

مدل تحلیلی برای محاسبه تابع پذیرفتاری مغناطیسی در یک گاز الکترون آزاد قطبیده اسپینی

علی اصغر شکری

استاد گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، صندوق پستی ۳۶۹۷-۱۹۳۹۵، تهران

(تاریخ دریافت: ۱۳۹۳/۰۳/۲۰، تاریخ تصویب: ۱۳۹۳/۱۲/۲۰)

چکیده

در این مقاله، با استفاده از نظریه پاسخ خطی هارتری-فاخ، پذیرفتاری مغناطیسی یک گاز الکترونی آزاد قطبیده اسپینی که تحت یک میدان مغناطیسی استاتیکی قرار دارد به صورت تحلیلی بررسی می‌شود. با توجه به تقریب‌های مختلف برای شکل پتانسیل تبادلی، خودمان را محدود به یک مدل نواری دو اسپینی ساده‌ای برای گاز فرومغناطیسی می‌کنیم. در این مدل فرض می‌شود که نوارهای مربوط به الکترونها با اسپین بالا و پایین نسبت به یکدیگر به اندازه شکافتگی تبادلی جایجا شده‌اند. در پایان مقایسه‌ای بین نتایج مدل حاضر با نتایج موجود آمده است. نتایج عددی مان برای محاسبه مقاومت مغناطیسی بزرگ و جفت‌شدگی تبادلی بین لایه‌ای در چندلایه‌ای‌های مغناطیسی در ادوات اسپینترونیک می‌تواند مفید باشد.

واژگان کلیدی: نظریه پاسخ خطی هارتری-فاخ، پذیرفتاری مغناطیسی، گاز الکترونی آزاد قطبیده اسپینی، جفت‌شدگی تبادلی، مقاومت مغناطیسی، ادوات اسپینترونیک

Analytic model for Calculating Magnetic Susceptibility in a Polarized Electron Gas

Aliasghar Shokri*

Prof. of Physics, Payame noor University (PNU), P.O.B. 19395-3697 Tehran, Iran

Abstract

In this paper, we investigate analytically, the magnetic susceptibility of a spin-polarized electron gas (paramagnetic and ferromagnetic) under an external static field by Hartree-Fock response function approximation. While there are numbers of forms to express the exchange interactions, we find it convenient to limit ourselves within the Stoner rigid two spin-band model, i.e., spin up and down bands are split by an exchange constant. We calculate the magnetic response function for this system. Finally, we express the results of our model and describe them. The results are agreement with others. Our numerical results may be useful in determining giant magneto resistance (GMR) and interlayer exchange coupling in magnetic multilayers based on spintronics devices.

Keywords: Hartree-Fock response function, Magnetic susceptibility, spin-polarized electron gas, exchange interactions, Magneto resistance, spintronics devices.

