



بیست و یکمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و هفتمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۲۳ تا ۲۵ دی ماه ۱۳۹۳، دانشگاه شهید بهشتی



بررسی فرمیون دو بعدی بدون جرم در پتانسیل شیمیایی محدود به روش دینامیکی میدان گرمایی (ترموفیلد)

مرجان جعفری

دانشگاه بین المللی امام خمینی (ره) قزوین، قزوین

چکیده - در این مقاله یک سامانه فرمیونی دو بعدی بدون جرم با پتانسیل شیمیایی غیر صفر و در دمای متناهی متغیر با زمان را با استفاده از روش میدان گرمایی مورد بررسی قرار می‌دهیم و تابع برهمکنش دو نقطه‌ای را برای سامانه محاسبه می‌کنیم و نشان می‌دهیم که تابع دو نقطه‌ای برای سامانه با پتانسیل شیمیایی به صورت حاصلضرب تابع دو نقطه‌ای برای سامانه با پتانسیل شیمیایی صفر در قسمت فازی وابسته به پتانسیل شیمیایی می‌باشد.

کلید واژه - پتانسیل شیمیایی، تابع برهمکنش دو نقطه‌ای، فرمیون، میدان گرمایی.

Two-dimensional free massless Fermi theory at finite chemical potential in the Thermo-field Dynamics approach

Marjan Jafari

Imam Khomeini International University of Ghazvin, Ghazvin.

Abstract- A free massless fermion field at finite chemical potential and time varying temperature are considered and in thermo-field dynamics the expectation value of $2n$ -point functions as the thermodynamic average are computed. It was observed that the Fermi fields under consideration, was able to factorize the chemical potential dependence of the two-point functions in to an exponential pre-factor.

Keywords: Chemical potential, Fermions, Thermo-field, Two-point function,

۱- مقدمه

فرمول‌بندی‌های فراوانی برای نظریه میدان در دمای متناهی وجود دارد که روش میدان گرمایی از جمله آن‌ها می‌باشد. روش میدان گرمایی بر پایه کار با عملگرها می‌باشد و از تبدیلات مشابه تبدیلات بوگولوبیوف در این روش استفاده می‌شود که توسط امزاوا و تاکاهاشی پیشنهاد شده است [۱-۲]. مهمترین ویژگی این روش یکی عملگری بودن آن است و دیگر اینکه تمام ویژگی‌های نظریه میدان دمای صفر را حفظ می‌کند. در دیدگاه میدان گرمایی در نظریه میدان‌های کوانتومی لازم است که درجات آزادی میدان‌ها دو برابر شود. این مساله با معرفی یک فضای آینده‌ای که با علامت مد نشان داده می‌شود امکان‌پذیر می‌باشد و برای هر عملگر در فضای حقیقی یک عملگر در فضای آینده‌ای وجود خواهد داشت و یک فضای هیلبرت دوگان تشکیل خواهد شد. فضای آینده‌ای یک کپی از فضای اصلی تحت مطالعه می‌باشد که روابط کانونیک برای آن نیز برقرار است. مفهوم اصلی روش میدان گرمایی در این نکته است که حالت گرمایی در فضای اولیه معادل یک حالت خلا در فضای هیلبرت گسترش یافته می‌باشد و با استفاده از آن متوسط گرمایی متغیرهای دینامیکی به راحتی محاسبه می‌شود. روش میدان گرمایی به صورت گسترده در مسائل کوانتوم اپتیک و ماده چگال بکار می‌رود [۳-۴].

روش میدان گرمایی برای سامانه‌های کوانتومی در حالت تعادل گرمایی و عدم تعادل گرمایی به کار می‌رود. هنگامی که سیستم در تعادل پایدار نباشد برای مثال هنگامی که دمای محیط با زمان تغییر می‌کند و یا هنگامی که سامانه‌های با دماهای متفاوت داشته باشیم می‌توان از روش میدان گرمایی استفاده نمود [۵].

