

بررسی پراکندگی مغناطیسی نوترون از بلور فرومغناطیس های هایزنبرگ

آزاده فرزانه* ، محمدرضا عبدی

دانشگاه اصفهان، دانشکده علوم، گروه فیزیک

چکیده

پراکندگی غیر کشسان نوترون بواسطه برهم کنش اسپین-اسپین نوترون با هدف در مقیاس میکروسکوپییک روشی مناسب برای مطالعه رفتار مغناطیسی بلورهای فرومغناطیس می باشد. در این تحقیق پراکندگی غیر کشسان نوترون از بلور فرومغناطیس هایزنبرگ با استفاده از تئوری امواج اسپینی مورد بررسی قرار می گیرد و سطح مقطع پراکندگی و فرم فاکتور اتمی محاسبه می شود. تغییرات سطح مقطع مغناطیسی کل بر حسب بردار پراکندگی و دما بدست آمده است که با افزایش بردار پراکندگی سطح مقطع پراکندگی مغناطیسی نوترون کاهش می یابد. و با افزایش دما سطح مقطع مغناطیسی افزایش می یابد. همچنین در این تحقیق از تغییرات سطح مقطع پراکندگی برای تشخیص دادن بلور فرومغناطیس از پارامغناطیس استفاده شده است.

مقدمه

تئوری موج اسپینی توصیفی است از برانگیختگی های مغناطیسی در انرژی پایین که توسط هامیلتونی هایزنبرگ توصیف می شود [1]. این برانگیختگی ها از یک حالت پایه کلاسیکی ایجاد می شود که می توان آن را برای مواد فرومغناطیس ساده در نظر گرفت و خواص ترمودینامیکی (گرمای ویژه مغناطشو...) را بر حسب شماره ای از امواج اسپینی خطی یا مگنون ها محاسبه کرد. در این تحقیق پراکندگی مغناطیسی نوترون از مواد فرومغناطیس آهن و نیکل را در نظریه گیریم که به بررسی وابستگی دمایی سطح مقطع پراکندگی از دمای صفر تا دمای بالاتر از دمای بحرانی در این مواد می پردازیم همچنین با توجه به طول موج بلند امواج اسپینی در این نوع فرومغناطیس ها آن ها را در مدل جایگزیده بلور بررسی می کنیم. بنابراین وابستگی سطح مقطع پراکندگی را نسبت به بردار پراکندگی برای آهن و نیکل با در نظر گرفتن بازه مشخص برای هر کدام بررسی می کنیم.

روش کار

هامیلتونی هایزنبرگ مربوط به سیستم فرومغناطیس به صورت زیر است.

$$H = -\sum_{l,l'} J(l-l') \{ \hat{s}_l^z \hat{s}_{l'}^z + \hat{s}_l^+ \hat{s}_{l'}^- \} \quad (1)$$

J پارامتر تبادل میان اسپین ها است. انرژی یک موج اسپینی کوانتیده است و واحد آن مگنون نامیده می شود که دارای طول موج و انرژی کوانتیده هستند. بواسطه طول موج بلند برای این سیستم، مدل جایگزیده ای برای فرومغناطیس های هایزنبرگ در نظر گرفته شده است. از این رو اگر سطح مقطع پراکندگی ناکشسان در سیستم جایگزیده را به صورت زیر در نظر بگیریم

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right) = r_0^2 k' / k \left(\frac{1}{2} gf(\kappa)\right)^2 e^{-2w(\kappa)} (\delta_{\alpha\beta} - \hat{\kappa}_\alpha \hat{\kappa}_\beta) \times \sum \exp\{i\kappa \cdot (l-l')\} \frac{1}{2\pi\hbar} \int \langle \hat{s}_l^\alpha \hat{s}_{l'}^\beta(t) \rangle \exp(-i\omega t) dt \quad (2)$$

در مدل هایزنبرگ بواسطه پراکندگی نوترون از بلور فرومغناطیس، مگنون خلق و نابود میشود بنابراین برای چنین سیستمی سطح مقطع شامل جمله طولی $\langle \hat{s}_l^z \hat{s}_{l'}^z(t) \rangle$ و جمله عرضی $\langle \hat{s}_l^+ \hat{s}_{l'}^-(t) \rangle$ میباشد. در دماهای پایین جمله طولی، پراکندگی غیرکشسانی را بدست نمی دهد و تنها جمله عرضی خلق و نابودی مگنون را بواسطه پراکندگی غیرکشسان بدست میدهد [1]. بنابراین با در نظر گرفتن هامیلتونی هایزنبرگ به صورت زیر

$$H = -\sum_{l,l'} J(l-l') \{ \hat{s}_l^z \hat{s}_{l'}^z + \hat{s}_l^+ \hat{s}_{l'}^- \} \quad (3)$$