*Email aashokri@tpnu.ac.ir

مقدمه

اثرات تجربی و نظری جالبدر ساختارهای با ابعاد کم (نانومتری) مانند ابرشبکه‌ها، لایه‌های مغناطیسی و غیرمغناطیسی در زمینه مغناطیسی انگیزه‌های فراوانی را برای طراحی ادوات الکترونیکی در بین محققین به وجود آورده است. کشف ادوات با خواص الکترونیکی وابسته به اسپین شاخه جدیدی را در فیزیک به نام اسپینترونیک^۱ [۱] برای تحقیق و کاربرد باز کرده است [۲]. در این شاخه هدف یافتن راههایی برای کنترل اسپین الکترون به خوبی بارش می‌باشد بنابراین، مطالعه خواص موضعی بار و اسپین به درک بهتری از فیزیک مربوطه برای طراحی ادوات الکترونیکی مبتنی بر اسپینترونیک کمک می‌کند. برای مثال، می‌توان به وجود ناخالصیهای الکتريکی و مغناطیسی در فلزات و نحوه پوشش آنها توسط محیط اطرافش اشاره کرد که از دیر باز مورد توجه دانشمندان بوده است. همچنین، اگر پوشش طوری باشد که ناخالصیهای مغناطیسی با یکدیگر برهمکنش بدهند اثرات جالب دیگری مانند رفتار نوسانی جفت‌شدگی تبادلی با فاصله دو ناخالصی به وجود می‌آید. فلز میزبان غیرمغناطیسی (مغناطیسی) مانند یک گاز الکترونی غیرقطبیده (قطبیده) اسپینی رفتار می‌کند. خواص بس ذره‌ای یک گاز الکترون می‌تواند برحسب توابع پاسخ استاتیکی‌اش مشخص شود [۳]، به طوری که چگالی‌های القایی به واسطه ناخالصی‌ها را به آشفته‌گی خارجی (میدانها) مربوط می‌سازد. مطالعه این مسأله می‌تواند در درک جفت‌شدگی تبادلی بین ناخالصیها و یا چند لایه‌های مغناطیسی جدا شده به وسیله یک لایه مغناطیسی و یا غیرمغناطیسی کمک کند [۴-۶]. در تمام این موارد دریافتند که جفت‌شدگی تبادلی بین لایه‌های فرومغناطیسی در دو طرف یک لایه جداکننده غیرمغناطیسی و مغناطیسی رفتار نوسانی بر حسب ضخامت لایه جداکننده دارد و بین حالت موازی و پادموازی لایه‌های فرومغناطیسی نوسان می‌کند. این موضوع می‌تواند به درک فیزیکی پدیده مقاومت مغناطیسی بزرگ^۲ در

¹spintronics²Giant magnetoresistance (GMR)

ساختارهای چند لایه‌ای‌های مغناطیسی و غیرمغناطیسی که از سال ۱۹۸۸ به شکل گسترده‌ای مورد توجه قرار گرفته‌اند منجر شود [۷]. همین مفاهیم را می‌توان در مورد اعمال میدان الکتریکی به سطح یک فلز فرومغناطیسی که باعث جمع شدن بارهای القایی و مغناطش سطحی می‌شود در نظر گرفت [۸]. در اینجا هم می‌توان اختلاف پتانسیلهای مربوط به بارهای القایی وابسته به اسپین را به عنوان ولتاژ جذب شده به وسیله ماده فرومغناطیسی و یا میدان الکتریکی وابسته به اسپین تعبیر کرد.

در این مقاله، برای بررسی خواص مذکور، مطالعه‌مان را بر روی پذیرفتاری مغناطیسی لایه جدا کننده یا محیط میزبان متمرکز می‌کنیم. برای این کار، تابع پاسخ مغناطیسی با استفاده از نظریه پاسخ خطی هارتری-فاخ برای یک گاز الکترونی قطبیده اسپینی که تحت یک میدان مغناطیسی استاتیکی قرار دارد به صورت تحلیلی محاسبه می‌شود. با توجه به تقریب‌های مختلف برای شکل پتانسیل تبادلی، خود را به یک مدل نواری دو اسپینی ساده محدود می‌کنیم. در این مدل فرض می‌شود که نوارهای مربوط به الکترونهای با اسپین بالا و پایین نسبت به یکدیگر به اندازه ثابت U جابجا شده‌اند که این مدل ساده‌ای برای گاز فرومغناطیسی می‌باشد. در پایان مقایسه‌ای بین نتایج مدل حاضر با نتایج موجود آمده است.

توصیف مدل و فرمولبندی آن

الف- محاسبه شکل عمومی تابع پاسخ خطی گاز الکترونی قطبیده اسپینی با استفاده از نظریه هارتری-فاک