در این مقاله سامانه فرمیونی دو بعدی بدون جرم با پتانسیل شیمیایی غیر صفر را در نظر می‌گیریم که دمای سامانه با زمان به کندی تغییر می‌کند و فرض می‌شود که تحول سامانه بی‌دررو باشد و سامانه در هر لحظه در تعادل گرمایی باشد و از توزیع بولتزمن پیروی کند و برای این سامانه تابع برهمکنش دونقطه‌ای را محاسبه می‌کنیم.

۲- روش کار

در این کار ابتدا سامانه فرمیونی دو بعدی بدون جرمی را در دمای صفر و پتانسیل شیمیایی صفر در نظر می‌گیریم

$$\psi^{(0)}(x) = \begin{pmatrix} \psi^{(0)}(x^+) \\ \psi^{(0)}(x^-) \end{pmatrix}, \quad \tilde{\psi}^{(0)}(x) = \begin{pmatrix} \tilde{\psi}^{(0)}(x^+) \\ \tilde{\psi}^{(0)}(x^-) \end{pmatrix} \quad (1)$$

که $x^\pm = x^0 \pm x^1$ و دینامیک فضای هیلبرت دوگان با لاگرانژی کلی زیر معرفی می‌شود

$$\hat{L}_0 = L_0 - \tilde{L}_0 \quad (2)$$

$$L_0 = \bar{\psi}^{(0)}(x) i \gamma^\nu \partial_\nu \psi^{(0)}(x), \quad (3)$$

$$\tilde{L}_0 = -\bar{\tilde{\psi}}^{(0)}(x) i \gamma^\nu \partial_\nu \tilde{\psi}^{(0)}(x)$$

عملگر همیوگ هر عملگر دلخواه در فضای آینده‌ای برابر $\tilde{c} \tilde{A} = c^* \tilde{A}$ است که c عدد ثابت است. در وارون دمای کند تغییر $\beta_t = \beta(T) = 1/T_t$ و پتانسیل شیمیایی μ متوسط گرمایی یک عملگر میدان A به صورت زیر است

$$\langle A \rangle = \frac{\text{Tr} A e^{-\beta_t (H_0 - \mu Q)}}{\text{Tr} e^{-\beta_t (H_0 - \mu Q)}}, \quad (4)$$

که هامیلتونی و عملگر بار به ترتیب عبارت هستند از

$$H_0 = \int_{-\infty}^{\infty} dp p [b^+(p)b(p) + d^+(p)d(p)] \quad (5)$$

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty} dp [b^+(p)b(p) - d^+(p)d(p)] \quad (6)$$

که $b(p), d(p), b^+(p), d^+(p)$ عملگرهای نابودی و خلق فرمیونی و آنتی فرمیونی در فضای فوریه می‌باشند.

میدان فرمیونی فضای اصلی بر حسب عملگرهای خلق و نابودی به صورت زیر است

$$\psi^{(0)}(x^\pm) = \int_0^\infty dp \left\{ f_p(x^\pm) b(\mp p) + f_p^*(x^\pm) d^\dagger(\mp p) \right\}$$

$$f_p(x^\pm) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-ipx^\pm}, \quad (7)$$

میدان فضای آینده‌ای نیز بر حسب عملگرهای خلق و نابودی فضای آینده‌ای مانند عبارت بالا نوشته می‌شود.

$$\langle 0_F(\beta_t, \mu) | b^\dagger(p) b(k) | 0_F(\beta_t, \mu) \rangle = \frac{e^{-\beta_t(|p|-\mu)} \delta(p-k)}{1+e^{-\beta_t(|p|-\mu)}} \quad (16)$$

$$\langle 0_F(\beta_t, \mu) | d^\dagger(p) d(k) | 0_F(\beta_t, \mu) \rangle = \frac{e^{-\beta_t(|p|+\mu)} \delta(p-k)}{1+e^{-\beta_t(|p|+\mu)}} \quad (17)$$

$$\langle 0_F(\beta_t, \mu) | d(p) d^\dagger(k) | 0_F(\beta_t, \mu) \rangle = \frac{\delta(p-k)}{1+e^{-\beta_t(|p|+\mu)}}$$

