

## مطالعه گرمای ویژه در زنجیره شبه یک بعدی

ثقفی ویشکایی، زهرا؛ مهدوی فر، سعید؛ امیری، فاطمه

گروه فیزیک دانشگاه گیلان، رشت

### چکیده

زنجیره یک بعدی اسپین-۱/۲ در نظر گرفته شده است. گرمای ویژه در زنجیره اسپینی هایزنبرگ پادفر و مغناطیس به همراه برهمکنش ژایالوشینسکی-موریا و در حضور میدان مغناطیسی عرضی بررسی شده است. برای بدست آوردن طیف انرژی سیستم از روش فرمیونیزه کردن بهره گرفته شده است. در این مقاله رفتار دمایی سیستم در حضور میدان مغناطیسی مورد بررسی قرار گرفته است و مشاهده می شود که در حضور میدان مغناطیسی، گرمای ویژه سیستم رفتارهای متفاوتی را نشان می دهد. همچنین رفتار گرمای ویژه نسبت به میدان مغناطیسی اعمال شده در دمای ثابت، در خور توجه است.

همیلتونی مربوط به برهمکنش ناهسانگرد هایزنبرگ و برهمکنش ژایالوشینسکی-موریا (  $\vec{D} = D\hat{K}$  ) در حضور میدان مغناطیسی به صورت ذیل نوشته می شود:

$$H = J \sum_{i=1}^N (S_i^x S_{i+1}^x + S_i^y S_{i+1}^y + \Delta S_i^z S_{i+1}^z) - D \sum_{i=1}^N (S_i^x S_{i+1}^y - S_i^y S_{i+1}^x) - g\mu_B B \sum_{i=1}^N S_i^z \quad (1)$$

دسته ای از مواد هستند که ساختار شبه یک بعدی دارند و همیلتونی آن ها به صورت XXZ است که از این دسته می توان به ترکیب  $\text{CuSe}_2\text{O}_6$  و  $\text{Cs}_2\text{CuCl}_4$  اشاره کرد. [۱،۲،۳]

به طور کلی برای بررسی رفتار دمایی سیستم های فیزیکی از روش های تحلیلی و محاسباتی می توان استفاده کرد. روش های تحلیلی بسیاری مانند روش فرمیونیزه کردن [۴]، بوزونیزه کردن و استفاده از نظریه ی موج اسپینی وجود دارد.

فرمیونیزه کردن در اصل یک روش ریاضی برای حل مدل های اسپینی است که اجازه می دهد نگاهی بین عملگرهای اسپینی و عملگرهای خلق و فنای فرمیونی وجود داشته باشد و در واقع تبدیل عملگرهای اسپینی به عملگرهای فرمیونی است.

در حل معادله ویژه مقداری فوق، ابتدا از یک تبدیل یکانی استفاده می کنیم، سپس تبدیلات جردن-ویگنر در ادامه راه مورد استفاده قرار می گیرند. گام بعدی در رسیدن به همیلتونی قطری شده، استفاده از قضیه ویک است. در میانه راه تبدیلات فوریه مورد استفاده قرار می گیرند، حال همیلتونی میدان متوسط [۵] را بر اساس این تبدیلات در فضای شبه تکانه در ناحیه اول بریلوئن بازنویسی کرده و در گام آخر با استفاده از تبدیلات بوگولیوبوف همیلتونی مورد نظر قطری می شود:

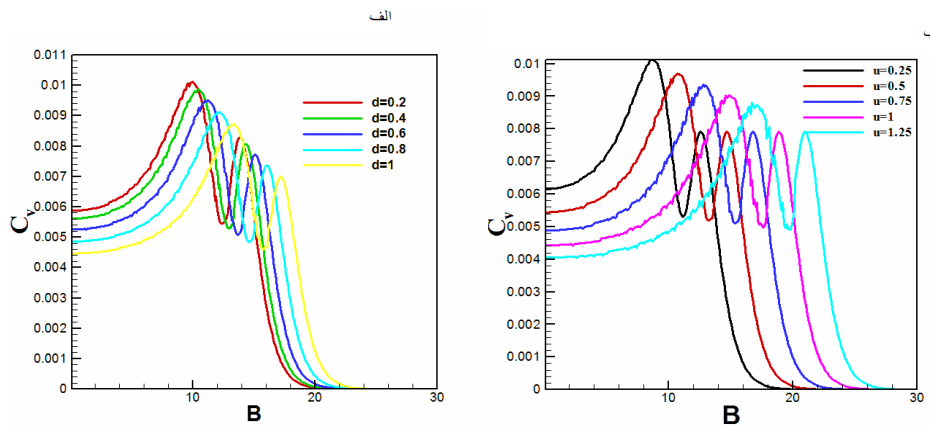
$$H_{MF} = \sum_k \varepsilon(k) (\beta_k^\dagger \beta_k - \frac{1}{4}) + N\varepsilon. \quad (2)$$

$$\varepsilon_k = J\Delta(\gamma_1^\dagger - \gamma_1^\dagger + \gamma_1^\dagger) + \gamma_1 J\Delta - \frac{J\Delta}{4}$$

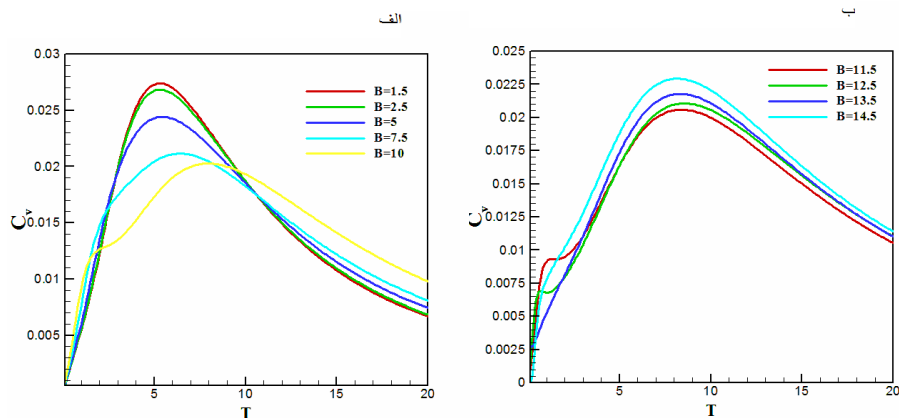
$$\varepsilon(k) = (\alpha^\dagger(k) + \varepsilon b^\dagger(k))^{1/2}$$

با استفاده از معادلات فوق، توابع ترمودینامیکی از قبیل انرژی آزاد، آنتروپی و گرمای ویژه به آسانی محاسبه می‌شوند:

$$f = \varepsilon - \frac{1}{\gamma \pi \beta} \int_{-\pi}^{\pi} dk \ln(\gamma \cosh \frac{\beta \varepsilon(k)}{\gamma}) \quad , \quad S = K_B \beta^2 \frac{\partial f}{\partial \beta} \quad , \quad C_v = -\beta \frac{\partial S}{\partial \beta} \quad (۳)$$



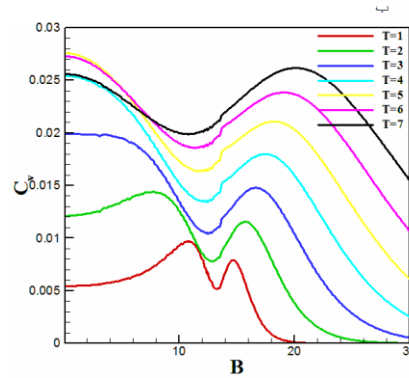
شکل ۱: منحنی گرمای ویژه نسبت به میدان برای الف) در ثابت‌های ژایالوشینسکی مختلف (ب) در دلتاهای ثابت



شکل ۲: منحنی گرمای ویژه بر حسب دما برای الف) ناحیه  $B < B_c$  و ب) ناحیه  $B > B_c$