الکترونهای رسانش نقش مهمی در تعیین ویژگیها و خواص یک جامد بلوری دارند. از جمله مشخصات این الکترونها، داشتن برهمکنش بلند برد در ماده بلوری می‌باشد که تاثیر تعیین کننده‌ای در رفتار آن دارد. الکترونهای مورد نظر، تشکیل گاز کوانتومی می‌دهند، به طوری که، به دلیل برهمکنش قوی آنها با خودشان، با یونهای فلزی، با ناخالصیها و غیره،

$$|\psi_{k\sigma}\rangle = a_{k\sigma}^\dagger |0\rangle \quad (۳)$$

که در آن $|0\rangle$ حالت پایه سیستم است. چون عناصر قطری مرتبه اول انرژی اختلالی صفر است مرتبه دوم آن که تغییرات انرژی حالت پایه سیستم نامیده می شود به صورت زیر حساب می شود

$$E^{(2)} = \Delta E = \sum_{\psi'} \frac{|\langle \psi' | H | \psi_k \rangle|^2}{E_k - E_{\psi'}} \quad (۴)$$

$$\langle \psi' | H | \psi_k \rangle = \left(\frac{g \mu_B H_{\text{ext}}}{4} \right) \sum \langle 0 | a_{k_1, \sigma_1} \begin{pmatrix} a_{k+q, \uparrow}^\dagger a_{k, \downarrow} \\ + a_{k+q, \downarrow}^\dagger a_{k, \uparrow} \\ + a_{k-q, \uparrow}^\dagger a_{k, \downarrow} \\ + a_{k-q, \downarrow}^\dagger a_{k, \uparrow} \end{pmatrix} a_{k_3, \sigma_3}^\dagger | 0 \rangle$$

با کمی محاسبه، انرژی اختلالی به صورت زیر در می آید:

$$\Delta E = \left(\frac{g \mu_B H_{\text{ext}}}{4} \right)^2 \sum_{k, \sigma} \frac{|\langle a_{k+q, -\sigma}^\dagger a_{k, \sigma} \rangle|}{\epsilon_{k, \sigma} - \epsilon_{k+q, -\sigma}} + (-q) \text{ جمله شامل}$$

$$\Delta E = \left(\frac{g \mu_B H_{\text{ext}}}{4} \right)^2 \sum_{k, \sigma} \left[\frac{f_{k, \sigma} (1 - f_{k+q, -\sigma})}{\epsilon_{k, \sigma} - \epsilon_{k+q, -\sigma}} + \frac{f_{k, \sigma} (1 - f_{k-q, -\sigma})}{\epsilon_{k, \sigma} - \epsilon_{k-q, -\sigma}} \right] \quad (۵)$$

چون جمع روی تمام بردار موجها و اسپین ها است با تغییر متغیر $\sigma \rightarrow -\sigma, \mathbf{k} \rightarrow \mathbf{k} + \mathbf{q}$ در عبارت دوم خواهیم داشت:

$$\Delta E = \left(\frac{g \mu_B H_{\text{ext}}}{4} \right)^2 \sum_{k, \sigma} \left(\frac{f_{k, \sigma} - f_{k+q, -\sigma}}{\epsilon_{k, \sigma} - \epsilon_{k+q, -\sigma}} \right) \quad (۶)$$

با استفاده از رابطه قبلی و همچنین نقطه نظرات کلاسیکی می توان تابع پاسخ را به صورت زیر تعریف کرد.

$$\chi(\mathbf{q}) = -\frac{1}{V} \frac{\partial^2 \Delta E}{\partial H_{\text{ext}}^2(\mathbf{q})} \chi(\mathbf{q}) = \frac{g^2 \mu_B^2}{2V} \sum_{k, \sigma} \left(\frac{f_{k, \sigma} - f_{k+q, -\sigma}}{\epsilon_{k+q, -\sigma} - \epsilon_{k, \sigma}} \right) \quad (۷)$$

این رابطه برای یک گاز الکترون آزاد سه بعدی غیر پلاریزه توسط لینهارد با انتگرال گیری قسمت زاویه ای و شعاعی محاسبه شده است که در دمای صفر به صورت زیر می شود:

$$\chi(q) = \chi(0) \left[\frac{1}{2} + \frac{k_F}{2q} \left(1 - \frac{q^2}{4k_F^2} \right) \text{Ln} \left| \frac{2k_F + q}{2k_F - q} \right| \right], \quad (۸)$$