به همین ترتیب میدان فرمی در فضای اصلی و فضای آینده در پایه میدان گرمایی با استفاده از عملگرهای خلق و نابودی تبدیل یافته عبارت هستند از

$$\psi^{(0)}(x^\pm; \beta_t, \mu) = \int_0^\infty dp \{ f_p(x^\pm) \} \quad (18)$$

$$(b(\mp p) \cos \theta(p; \beta_t, -\mu) + i b^\dagger(\mp p) \sin \theta(p; \beta_t, -\mu)) + f_p^*(x^\pm) \\ (d^\dagger(\mp p) \cos \theta(p; \beta_t, \mu) - i d(\mp p) \sin \theta(p; \beta_t, \mu)),$$

$$\tilde{\psi}^{(0)}(x^\pm; \beta_t, \mu) = \int_0^\infty dp \{ f_p^*(x^\pm) \} \quad (19)$$

$$(\tilde{b}(\mp p) \cos \theta(p; \beta_t, -\mu) - i \tilde{b}^\dagger(\mp p) \sin \theta(p; \beta_t, -\mu)) + f_p(x^\pm) \\ (\tilde{d}^\dagger(\mp p) \cos \theta(p; \beta_t, \mu) + i \tilde{d}(\mp p) \sin \theta(p; \beta_t, \mu)),$$

با استفاده از روابط (۱۴-۱۷) می توان تابع برهمکنش دو نقطه‌ی فرمیونی دوگان را محاسبه نمود. خواهیم دید که وابستگی پتانسیل شیمیایی میدان‌های فرمیونی بدون جرم مورد مطالعه در محاسبه تابع دو نقطه‌ی سامانه به صورت یک جمله نمایی جدا خواهد بود. داریم

$$\langle 0_F(\beta_t, \mu) | \psi^{(0)}(x^\pm) \psi^{(0)\dagger}(y^\pm) | 0_F(\beta_t, \mu) \rangle = \\ \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty dp \{ e^{-ip(x^\pm - y^\pm)} \cos^2 \theta(p; \beta_t, -\mu) \\ + e^{+ip(x^\pm - y^\pm)} \sin^2 \theta(p; \beta_t, \mu) \} \quad (20)$$

با استفاده از روابط (۱۰ و ۱۱) و یک تغییر در متغیر $p - \mu \rightarrow p$ داریم

برای محاسبه تابع برهمکنش دو نقطه‌ی فرمیونی در دمای متناهی لازم است که از دیدگاه تعمیم یافته میدان گرمایی که توسط اوجیما [6] معرفی گردید، برای وارد کردن پتانسیل شیمیایی استفاده کنیم. در این دیدگاه متوسط گرمایی یک کمیت، در خلا گرمایی $|0(\beta_t, \mu)\rangle$ محاسبه می‌شود که خلا گرمایی از تاثیر تابع یکانی روی خلا فضای دوگان حاصل می‌شود

$$|0(\beta_t, \mu)\rangle = U_F[\theta_F(\beta_t, \mu)] |0, \tilde{0}\rangle, \quad (8)$$

که در فضای دوگان عملگر یکانی بدین صورت است

$$U_F[\theta_F(\beta_t, \mu)] = \exp[-i \int_{-\infty}^\infty dp \\ [(b(p)b(p) + b^+(p)\tilde{b}^+(p))\theta(|p|, \beta_t, -\mu) \\ + (\tilde{d}(p)b(p) + d^+(p)\tilde{d}^+(p))\theta(|p|, \beta_t, \mu)]] \quad (9)$$

که $\theta(|p|, \beta_t, \mu)$ با استفاده از روابط زیر محاسبه می‌شوند

$$\cos \theta(p; \beta_t, \mu) = \frac{1}{\sqrt{1+e^{-\beta_t(p+\mu)}}}, \quad (10)$$

$$\sin \theta(p; \beta_t, \mu) = \frac{e^{-\frac{\beta_t}{2}(p+\mu)}}{\sqrt{1+e^{-\beta_t(p+\mu)}}}, \quad (11)$$

