

تابع قطبش ایستا و اثر استتار در گرافن تک لایه

انصاری پور، قاسم^۱؛ بهرامی مقدس، محمد^۲

^{۱,۲} دانشکده فیزیک دانشگاه بوعلی سینا، انتهای خیابان مهدیه، همدان

چکیده

در این مقاله با استفاده از تقریب جرم موثر، که در آن الکترون در گرافن تک لایه با استفاده از معادله ویل برای نوترینوی بدون جرم توصیف می‌شود، تابع پلاریزاسیون استاتیک در گرافن تک لایه محاسبه و سپس اثر استتار را در این ماده مورد پژوهش قرار داده‌ایم. داده‌های نتایج بدست آمده از رسم تغییرات اثر استتار در گستره‌ی دماهای مختلف نشان می‌دهد که در دماهای به اندازه‌ی کافی بالا استتار افزایش می‌یابد که این رفتار در تناقض با رفتار سیستم‌های دو بعدی مرسوم بوده اما در توافق با داده‌های اخیر است. همچنین وابستگی پتانسیل شیمیایی به دما در ماده فوق مورد مطالعه قرار گرفته است.

The polarization function and screening effect in monolayer graphene

Ansaripour, Ghassem¹; Bahrami Moghaddas, Mohammad²

¹ Department of Physics, Bu-Ali Sina University, Hamedan,

² Department of Physics, Bu-Ali Sina University, Hamedan

Abstract

In this article by using an effective-mass approximation, where an electron in a monolayer graphene is described by Weyl's equation for a massless neutrino, we calculated the static polarization function in monolayer graphene and then investigated the screening effect in this material. The results obtained from the variation plot of screening versus different temperature range show that the screening increases linearly at sufficiently high temperatures in contrast to the behavior in conventional two-dimensional systems, but in agreement to recent data. Also the temperature dependence of the chemical potential in monolayer graphene is discussed.

PACS No.

از این حقیقت نشأت می‌گیرد که تناسب احتمال پراش با چگالی حالات، افزایش چگالی حالات را منتفی می‌کند.

فرمول بندی نظری

در یک گرافن تک لایه، نوارهای رسانش و ظرفیت در نقاط K و K' منطقه‌ی بریلوئن، محل قرار گیری سطح فرمی، از طریق اربیتال‌های π با یکدیگر همبستگی دارند. چگالی حالات بر حسب انرژی $D(\varepsilon)$ به صورت زیر داده می‌شود [۷]:

$$D(\varepsilon) = g_v g_s \frac{|\varepsilon|}{2\pi\gamma^2} \quad (1)$$

مقدمه

درگرافن (گرافیت تک لایه) شش ضلعی‌های منتظم کربنی در کنار یکدیگر صفحه‌ای را می‌سازند که در آن شش ضلعی‌ها نزدیکترین اتم‌های همسایه با همبندهای قوی sp_2 به هم متصل شده‌اند [۱].

به دلیل همین ساختار منحصر به فرد [۵-۲]، گرافن خواص الکترونی شگفت‌آوری را از خود نشان می‌دهد که این خواص در سیستم‌های گاز الکترونی مشاهده نمی‌شوند. اگر رسانش بولتزمان درست محاسبه شود، مستقل از انرژی پراکنده‌کننده‌هایی با وابستگی شدید به تراکم الکترون‌ها، باقی می‌ماند [۶]. این موضوع

در حد طول موج بلند، تابع دی‌الکتریک به این گونه نوشته می‌شود [۱۱]:

$$\varepsilon(q) = 1 + \frac{q_s}{q} \quad (۷)$$

که در آن:

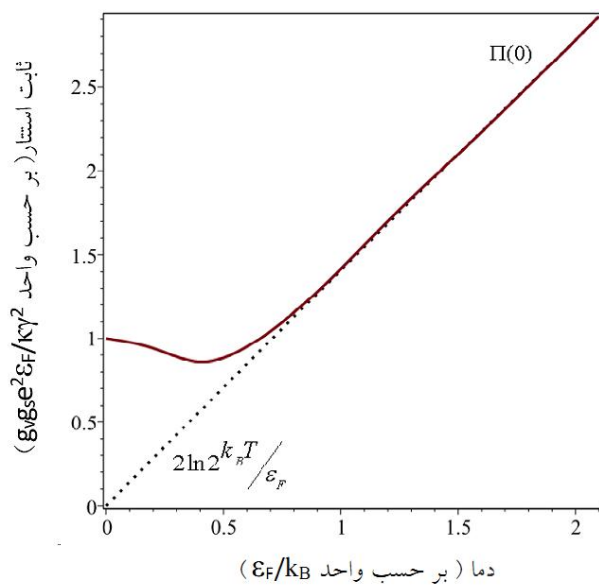
$$q_s = \frac{2\pi e^2}{\kappa} \Pi(0) \quad (۸)$$

ثابت استتار است.