بررسی دقیق مشخصات آن پیچیده می شود. بنابر این، برای سهولت، آن را با مدل های ساده تری تقریب می زنند. یکی از این مدل ها، مدل ژله ای می باشد که در آن به جای یونهای مثبت شبکه فلز، زمینه یکنواختی از بارهای مثبت در نظر می گیرند که اثر آن خشی کردن بار الکترونها است. از طرفی، به کمک توابع پاسخ می توان رفتار گاز الکترونی را مشخص کرد. از آنجایی که محاسبه توابع پاسخ خطی الکترونها برهمکنش دار به شکل دقیق غیرممکن است، از تقریبهای متفاوتی برای این منظور استفاده می کنند. یکی از این تقریبها، تقریب هارتری-فاخ^۳ است که در آن از برهمکنش کولنی بین الکترونها صرف نظر می شود.

در اینجا، تابع پاسخ اسپینی یک سیستم گاز الکترون آزاد قطبیده را به میدان خارجی استاتیک و هماهنگ به شکل $\cos(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r})$ محاسبه می کنیم. برهمکنش این میدانها با اسپین الکترونها \mathbf{s}_i به صورت

$$H = \sum_{i=1}^N g \mu_B \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} \cos(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_i), \quad (۱)$$

می باشد. اگر میدان خارجی در راستای محور کوانتش فرض شود (محور z)، معادله (۱) فقط در $\mathbf{q} = 0$ قطری است و در بقیه جاها غیرقطری می شود. بنابر این، برای جلوگیری از بعضی مشکلات تکنیکی، میدان خارجی را در راستای \mathbf{x} در نظر می گیریم. در این صورت، هامیلتونین مورد نظر در نمایش عملگرهای کوانتش دوم به صورت زیر

$$H = \left(\frac{g \mu_B H_{\text{ext}}}{4} \right) \sum_{\mathbf{k}} (a_{k+q, \uparrow}^\dagger a_{k, \downarrow} + a_{k+q, \downarrow}^\dagger a_{k, \uparrow} + a_{k-q, \uparrow}^\dagger a_{k, \downarrow} + a_{k-q, \downarrow}^\dagger a_{k, \uparrow}) \quad (۲)$$

در می آید که در آن $a_{\mathbf{k}\sigma}$ و $a_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger$ عملگرهای خلق و فنا هستند. اثر میدان خارجی را به صورت برهمکنش اختلالی در نظر گرفته و انرژی مربوط به آن را محاسبه می کنیم. ویژه حالت یک سیستم بدون برهمکنش غیراختلالی را به صورت زیر می نویسیم:

³Hartree-Fuck

و انتگرال تبدیلی J مشخص می‌شود. با کمی محاسبه، حل تحلیلی تابع پاسخ گاز الکترونی قطبیده بدست می‌آید

$$\chi(q) = \chi(0)F(q), \quad (12)$$

که $\chi(0)$ پذیرفتاری پارامغناطیسی پائولی و تابع $F(q)$ به صورت

$$F(q) = \frac{1}{2qk_F} \left\{ \left(\frac{k_{F\uparrow}^2 - y_+^2}{2} \right) \ln \left| \frac{k_{F\uparrow} + y_+}{k_{F\uparrow} - y_+} \right| + y_+ k_{F\uparrow} + \left(\frac{k_{F\downarrow}^2 - y_-^2}{2} \right) \ln \left| \frac{k_{F\downarrow} + y_-}{k_{F\downarrow} - y_-} \right| + y_- k_{F\downarrow} \right\} \quad (13)$$

تعریف می‌شود. همچنین پارامترهای y_{\pm} و k_F به ترتیب، به صورت

$$y_{\pm} = \frac{q^2 \pm 2U'}{2q}, \quad (14)$$

و

$$k_F = \left(\frac{k_{F\uparrow}^3 + k_{F\downarrow}^3}{2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (15)$$

تعیین می‌شوند. در رابطه (۱۲)، اگر $U = 0$ و

$k_{F\uparrow} = k_{F\downarrow}$ جایگزین شوند به رابطه (۸) برای گاز غیرقطبیده تبدیل می‌گردد.

