بازتاب آندریو (ب) بازتاب معمولی، برای الکترون فرودی با $\sigma = \uparrow$ و $\sigma = \downarrow$ این نمودارها برای $U_s = 100E_F$ ، $U_s = 100E_F$ ، $\Delta_s = 0.1E_F$ ، $h = 0.2E_F$ و $d = 3\xi$ رسم شده است.

بازتاب معمولی)، r_A (دامنه بازتاب آندریو [۴] که مربوط به تبدیل الکترون به حفره در فصل مشترک فلز و ابررسانا است. t_e دامنه ترابرد الکترون گونه و t_h دامنه ترابرد حفره گونه، را به دست می آوریم.

نمودارهای احتمال بازتاب معمولی $R_N = |r_N|^2$ ، احتمال بازتاب آندریو $R_A = |r_A|^2$ ، در شکل ۱ نمایش داده شده است. صفر شدن دوره‌ای بازتاب آندریو و نوسان بازتاب نرمال در انرژی‌های بالاتر گاف $\epsilon > \Delta$ نشانه‌ای آشکار از تداخل توابع موج شبه ذرات است. همه احتمال‌ها با تغییر d نیز نوسان می‌کنند. در انرژی‌های $\epsilon < \Delta$ بازتاب آندریو که به عنوان مکانیزم تبدیل جریان معمولی به ابرجریان شناخت می‌شود، حاکم است و این موضوع سبب می‌شود که بازتاب معمولی مقداری حداقلی داشته باشد.

در شکل ۲ دیده می‌شود که نوسانات حتی برای پهنای باریک نیز وجود دارد و نشان دهنده وجود همدوسی کوانتومی در توابع موج شبه ذرات است.

هنگامی که ولتاژ V به اتصال اعمال شود، جریان بار به ازای هر الکترون از رابطه زیر محاسبه می‌شود [۱۰]:



شکل ۱. الف) بازتاب آندریف (ب) بازتاب معمولی، برای الکترون فرودی با $\sigma = \uparrow$ و $\sigma = \downarrow$ این نمودارها برای $U_s = 100E_F$ ، $U_s = 100E_F$ ، $\Delta_s = 0.1E_F$ ، $h = 0.2E_F$ و $d = 10\xi$ رسم شده است.

زمان شکسته می‌شود. از طرفی چون $\Delta = 0$ است، ψ_h و ψ_e در معادلات جفت نشده زیر صدق می‌کنند [۹]:

$$H(h)\psi_e = \epsilon\psi_e, \quad (7)$$

$$H(-h)\psi_h = -\epsilon\psi_h.$$

با حل معادلات (۶) و (۷) توابع موج چهار مولفه‌ای در نواحی فرومغناطیس و ابررسانا به دست می‌آیند.

در حین فرآیند پراکندگی ذرات از فصل مشترک مولفه y بردارموج و انرژی برانگیختگی ϵ ثابت باقی می‌ماند. توابع موج در مرز بین ابررسانا و فرومغناطیس باید در شرط مرزی زیر صدق کنند:

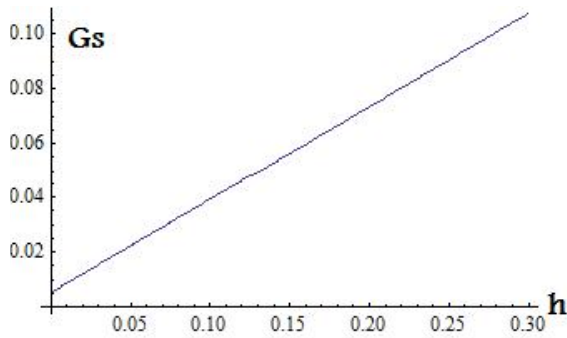
$$\text{در } x=0:$$

$$\psi_{e,\sigma}^{(+)} + r_N \psi_{e,\sigma}^{(-)} + r_A \psi_{h,\bar{\sigma}}^{(-)} = a_1 \psi_{S,e}^{(+)} + a_2 \psi_{S,h}^{(-)} + a_3 \psi_{S,e}^{(-)} + a_4 \psi_{S,h}^{(+)} \quad (8)$$

$$\text{در } x=d:$$

$$t_1 \psi_{e,\sigma}^{(+)} + t_2 \psi_{h,\bar{\sigma}}^{(-)} = a_1 \psi_{S,e}^{(+)} + a_2 \psi_{S,h}^{(-)} + a_3 \psi_{S,e}^{(-)} + a_4 \psi_{S,h}^{(+)} \quad (9)$$

که $\sigma = \uparrow (\downarrow)$ مربوط به جهت‌گیری اسپین (مخالف) موافق میدان و $\bar{\sigma} = \downarrow (\uparrow)$ جهت‌گیری مخالف σ است. پس از حل ۸ معادله بالا برای ۸ ضریب مجهول، ضرایب r_N (دامنه



شکل ۴. وابستگی رسانش اسپینی به انرژی تبادل در انرژی‌های برانگیختگی بزرگتر از گاف.