در شکل ۱ که منحنی گرمای ویژه نسبت به میدان رسم شده است، در قسمت الف و ب مشاهده می‌شود که هرچه مقدار دلتاها و ثابت‌های ژایالوشینسکی کمتر باشد، مقدار  $B_c$  نیز کمتر خواهد بود. شکل ۲ الف گرمای ویژه رابه عنوان تابعی از دما برای چند میدان مغناطیسی کوچکتر از میدان بحرانی کوانتومی  $B < B_c$  نشان می‌دهد. در این ناحیه دو قله مشاهده می‌شود که به تدریج با افزایش میدان از ارتفاع قله اول کاسته می‌شود و در میدان‌های نزدیک به میدان بحرانی کوانتومی  $B_c$  قله اول از بین می‌رود. نکته جالب توجه در این قسمت این است که در حد  $T \rightarrow 0$  گرمای ویژه به طور خطی رفتار می‌کند. این رفتار خطی کاملاً در توافق با رفتار گرمای ویژه در ناحیه سیال لایتینجر در سیستم‌های کم-بعد اسپینی است.

همانطور که در شکل ۲ ب مشاهده می‌شود، در ناحیه دوم یعنی  $B > B_c$ ، واقع بر روی سکوی مغناطش اشباع، با افزایش میدان



شکل ۳: منحنی گرمای ویژه بر حسب میدان در دماهای ثابت

مغناطیسی، شانه باقی مانده از قله ی اول با افزایش میدان مغناطیسی کاملاً از بین رفته و منحنی به صورت یک منحنی کاملاً تک قله ای دیده می شود. همان طور که در شکل ۳ مشاهده می شود، در محدوده دماهای پایین، تابع گرمای ویژه بر حسب میدان مغناطیسی، یک ساختار دو قله ای در اطراف میدان بحرانی را نشان می دهد و در میدان بحرانی کوانتومی  $B_c$  به کمترین مقدار خود می رسد. به دلیل زیاد شدن افت و خیزهای گرمایی به تدریج مینیمم گرمای ویژه در  $B_c$  شروع به پهن شدن کرده و در دماهای به اندازه کافی بالا از بین می رود.

شایان ذکر است که این رفتار پیشتر در مدل های زنجیره آیزینگ، کاگومه ی پادفرو مغناطیس و نردبان دو پای اسپینی مشاهده شده است و نتایج به دست آمده در توافق بسیار خوبی با نتایج گزارش شده می باشد [۶-۷].

## نتیجه گیری

در منحنی گرمای ویژه، نسبت به دما در میدان مغناطیسی ثابت بسته به میدان اعمالی یک یادوقله دیده می شود. همچنین گرمای ویژه سیستم نسبت به میدان مغناطیسی اعمال شده نیز اطلاعات بسیار جالبی در مورد فیزیک دمای صفر این سیستم را آشکار می کند.

## مرجع

- [۱] M. Herak, A. Zorko, M. Pregelj, O. Zaharko, G. Posnjak, Z. Jagličič, A. Potočnik, H. Luetkens, J. van Tol, A. Ozarowski, H. Berger, and D. Arčon, arXiv: 1302.0719v2 (2013)
- [۲] M. Herak, A. Zorko, D. Arčon, A. Potočnik, M. Klanjšek, J. van Tol, A. Ozarowski, and H. Berger, Arxiv: 1109.0597v2 (2011)
- [۳] K. Yu. Povarov, A. I. Smirnov, O. A. Starykh, S. V. Petrov, and A. Ya. Shapiro, arxiv: 1101.0270v1 (2011)
- [۴] M. Mancini, Fermionization of Spin Systems, Univresita Degli Studi Di Perguia (2007-2008)
- [۵] D.V.Dmitriev, V.Ya.Krivnov, A.A.Ovchinnikov and A.Langari, arxiv: cond-mat / 0204090v1 (2002)
- [۶] J. Hasanzadeh, Z. Feiznejad and S. Mahdavifar J Super-cond Nov Magn DOI 10.1007/s10948-013-2319-9 (2013).
- [۷] F. Amiri, S. Mahdavifar, H. Hadipour and M. Shahri Naseri, arXiv: 1309.1048 (2013).