نتایج محاسبات عددی

در مورد معادله (۱۳) چند نکته وجود دارد:

(الف) دیده می‌شود که تابع پاسخ گاز قطبیده مغناطیسی در سه نقطه زیر تکینگی دارد:

$$q = k_{F\uparrow} \pm (k_{F\uparrow}^2 - 2U)^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

$$q = k_{F\downarrow} + (k_{F\downarrow}^2 + 2U)^{\frac{1}{2}}$$

که در آن $U' \geq 0$.

که در آن $\chi(0) = \frac{3g^g \mu_B^2}{8E_F} \left(\frac{N}{V} \right)$ پذیرفتاری پارامغناطیسی پائولی^۴ و N تعداد الکترونها کل در حجم V می‌باشد. در معادله (۸)، تابع لگاریتم در $q = 2k_F$ تکینگی دارد که به این نقطه فرکانس قطع^۵ می‌گویند.

(ب) - پذیرفتاری مغناطیسی یک گاز الکترونی قطبیده اسپینی

در ادامه، معادله (۷) را در دمای صفر برای یک گاز الکترونی قطبیده (گاز فرومغناطیسی) محاسبه می‌کنیم. برای این منظور، فرض می‌شود که نوارهای مربوط به الکترونها با اسپین بالا و پایین نسبت به یکدیگر به اندازه ثابت U جابجا شده‌اند

$$\epsilon_{\mathbf{k},\sigma}^{\circ} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + \sigma U; \quad (\sigma = \pm 1). \quad (9)$$

که در آن U شکافتگی ترازهای انرژی الکترونها با اسپینهای مخالف می‌باشد. در این صورت با تبدیل انتگرالی معادله (۷) در فضای سه بعدی خواهیم داشت

$$(10)$$

$$\chi(q) = \frac{g^2 \mu_B^2 V}{2V (2\pi)^3 \hbar^2 / 2m^*} \frac{1}{\sum_{\sigma} \left[\int d^3k \frac{\Theta(k_{F\sigma} - k)}{q^2 + 2\sigma U' + 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{q}} - \int d^3k \frac{\Theta(k_{F\sigma} - |\mathbf{k} + \mathbf{q}|)}{q^2 + 2\sigma U' + 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{q}} \right]}$$

در اینجا، $k_{F\sigma}$ بردار موج سطح فرمی مربوط به الکترون با اسپین

s به طوری که از چگالی عددی اسپینی $6\pi^2 n_{\sigma} = k_{F\sigma}^3$

بدست می‌آید و $U' = \frac{2m^*}{\hbar^2} U$ که در آن U برابر است با

$$U = \frac{1}{2} J_{\text{host}} (n^{\uparrow} - n^{\downarrow}) = \frac{1}{12\pi^2} J_{\text{host}} (k_{F\uparrow}^3 - k_{F\downarrow}^3). \quad (11)$$

این معادله، شکافتگی بین نوارهای اسپینی توده فلز فرومغناطیسی (پتانسیل تبدیلی) را بیان می‌کند، به طوری که با داشتن چگالی کل الکترونها آزاد $\rho_{\sigma} = m^* k_{F\sigma} / 2\pi^2 \hbar^2$

⁴Pauli paramagnetic susceptibility

⁵Cut-off

$$k_{F\uparrow} = k_F(1+\zeta)^{\frac{1}{3}} \quad (20)$$

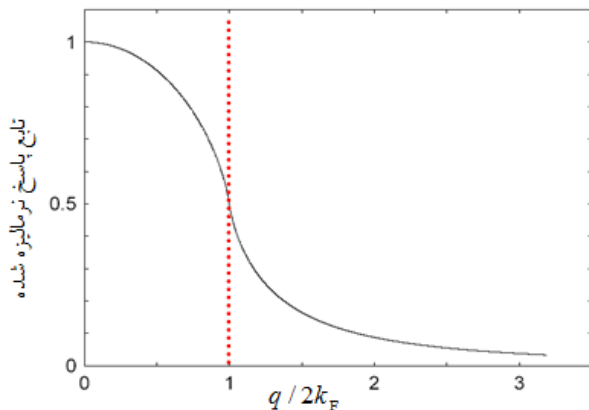
$$k_{F\downarrow} = k_F(1-\zeta)^{\frac{1}{3}}$$

خواهد شد که در آن $V = (9\pi/4)^{1/3} / r_s a_0$ می‌باشد. بنابراین با داشتن r_s ، ζ و انرژی تبادل می‌توان تابع پاسخ مغناطیسی مربوط به گاز الکترونی قطبیده را محاسبه کرد و با بهبود بخشیدن به این پارامترها، شرایط را برای داشتن جواب مورد ایده‌آل فراهم کرد.