می‌توان نشان داد [۷]:

$$\Pi(0) = \int_{-\infty}^{\infty} \left(-\frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right) D(\varepsilon) d\varepsilon \quad (۹)$$

که این رابطه به قانون جمع تراکم‌پذیری معروف است.



شکل ۱: نمایش تغییرات ثابت استتار q_s بر حسب دما. خط نقطه چین رفتار ثابت استتار را در دمای بالا و منحنی توپر رفتار آن را در کل بازه‌ی دمایی نشان می‌دهد.

نتایج و بحث

در شکل ۱ ثابت استتار را به ترتیب با استفاده از معادلات (۶) و (۸) در دماهای بالا (منحنی نقطه چین) و معادلات (۸) و (۹) (منحنی توپر) در گستره‌ی دمایی ۰ تا $2 \frac{\varepsilon_F}{k_B}$ (بر حسب واحد $\frac{\varepsilon_F}{k_B}$) به روش عددی محاسبه و رسم کرده‌ایم.

که در آن ε انرژی متناظر، γ پارامتر نواری است. به دلیل نقاط K' و K مقادیر تبهگنی دره‌ای $g_V = 2$ و تبهگنی اسپینی $g_S = 2$ در نظر گرفته می‌شود.

V عنصر ماتریسی برهم کنش کولنی نیز با عبارت زیر توصیف می‌شود [۵]:

$$V_{(S'_1 K_1 + q, S_1 K_1)(S'_2 K_2 + q, S_2 K_2)} = \frac{2\pi e^2}{\kappa_0 q} (F_{S'_1, K_1 + q}^\dagger F_{S_1, K_1}) (F_{S_2, K_2}^\dagger F_{S'_2, K_2 + q}) \quad (۲)$$

که در آن κ_0 ثابت دی‌الکتریک استاتیکی و

$$(F_{SK}^\dagger F_{S'K'}) = \frac{1}{2} \text{EXP}[(i\theta_k - i\theta_{k'}) + SS'] \quad (۳)$$

است. تابع پلاریزاسیون به این صورت توصیف می‌شود [۸, ۹]:

$$\Pi(q) = -\frac{g_v g_s}{2\pi\gamma} \times \left[\int_0^\infty f^+(\varepsilon_k) dk - \int_0^{\frac{q}{2}} f^+(\varepsilon_k) \sqrt{1 - \left(\frac{2k}{q}\right)^2} dk \right] \quad (۴)$$

در دمای صفر مطلق $f^+(\varepsilon) = \begin{cases} 1 & (\varepsilon < \varepsilon_F) \\ 0 & (\varepsilon > \varepsilon_F) \end{cases}$ و با در نظر

گرفتن عبارت $k_F = \frac{\varepsilon_F}{\gamma}$ به عنوان عدد موج فرمی در نتیجه [۷, ۱۰]:

$$\Pi(q) = -\frac{g_v g_s k_F}{2\pi\gamma} \left(1 - \frac{\pi q}{4 k_F} \right) \quad \text{برای } q < 2k_F$$

$$\text{برای } q > 2k_F$$

$$\Pi(q) = -\frac{g_v g_s k_F}{2\pi\gamma} \times \left[1 - \frac{1}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{2k_F}{q}\right)^2} - \frac{1}{2} \frac{q}{2k_F} \sin^{-1} \frac{2k_F}{q} \right]$$

$$\Pi(q) = -\frac{g_v g_s k_F}{2\pi\gamma} \left(1 - \frac{\pi}{4} \right) \quad \text{برای } q = 2k_F$$

ثابت استتار، یعنی همان تابع پلاریزاسیون در دماهای پایین و بالا به ترتیب به معادلات زیر تبدیل می‌شود [۷]:

$$\Pi(0) = -\frac{g_v g_s \varepsilon_F}{2\pi\gamma^2} \times \left[1 - \frac{\pi^2}{6} \left(\frac{k_B T}{\varepsilon_F} \right)^2 \right] \quad (۵)$$

$$\Pi(0) \approx 2 \ln 2 \frac{g_v g_s}{2\pi\gamma^2} k_B T \quad (۶)$$

نتیجه گیری

در این مقاله با توجه به تفاوت بین تابع دی الکتریک استاتیک در گرافن تک لایه با سیستم‌های دو بعدی مرسوم، با استفاده از تقریب جرم موثر ضرایب مبتنی بر تابع بولتزمن محاسبه و نشان داده شد که نتایج بدست آمده از رسم تغییرات اثر استتار بر حسب دما، بیانگر این است که در دماهای به اندازه ی کافی بالا استتار افزایش می یابد که این رفتار در تناقض با رفتار سیستم های دو بعدی مرسوم می باشد. هم چنین وابستگی پتانسیل شیمیایی به توان یکم دما در گرافن تک لایه مورد مطالعه قرار گرفته است.