و با در نظر گرفتن معادله تابع همبستگی $\langle \hat{s}_l^+ \hat{s}_{l'}^- \rangle$ در تبدیل کانونیک، رابطه سطح مقطع پراکندگی (۲) به عنوان سطح مقطع عرضی پراکندگی غیرکشسان نوترون برای خلق و نابودی مگنون به صورت زیر نوشته می شود

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)^+ = r_0^2 k' / k \left(\frac{1}{2} gf(\kappa)\right)^2 e^{-2w(\kappa)} (1+k_z^2) \times \frac{1}{2} s \times (2\pi)^3 / v_0 \times \sum_{\tau,q} (n_q + 1) \delta(E - \hbar\omega_q) \delta(\kappa - q - \tau)$$

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)^- = r_0^2 k' / k \left(\frac{1}{2} gf(\kappa)\right)^2 e^{-2w(\kappa)} (1+k_z^2) \frac{1}{2} s \times (2\pi)^3 / v_0 \sum_{\tau,q} n_q \delta(E + \hbar\omega_q) \delta(\kappa + q - \tau)$$

$$n_q = \frac{1}{e^{\hbar\omega_q/\beta} - 1} \quad (5)$$

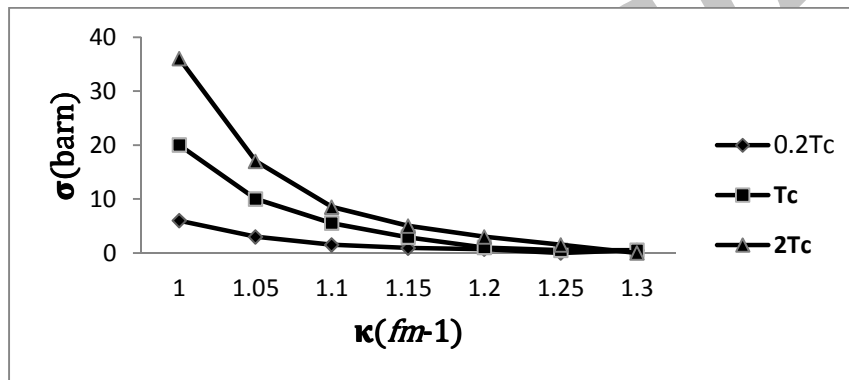
n_q فاکتور اشغال فونونی برای خلق و نابودی مگنون ها با بردار موج q می باشد. نوترون پس از برخورد با بلور پراکنده میشود اگر در طی این فرایند نوترون انرژی بگیرد خلق مگنون را خواهیم داشت و اگر نوترون انرژی ازدست دهد با نابودی یک مگنون همراه خواهد بود. $f(\kappa)$ فرم فاکتور اتمی بلور است که در سیستم جایگزیده [3] به صورت زیر بیان میشود

$$f(\kappa) = g_s / g \langle J_0 \rangle + g_l / g (\langle J_0 \rangle + \langle J_2 \rangle) \quad (6)$$

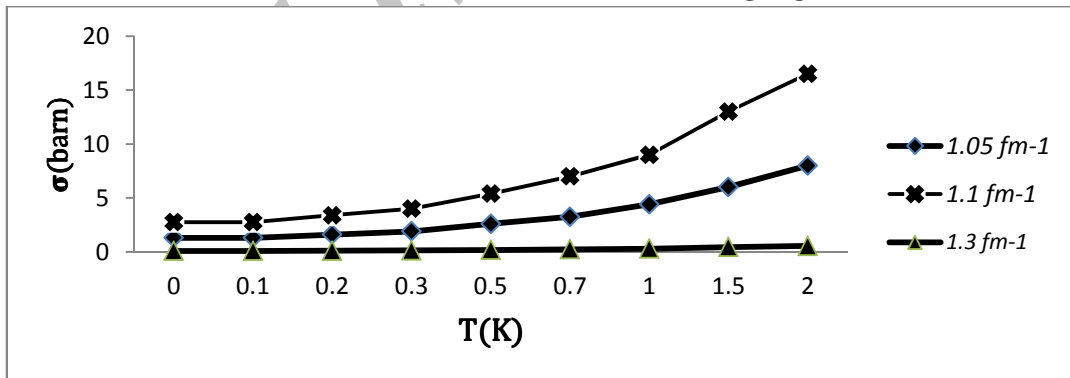
که J_0 و J_2 توابع بسل کروی هستند و gl و gs و g نسبت های ژیرومغناطیسی هستند.