جدول (۱) مقادیر پارامترهای اولیه را برای سه عنصر مغناطیسی آهن، نیکل و کبالت [۸ و ۱۰] نشان می‌دهد. با قرار دادن آنها در رابطه (۱۳) می‌توانیم پذیرفتاری با تابع پاسخ مغناطیسی را برای آنها به عنوان محیط میزبان محاسبه کرد.

جدول ۱. پارامترهای استخراج شده برای ساختار توده [۸] در Fe و Co Ni

Electrode	$U=J(\text{eV})$	$\rho_+(eV)^{-1}$	$\rho_-(eV)^{-1}$	$a(^{\circ}A)$	$k_{F\uparrow}(1/\text{A})$	$k_{F\downarrow}(1/\text{A})$	$k_F(1/\text{A})$
Ni (fcc)	0.65	0.18	1.56	3.52	0.311	2.692	2.142
Co (hcp)	1.25	0.18	0.70	3.55	0.303	1.180	0.942
Fe (bcc)	2.40	0.87	0.24	2.87	2.775	0.765	2.210



شکل ۱: تابع پاسخ مغناطیسی نرمالیزه شده یک گاز الکترونی آزاد غیرقطبیده. خط چین برای راهنمایی تکینگی آمده است.

شکل (۱) تغییرات تابع پاسخ مغناطیسی را برحسب بردارهای موج مختلف در یک گاز غیرقطبیده (یعنی $U = 0$) و $k_{F\uparrow} = k_{F\downarrow} = k_F$ با استفاده از معادله (۱۲) نشان می‌دهد. همان طوری که از شکل دیده می‌شود تابع پاسخ در $q = 2k_F$ تکینگی دارد و به نوعی بیانگر تابع پاسخ یک گاز پارامغناطیسی (همان معادله ۸) می‌باشد.

برای مقایسه توابع پاسخ سیستم قطبیده و غیرقطبیده اسپینی در فرمول‌بندی مذکور، تغییرات لگاریتم آنها برحسب $q/2k_F$ در شکل (۲) نشان داده شده است. دیده می‌شود که در تابع پاسخ گاز

در حد $U' < k_{F\uparrow}^2, k_{F\downarrow}^2$ این نقاط به عبارتهای ساده‌تر تبدیل خواهند شد

$$q_1 \approx 2k_{F\uparrow}; \quad q_2 \approx \frac{U'}{k_{F\uparrow}}; \quad q_3 \approx 2k_{F\downarrow} \quad (17)$$

مطابق معادله (۱۷) دیده می‌شود که تکینگی‌های لگاریتمی تابع پاسخ، یکی به $2k_{F\uparrow}$ ، یکی به $2k_{F\downarrow}$ و یکی هم به $U'/k_{F\uparrow}$ (خیلی کوچک) نزدیک هستند. در نقاط ذکر شده مشتق اول تابع پاسخ مغناطیسی، تکینگی دارد که به این نقاط، نقاط تکینه می‌گویند.