مراجع

[۱] قاسم انصاری پور، زهرا باقری، بررسی خواص گرمایی گرافن چند بلوری، مجله فیزیک کاربردی دانشگاه الزهرا(س)، سال ۵، شماره ۲، پائیز و زمستان ۱۳۹۴، صفحه ۲۳ تا ۳۹.

- [۲] K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, M. I. Katsnelson, I. V. Grigorieva, S. V. Dubonos, and A. A. Firsov, Nature 438, 197 (2005).
 [۳] Y. Zhang, Y.-W. Tan, H. L. Stormer, and P. Kim, Nature 438, 201 (2005).
 [۴] M. R. Ramezani et al, J. Phys. A 42, 214015 (2009).
 [۵] T. Ando et al, J. Phys. Soc. Jpn. 71 (2002) 1318.
 [۶] N. H. Shon and T. Ando: J. Phys. Soc. Jpn. 67 (1998) 2421.
 [۷] T. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. 75, 074716 (2006).
 [۸] J. Gonzalez, F. Guinea and M. A. H. Vozmediano: Nucl. Phys. B 424 (1994) 595.
 [۹] J. Gonzalez, F. Guinea and M. A. H. Vozmediano: Phys. Rev. B 59 (1999) 2474.
 [۱۰] T. Ando, A. B. Fowler and F. Stern: Rev. Mod. Phys. 54 (1982) 437.
 [۱۱] D. P. DiVincenzo and E. J. Mele: Phys. Rev. and T. Ando: J. Phys. Soc. Jpn. 62 (1993) 1255.
 [۱۲] M.S. Ghiorso: Notes on Debye-Hückel Theory Thermodynamics and Phase Change Autumn 2004

این نمودار نشان می دهد که ثابت استتار در $k_B T / \epsilon_F \sim 0.5$ دارای کمینه است و در دماهای بالا به طور خطی افزایش می یابد (معادله ۶) [۷]. از طرف دیگر در سیستم های معمولی دو بعدی ثابت استتار در دماهای بالا با دما به طور معکوس متناسب است [۱۲] که با نتیجه ی فوق مغایرت دارد.

وضعیتی را در نظر می گیریم که در آن سطح فرمی ϵ_F در نوار ظرفیت قرار گرفته باشد.

پتانسیل شیمیایی ζ با شرط:

$$n_s = \frac{1}{2\pi\gamma^2} \int_0^\infty f^-(\epsilon) \epsilon d\epsilon = \frac{1}{2} \frac{\epsilon_F^2}{2\pi\gamma^2} \quad (10)$$

که در آن

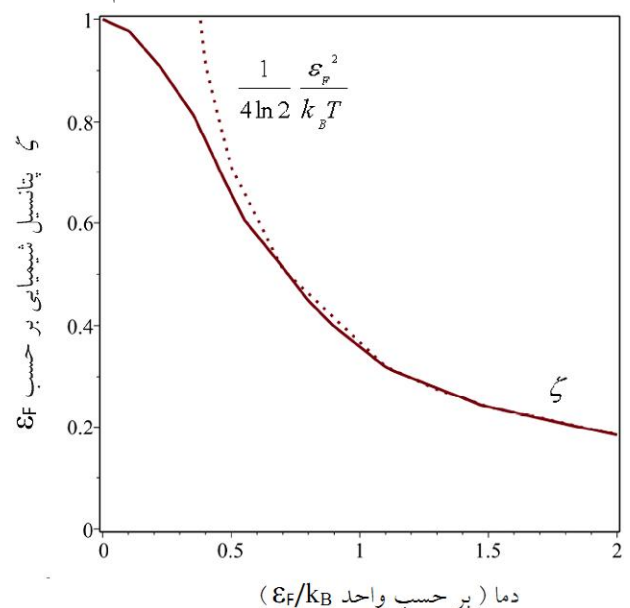
$$f^-(\epsilon) = f(\epsilon) - f(\epsilon + 2\zeta) \quad (11)$$

است بیان می شود. n_s تراکم الکترونی و ζ پتانسیل شیمیایی است که در دماهای پایین و بالا به ترتیب با روابط زیر تعریف می شود:

$$\zeta = \epsilon_F - \frac{\pi^2}{6} \frac{(k_B T)^2}{\epsilon_F} + \dots \quad (12)$$

$$\zeta = \frac{1}{4 \ln 2} \frac{\epsilon_F^2}{k_B T}$$

در شکل ۲ منحنی تغییرات پتانسیل شیمیایی با استفاده از معادلات (۱۰-۱۲) به روش عددی محاسبه و رسم شده است.



شکل ۲: نمایش تغییرات پتانسیل شیمیایی بر حسب دما. خط نقطه چین نتایج در دمای بالا را نشان می دهد.