عملگرهای نابودی تبدیل یافته در فضای دوگان با استفاده از عملگر یکانی بدین صورت محاسبه می‌شوند

$$b(p; \beta_t, \mu) = U_F^{-1}[\theta(\beta_t, \mu)] b(p) U_F[\theta(\beta_t, \mu)] \quad (12)$$

$$= b(p) \cos \theta(p; \beta_t, -\mu) + i b^\dagger(p) \sin \theta(p; \beta_t, -\mu),$$

$$d(p; \beta_t, \mu) = U_F^{-1}[\theta(\beta_t, \mu)] d(p) U_F[\theta(\beta_t, \mu)] \quad (13)$$

$$= d(p) \cos \theta(p; \beta_t, \mu) + i d^\dagger(p) \sin \theta(p; \beta_t, \mu),$$

عملگرهای معادل در فضای آینده با استفاده از همیوگ هریتی محاسبه می‌شوند. با استفاده از این روابط متوسط گرمایی حاصلضرب عملگرهای خلق و نابودی عبارتند از

$$(14)$$

$$\langle 0_F(\beta_t, \mu) | b(p) b^\dagger(k) | 0_F(\beta_t, \mu) \rangle = \frac{\delta(p-k)}{1+e^{-\beta_t(|p|-\mu)}} \quad (15)$$

$$\langle 0_F(\beta_t) | \psi^{(0)}(x_1^\pm) \dots \psi^{(0)}(x_n^\pm) \psi^{(0)\dagger}(y_1^\pm) \dots \psi^{(0)\dagger}(y_n^\pm) | 0_F(\beta_t) \rangle = \exp \left(-i\mu \left(\sum_{i=1}^n x_i^\pm - \sum_{j=1}^n y_j^\pm \right) \right) \times \quad (27)$$

$$\frac{\prod_{i < i'}^n \Omega(x_i^\pm - x_{i'}^\pm; \beta_t) \prod_{j < j'}^n \Omega(y_j^\pm - y_{j'}^\pm; \beta_t)}{\prod_{i,j=1}^n \Omega(x_i^\pm - y_j^\pm - i\varepsilon(x_i^0 - y_j^0); \beta_t)}$$

$$\Omega(x; \beta_t) = 2i\beta_t \sinh\left(\frac{\pi}{\beta_t} x\right). \quad (28)$$

همانگونه که مشخص است در تابع برهمکنش $2n$ نقطه‌ی نیز پتانسیل شیمیایی به صورت فاکتور جدا در کنار تابع برهمکنش سامانه بدون پتانسیل شیمیایی ظاهر شده است.

۳- نتیجه‌گیری

در این مقاله سامانه فرمیونی بدون جرمی با پتانسیل شیمیایی ثابت را در دمای متناهی مورد بررسی به روش عملگری میدان گرمایی مورد بررسی قرار دادیم، البته با در نظر گرفتن این فرض که دما به صورت بی‌دررو تغییر می‌کند. سپس در این شرایط تابع برهمکنش دوقطه‌ای قطری و غیرقطری سامانه را محاسبه نمودیم و مشاهده شد که نتیجه حاصل به صورت حاصلضرب تابع برهمکنش دو نقطه‌ای در پتانسیل شیمیایی صفر در وابستگی نمایی پتانسیل شیمیایی می‌باشد و جمله پتانسیل شیمیایی بخش جدایی‌پذیری از جمله تابع برهمکنش دمایی متغیر با زمان می‌باشد و در نهایت درستی این نتیجه را برای تابع برهمکنش $2n$ نقطه‌ای نیز نشان دادیم.