(ب) در q های کوچک در تابع پاسخ مغناطیسی قله دیده می‌شود یعنی مشتق آن در آنجا صفر است. از نظر فیزیکی این قله بیانگر این است که سیستم در آن نقطه نسبت به سایر نقاط ناپایدارتر می‌باشد، به طوری که مایل است از آن نقطه گذار فاز انجام دهد. به عبارتی دیگر، q متناظر با قله مزبور در تابع پاسخ مغناطیسی محتمل‌ترین q برای تغییر فاز سیستم از فرومغناطیسی به پارامغناطیسی می‌باشد. نقطه مورد نظر را می‌توان هم از حل معادله (۱۸) یعنی با صفر کردن مشتق اول تابع پاسخ مغناطیسی

$$y_- k_{F\uparrow} + y_+ k_{F\downarrow} - \frac{y_+ y_-}{2} \ln \left| \frac{(k_{F\uparrow} + y_+)(k_{F\downarrow} + y_-)}{(k_{F\uparrow} - y_+)(k_{F\downarrow} - y_-)} \right| - q k_F F(q) = 0, \quad (18)$$

پیدا کرد و هم از روش هندسی یعنی از تلاقی دو منحنی Z_1 و Z_2 که در ذیل تعریف می‌شود:

$$Z_1 = y_- k_{F\uparrow} + y_+ k_{F\downarrow} - \frac{y_+ y_-}{2} \ln \left| \frac{(k_{F\uparrow} + y_+)(k_{F\downarrow} + y_-)}{(k_{F\uparrow} - y_+)(k_{F\downarrow} - y_-)} \right|,$$

$$Z_2 = q k_F F(q). \quad (19)$$

(ج) از آنجایی که در یک سیستم گاز قطبیده، پارامتر قطبش اسپینی $\zeta = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow}) / (N_{\uparrow} + N_{\downarrow})$ (به عنوان یک پارامتر ورودی برای سنجش قطبش اسپینی [۹]) اهمیت خاصی دارد، بنابراین روابط قبلی را می‌توان برحسب آن تعریف کرد. بر این اساس، رابطه بردارهای موج مربوط به الکترون با اسپین‌های مخالف برحسب پارامتر بدون بعد $r_s = r_s a_0$ (که در آن حجم کروی مربوط به یک ذره $V = 4\pi r_0^3 N / 3$) و پارامتر قطبش اسپینی به صورت

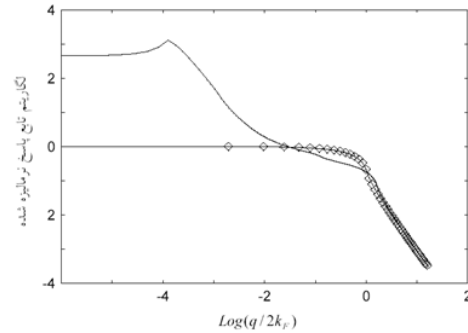
نتیجه گیری

در این مقاله، با استفاده از نظریه پاسخ خطی هارتری-فاخ، پذیرفتاری مغناطیسی یک گاز الکترونی آزاد قطبیده اسپینی که تحت میدان مغناطیسی استاتیک قرار دارد به صورت تحلیلی بررسی شده است. با توجه به تقریب‌های مختلف برای شکل پتانسیل تبدالی، خودمان را محدود به یک مدل نواری دو اسپینی ساده‌ای برای گاز فرومغناطیسی که در آن نوارهای مربوط به الکترونهای با اسپین بالا و پایین نسبت به یکدیگر به اندازه شکافتگی تبدالی جابجا شده‌اند. با اعمال شرایط گاز غیرقطبیده اسپینی به فرمول تحلیلی استخراج شده نتیجه لینهارد بدست می‌آید. علاوه بر این، برای گاز قطبیده اسپینی سه فرکانس قطع بدست می‌آید که از یکی از آنها به عنوان بردار موج تغییر فاز مغناطیسی به غیرمغناطیسی می‌توان تعبیر کرد. در پایان مقایسه‌ای بین نتایج مدل حاضر با نتایج موجود آمده است. نتایج عددی بدست آمده برای محاسبه مقاومت مغناطیسی بزرگ و جفت‌شدگی تبدالی بین لایه‌ای در چندلایه-ای‌های مغناطیسی در ادوات اسپینترونیکی می‌تواند مفید باشد.