نتایج

با در نظر گرفتن فرم فاکتور اتمی برای آهن به عنوان یک فرومغناطیس هایزنبرگ و یک عنصر واسطه، دارای آرایش لایه آخر $3d^6$ و اسپین $s=1/2$ و $gs=1$ و $gl=1/2$ است [2]. تغییرات سطح مقطع بر حسب بردار پراکندگی در سه دمای مختلف برای آهن در شکل (۱) رسم شده است. سطح مقطع برای هر دما در تمام بازه بردار پراکندگی خوش رفتار است که این نشان می دهد با افزایش بردار پراکندگی سطح مقطع کاهش می یابد که به عبارت بهتر احتمال وقوع واکنش به صورت غیر کشسان کاهش یافته است. همچنین سطح مقطع به جز در بازه بردار پراکندگی $1.2-1.3 \text{ fm}^{-1}$ قابل ملاحظه می باشد که در این بازه، پراکندگی غیر کشسان نوترون از امواج اسپینی آهن بسیار ضعیف است.

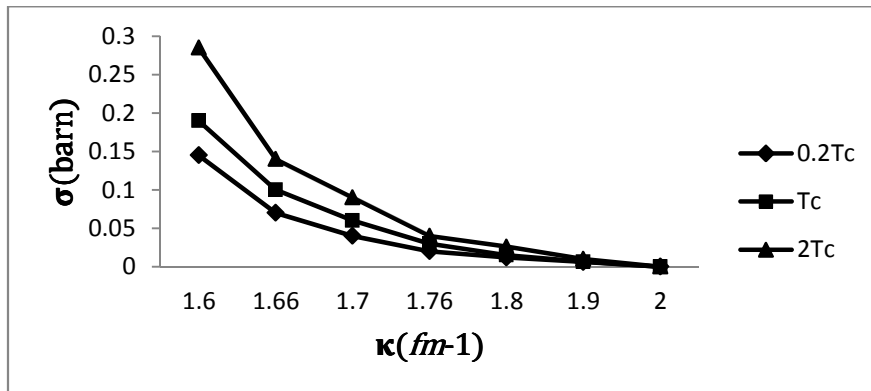


شکل (۱). تغییرات سطح مقطع پراکندگی مغناطیسی نوترون نسبت به بردار پراکندگی κ در سه دمای مختلف در Fe



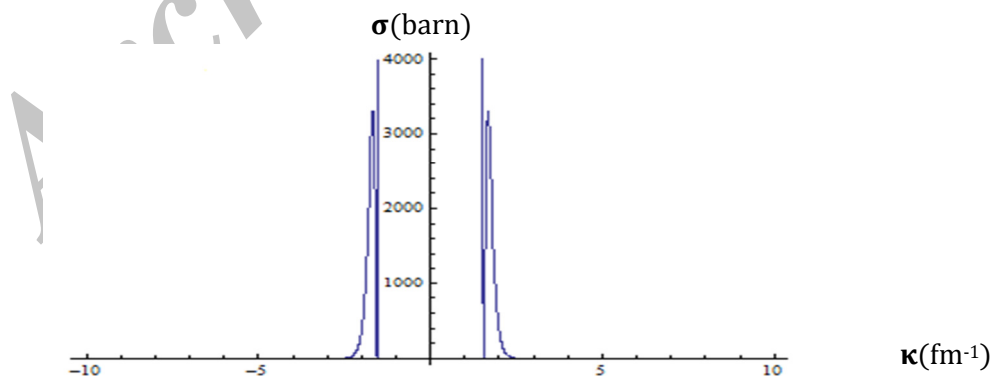
شکل (۲). منحنی های تغییرات سطح مقطع پراکندگی مغناطیسی نوترون بر حسب دمای تبدیل یافته T/T_c در سه بردار پراکندگی مختلف در Fe

وابستگی دمایی سطح مقطع در شکل (۲) نشان داده شده است. با توجه به شکل با افزایش دما مغناطش بلند-برد میان اتم ها شکسته می شود و فاکتور مربوط به اشغال مگنون ها n_q افزایش می یابد [3,4]. بنابراین امواج اسپینی نوک تیزی در گستره دماهای پایین ایجاد می شوند و با افزایش دما این قله های نوک تیز گسترده می شوند در نتیجه با افزایش تعداد مگنون ها پراکندگی نوترون از امواج اسپینی افزایش می یابد. در شکل (۲) وابستگی زیاد سطح مقطع به دما در دماهای بالا به خوبی قابل مشاهده است.