مراجع

- [1] Rammer J., *Quantum field theory of nonequilibrium states*, Cambridge University Press, Cambridge, (2007)
- [2] Das A., *finite temperature field theory*, World Science, Singapore, 1997.
- [3] Khanna F. C., etc., *thermal quantum field theory: Algebraic aspects and applications*, World Scientific, Singapore, (2009).
- [4] Umezawa. H., Matsumoto. H., *Thermofield dynamics and condensed states*, North Holland, Amsterdam, (1982).
- [5] Kheirandish F., Jafari. M., *Finite temperature electromagnetic field quantization in a medium: the thermofield approach*, *Phys. Rev A* 84 (2011) 062120.
- [6] Amaral R. L., Belvedere L. V., and Rothe K. D., *Two-Dimensional Thermofield Bosonization II: Massive Fermions*, *Ann. Phys.* 323 (2008) 2662.

$$\langle 0_F(\beta_t, \mu) | \psi^{(0)}(x^\pm) \psi^{(0)\dagger}(y^\pm) | 0_F(\beta_t, \mu) \rangle = e^{-i\mu(x^\pm - y^\pm)} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp}{2\pi} \{ e^{-ip(x^\pm - y^\pm)} \frac{1}{1 + e^{-\beta_t p}} \} \quad (21)$$

در رابطه بالا قسمت زیر انتگرال برابر مولفه قطری تابع گرمایی دو نقطه‌ای در پتانسیل شیمیایی صفر می‌باشد

$$\langle 0_F(\beta_t) | \psi^{(0)}(x^\pm) \psi^{(0)\dagger}(y^\pm) | 0_F(\beta_t) \rangle = \frac{1}{2i\beta_t \sinh \frac{\pi}{\beta_t} (x^\pm - y^\pm - i\varepsilon)} \quad (22)$$

با استفاده از روابط (۲۱ و ۲۲) برای $\mu \neq 0$ نتیجه زیر حاصل می‌شود

$$\langle 0_F(\beta_t, \mu) | \psi^{(0)}(x^\pm) \psi^{(0)\dagger}(y^\pm) | 0_F(\beta_t, \mu) \rangle = e^{-i\mu(x^\pm - y^\pm)} \langle 0_F(\beta_t) | \psi^{(0)}(x^\pm) \psi^{(0)\dagger}(y^\pm) | 0_F(\beta_t) \rangle \quad (23)$$

همانگونه که مشاهده می‌شود وابستگی تابع دو نقطه‌ای به پتانسیل شیمیایی به صورت یک المان فازی می‌باشد.

به روش مشابه می‌توان المان قطری فضای آینده را نیز بدست آورد

$$\langle 0_F(\beta_t, \mu) | \tilde{\psi}^{(0)}(x^\pm) \tilde{\psi}^{(0)\dagger}(y^\pm) | 0_F(\beta_t, \mu) \rangle = e^{i\mu(x^\pm - y^\pm)} \langle 0_F(\beta_t) | \tilde{\psi}^{(0)}(x^\pm) \tilde{\psi}^{(0)\dagger}(y^\pm) | 0_F(\beta_t) \rangle \quad (24)$$

و تابع برهمکنش دو نقطه‌ای غیر قطری نیز بدین صورت بدست می‌آید

$$\langle 0_F(\beta_t, \mu) | \tilde{\psi}^{(0)\dagger}(x^\pm) \psi^{(0)\dagger}(y^\pm) | 0_F(\beta_t, \mu) \rangle = e^{-i\mu(x^\pm - y^\pm)} \langle 0_F(\beta_t) | \tilde{\psi}^{(0)\dagger}(x^\pm) \tilde{\psi}^{(0)\dagger}(y^\pm) | 0_F(\beta_t) \rangle$$

که تابع دو نقطه‌ای غیر قطری در غیاب پتانسیل شیمیایی عبارت است از

$$\langle 0_F(\beta_t) | (-i) \tilde{\psi}^{(0)\dagger}(x^\pm) \psi^{(0)\dagger}(y^\pm) | 0_F(\beta_t) \rangle = \frac{1}{2i\beta_t \sinh \frac{\pi}{\beta_t} (x^\pm - i\frac{\beta_t}{2} - y^\pm + i\varepsilon)} \quad (25)$$

در حالت کلی تابع برهمکنش $2n$ نقطه‌ای عبارت است از