منابع

- [1] G. Prinz, Phys. Today **48**, 58 (1995) Science **282**, 1660 (1998).
- [2] M. Ziese, and M. J. Thornton, *Spin electronics* (Springer-Verlag, 2001).
- [3] S. Yarlagadda, and G. F. Giuliani, Phys. Rev. B **49**, 7887 (1994).
- [4] J. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, H. Sowers, Phys. Rev.Lett. **57**, 2442 (1986).
- [5] S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche, Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990).
- [6] D. M. Edwards, and *et. al.* Phys. Rev. Lett. **67**, 493 (1991); J. Phys.: Condens. Matter **3**, 4941 (1991).
- [7] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Frederick, and J. Chazelas, Phys RevLett. **61**, 2472 (1988).
- [8] Zhang, S. Phys. Rev. Lett. **83**, 640 (1999).
- [9] N. W. Ashcroft, and N. D. Mermin, *Solid State Physics* (Holt, Rinehart and Winston, 1976).
- [10] D. A. Papaconstantopoulos, *Handbook of Band Structures* (Plenum Press, New York, 1986).
- [11] M. A. Ruderman, and C. Kittel Phys. Rev. **96**, 99 (1954); T. Kasuya, Prog.Theor.Phys. **16**, 45 (1956); K. Yoshida, Phys. Rev. **106**, 893 (1957).
- [12] K. Yosida, *Theory of Magnetis* (Springer-Verrlag, Heidelberg, 1996).
- [13] C. Kittel, *Quantum solid state* (John Wiley, 1987).
- [14] A. A. Shokri, and K. Esfarjani, Physica E **28**, 313 (2005).

مغناطیسی برعکس تابع پاسخ گاز غیرمغناطیسی قله وجود دارد و همچنین در بردارهای موج بلند دو تابع پاسخ سیستم‌های قطبیده و غیرقطبیده یکی می‌شوند.



شکل ۲: نیرتار لگاریتم توابع پاسخ گاز الکترونی آزاد قطبیده اسپینی (خط توری) و غیرقطبیده (خط و نقطه) بر حسب $\text{Log}(q/2k_F)$. پارامترهای مربوطه عبارتند از: $k_{F\uparrow} = 0.765$, $k_{F\downarrow} = 2.775$, $k_F = 2.110$ مربوطه عبارتند از: $U = 2.40$ بر حسب $\frac{eV}{A}$ و شکافتگی نواری $\frac{1}{A}$ بر حسب eV .

همان طوری که گفته شد تابع پاسخ محاسبه شده در مدل مورد نظر در طول موجهای بلند درست است لذا، اگر بخواهیم جفت‌شدگی بین دو ناخالصی را با مدل‌هایی مانند RKKY [۱۱-۱۳] محاسبه کنیم لازم است که تابع پاسخ مدل خود را با یک بردار موج قطع بدهیم که به آن بردار موج قطع می‌گویند. چون از مدل مذکور چنین بردار موجی بدست نمی‌آید بنابراین از نظریه هارتری-فاک استفاده می‌کنیم و نقاط تکنیکه را بردار موج قطع می‌نامیم. در این بخش می‌توان بردارهای موج قطع مورد نظر را با روابطی که گفته شد تعیین کرد و به عنوان حد بالا در انتگرال جفت‌شدگی در مدل به کار برد [۱۴].

همان طوری که در بخش ۳ اشاره شد مشتق تابع پاسخ گاز پلاریزه در سه نقطه تکنیکی دارند. این سه نقطه مطابق رابطه (۱۶) برای گاز مغناطیسی آهن به صورت زیر می‌باشند،

$$q_1 = 0.1625 ; q_2 = 3.5607 ; q_3 = 10.9355$$

این نقاط را بردارهای موج قطع می‌نامیم. در گاز الکترون غیرمغناطیسی یک بردار موج قطع $2k_F$ داریم اما در گاز الکترون مغناطیسی سه بردار موج قطع داریم. بنابر این مقادیر q_1 به $U'/k_{F\uparrow} = 0.1602$ ، q_2 به $2k_{F\downarrow} = 3.0615$ و q_3 به $2k_{F\uparrow} = 11.0980$ نزدیک می‌باشد.