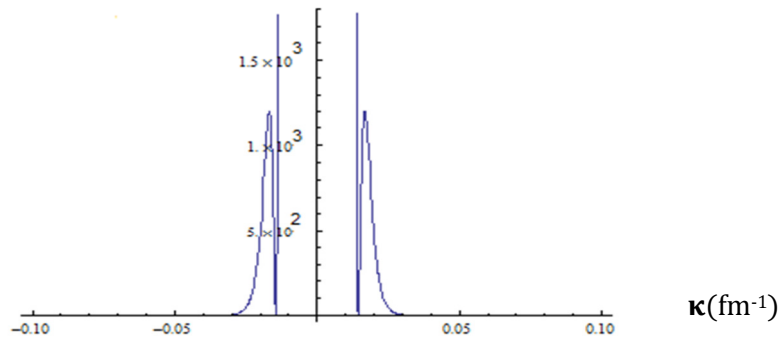
شکل (۳) وابستگی سطح مقطع به بردار پراکندگی در سه دمای مختلف برای Ni

در شکل (۳) به طور کلی شکل تغییرات در نیکل همانند آهن می باشد. با این وجود، وابستگی سطح مقطع به بردار پراکندگی در نیکل بیشتر از آهن می باشد که این موضوع را می توان به ساختار باند d نیکل مربوط ساخت. همچنین وابستگی فرم فاکتور اتمی نیکل به بردار پراکندگی بیشتر از آهن می باشد. آرایش الکترونی نیکل به عنوان عنصر واسطه، $3d^8$ است با اسپین و تکانه زاویه ای $s=1, l=3$ و نسبت های ژیرومغناطیسی $g_l=1/2, g_s=1$. همچنین سطح مقطع پراکندگی نوترون در نیکل در بردار پراکندگی $2fm^{-1}$ به سمت صفر میل می کند در حالیکه برای آهن در بردار پراکندگی $1.3fm^{-1}$ صفر می شود. بنابراین کاهش پراکندگی مغناطیسی برای آهن سریعتر از نیکل می باشد. همانطور که در شکل (۴) دیده می شود گشتاور مغناطیسی کوچک تر و ثابت سختی اسپینی بزرگ تر در نیکل، انتشار امواج همبسته اسپینی (قله های نوک تیزتر) را در بازه بردار پراکندگی بزرگ تری نسبت به آهن در دمای 0.2Tc ایجاد می کند.

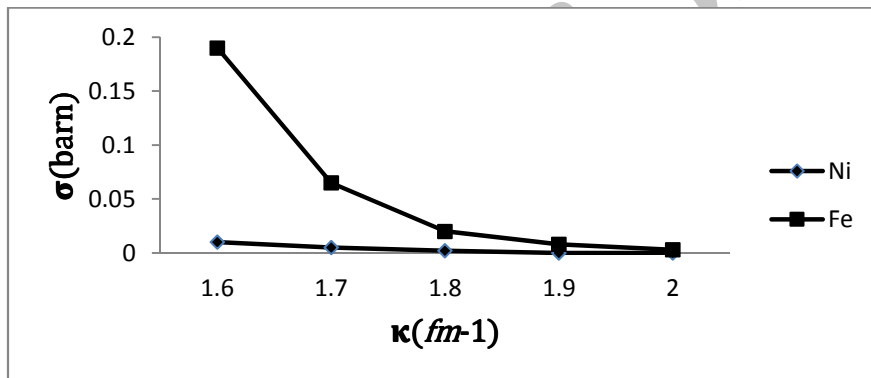


شکل (۴) الف. تغییرات سطح مقطع مغناطیسی نوترون به صورت امواج اسپینی همبسته نسبت به بردار پراکندگی در نیکل در دمای 0.2Tc.