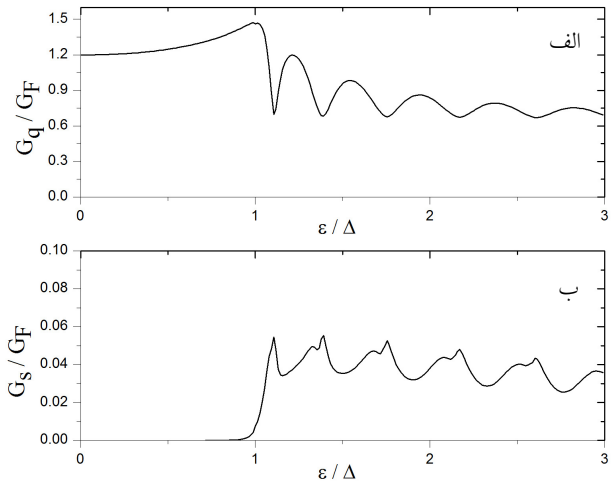
$G_s(\varepsilon)$ رسانش اسپینی در دردمای صفر از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$G_s(\varepsilon) = \sum_{\sigma} \rho_{\sigma} G_{\sigma} \int_0^{\phi_{\sigma}^c} d\theta_{\sigma} \cos(\theta_{\sigma}) (1 - |r_{N,\sigma}|^2 - |r_{A,\sigma}|^2) \quad (13)$$

که برای $\rho_{\sigma} = +1(-1)$ برای $\sigma = \uparrow(\downarrow)$ است. نمودارهای رسانش دیفرانسیلی الکترونی و اسپینی در شکل ۳ نمایش داده شده است. همان‌طور که از شکل بر می‌آید وجود نوسان در رسانش دیفرانسیلی الکترونی و اسپینی در انرژی‌های بالاتر از انرژی گاف نیز تأییدی است به اینکه خواص تراپردی در یک ساختار FSF از گرافین همدوس است.

یکی از نکات جالب که در این پژوهش ما به آن پرداختیم وابستگی جریان اسپینی به میدان تبادل و پهنای ناحیه ابرسانایی است.

با ثابت نگه داشتن پهنای ناحیه ابرسانا در محدوده $\xi \sim d$ ، جریان اسپینی هم برای ولتاژهای کمتر از گاف ابرسانا و هم برای ولتاژهای بالاتر از گاف وابستگی خطی به h پتانسیل تبادل، دارد. با تنظیم پهنای d و h و ولتاژ اعمالی می‌توان جریان اسپین قطبیده دلخواهی را بر پایه یک اتصال گرافینی از فرومغناطیس و ابرسانا ایجاد کرد از این خاصیت می‌توان برای طراحی دستگاه‌های تولید کننده جریان اسپین قطبیده که کاربردهای بسیاری در صنعت اسپینترونیک دارد استفاده کرد.



شکل ۳. الف) رسانش الکترونی ب) رسانش اسپینی، نوسان رسانش الکترونی و اسپینی در انرژی‌های بالاتر از گاف تأییدی است بر همدوسی تراپردی در ساختار FSF گرافین. این نمودارها برای $d = 10\xi$ و $h = 0.2E_F$ ، $\Delta_s = 0.1E_F$ ، $U_s = 100E_F$ است.

$$I_q(V) = \frac{1}{e} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon (f_0(\varepsilon - \frac{eV}{2}) - f_0(\varepsilon + \frac{eV}{2})) G_q(\varepsilon) \quad (10)$$

که $G_q(\varepsilon)$ رسانش دیفرانسیلی در دمای صفر است که به صورت زیر محاسبه می‌شود [۴]:

$$G_q(\varepsilon) = \sum_{\sigma} G_{\sigma} \int_0^{\phi_{\sigma}^c} d\theta_{\sigma} \cos(\theta_{\sigma}) (1 - |r_{N,\sigma}|^2 + |r_{A,\sigma}|^2), \quad (11)$$

که G_{σ} رسانندگی حالت نرمال است و به صورت $G_{\sigma} = (2e^2/h) N_{\sigma}(\varepsilon)$ تعریف می‌شود و $N_{\sigma}(\varepsilon) = (|\varepsilon + E_F + \sigma h|W) / \pi \hbar v_F$ نیز چگالی حالت‌هاست. عرض نوار گرافین است که برای ناحیه ابرسانا و فرومغناطیس یکسان فرض شده است. در رابطه (۹) حد بالایی انتگرال از شرط نامیرا شدن تابع موج حفره گونه به دست آمده است.

جریان اسپینی نیز به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۰]:

$$I_s(V) = \frac{1}{e} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon (f_0(\varepsilon - \frac{eV}{2}) - f_0(\varepsilon + \frac{eV}{2})) G_s(\varepsilon), \quad (12)$$

6. Y W Son, L Cohen and S G Louie, *Nature* **444** (2006) 347.
7. S Bhattacharjee and K Sengupta, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 217001.
8. J C Slonczewski and P R Weiss, *Phys. Rev.* **109** (1958) 272.
9. C W Beenakker, *Rev. Mod. Phys.* **80** (2008) 1337.
10. M Bozovic and Z Radovic, *Phys. Rev. B.* **66** (2002) 134524.
1. G A Prinz, *Phys. Today* **48** (1995) 58.
2. K S Novoselov, A K Geim, S V Morozov, D Jiang, Y Zhang, S V Dubonos, I V Grigorieva, A A Firsov, *Science* **306** (2004) 666.
3. A H Castro Neto, F Guinea, N M R Peres, K S Novoselov and A K Geim, *Rev. Mod. Phys.* **81** (2009) 109.
4. C W Beenakker, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 067007.
5. M Zareyan, H Mohammadpour and A G Moghaddam, *Phys. Rev. B* **78**(2008) 193406.