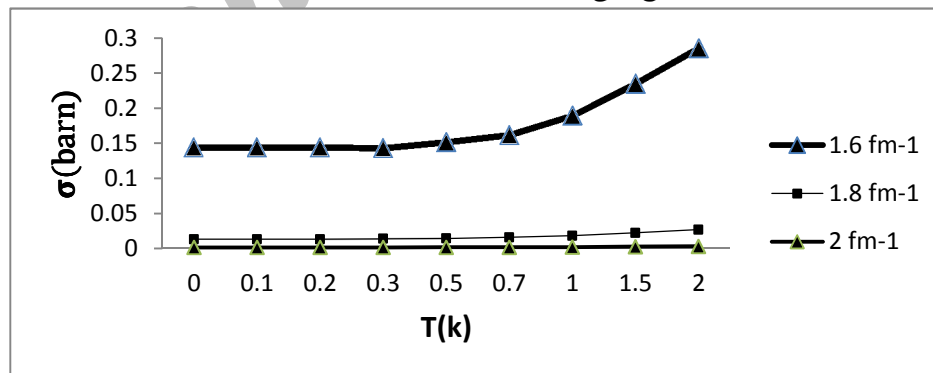
σ (barn)



شکل (۴). ب. تغییرات سطح مقطع مغناطیسی نوترون به صورت امواج اسپینی همبسته نسبت به بردار پراکندگی در آهن در دمای 0.2Tc. شکل (۵) مقایسه تغییرات سطح مقطع بر حسب بردار پراکندگی را برای آهن و نیکل نشان می دهد که نیکل تغییرات سریعتری را نسبت به آهن در یک بازه بردار پراکندگی یکسان دارا می باشد و وابستگی کمتر سطح مقطع آهن به بردار پراکندگی در بازه $1.6-2 \text{ fm}^{-1}$ در شکل (۴) نشان داده شده است.



شکل (۵) وابستگی سطح مقطع مغناطیسی کل به بردار پراکندگی در دمای بحرانی برای آهن و نیکل



شکل (۶) تغییرات سطح مقطع مغناطیسی کل نسبت به دما برای Ni در سه بردار پراکندگی

تغییرات سطح مقطع به صورت یک تابع یکنواخت در تمام بازه دما برای هر سه بردار پراکندگی در شکل (۶) نمایان شده است. وابستگی سطح مقطع نیکل به دما در دماهای پایین، کمتر از آهن است زیرا وابستگی انرژی امواج اسپینی به دما در دماهای پایین برای نیکل بیشتر است. بنابراین افزایش کم تعداد مگنون ها با افزایش دما در نیکل سبب می شود تا وابستگی دمایی n_q در دمای پایین نسبت به آهن کمتر شود. همچنین

تغییرات سطح مقطع پراکندگی نیکل در بردارهای پراکندگی 1.8fm^{-1} و 2fm^{-1} بسیار ضعیف است [5]. بنابراین در همسایگی مقادیر کم بردار پراکندگی، شیب منحنی بیشتر از مقادیر زیاد بردار پراکندگی است و در نتیجه با افزایش بردار پراکندگی، اثرات دما در افزایش سطح مقطع پراکندگی کاهش می یابد.

نتیجه گیری

در این تحقیق با استفاده از پراکندگی غیر کشسان نوترون برای بلور فرومغناطیس در مدل هایزنبرگ تغییرات سطح مقطع پراکندگی مغناطیسی کل نسبت به دما و بردار پراکندگی بررسی شد که با افزایش دما سطح مقطع کل افزایش می یابد و با افزایش بردار پراکندگی کاهش می شود. این نتیجه کاملاً عکس نتایجی است که برای پارامغناطیس ها بدست آوردیم از این رو از این موضوع می توان برای تمیز دادن بلور پارامغناطیس از فرومغناطیس استفاده کرد.

مراجع

- [1] S. Lovesey. Theory of Neutrons Scattering from Condensed Matter. Oxford Science Publication 1(1987)
- [2] P.J. Brown, in: International Tables for Crystallography, vol. C, eds. A.J.C. Wilson and E. Prince, Second Edition, p. 450, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (1999)
- [3] Bang-Gui Liu, Fu-Cho Pu, The Spin-s quantum Heisenberg ferromagnetic models in the physical magnon theory. J. Magnetism and Magnetic Materials 231 (2001) 307-314
- [4] A.T. Boothroyd, T.G. Perring, A.D. Taylor, D.McK. Paul and H.A. Mook, High energy spin waves in iron measured by neutron scattering, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 104-107 (1992) 713-714
- [5] Hiroyuki Mayama, Toshio Naito, Correlation between Curie temperature and system dimension, J. Physica E 41 (2009) 1878-1881