

掺杂全息费米系统

吴健聘^{1,2}, 黄雯钧¹, 付国杨², 张丹¹

(1.渤海大学 数理学院, 辽宁 锦州 121013; 2.扬州大学 物理与科学技术学院, 江苏 扬州 225009)

摘要: 构建了包括两个规范场和一个中性标量场的两流体模型, 数值得到渐近标量毛 AdS 黑膜解. 模型导入了两个可调节的化学势, 从而导入了可控的掺杂参数. 研究了特定参数下全息费米系统的性质. 研究表明随着赝标量汤川秀树耦合增大, 能隙打开, 标志着系统衍生出绝缘相. 固定赝标量汤川秀树耦合, 随着掺杂参数的增大, 能隙打开的临界值减少, 能隙的形成更容易. 并给出了相应的温度-掺杂相图. 最后, 根据模型参数, 将模型分类.

关键词: AdS/CFT 对偶; 全息费米; 掺杂

中图分类号: O413

文献标志码: A

全息原理, 认为高维的经典引力系统可以由其边界上的低维量子场论描述^[1-4]. 利用全息原理, 可以通过简单的引力模型来研究其对偶的强耦合凝聚态系统. 此外, 全息原理也有助于理解强耦合凝聚态系统的相关机制以及其普适性的分类. 重要的进展包括全息超导^[5]及全息(非)费米系统^[6].

掺杂在凝聚态系统中扮演了重要的角色. 温度-掺杂相图包括了反铁磁相, 赝能隙相, 奇异金属相和超导电性等. 如何利用全息原理研究掺杂效应以至于温度-掺杂相图已经成为一个重要的研究主题. 研究该问题的一些先驱性文献可参考[7-8]. 在这些工作中, 双规范场被引入, 其对偶于边界场中的双流体模型. 对偶边界上诱导出一对可控的化学势, 从而导致其比例的不平衡. 两个化学势的比率表示电荷杂质.

本文将研究掺杂全息费米系统. RN-AdS(Reissner-Nordstrom Anti-de Sitter)背景的费米谱展现了类准粒子的激发. 其色散关系表明该系统为非费米系统. 其特点与凝聚态系统中某些奇异相的性质一致, 如高温超导铜酸盐的非超导态, 近量子临界点的金属态. 进一步, 通过导入某些耦合项, 如偶极子耦合^[9-10], 赝汤川秀树(Yukawa)耦合^[11], 可以实现绝缘相. 全息偶极子耦合费米系统展现出莫特(Mott)绝缘体的两个主要特征: 动力学能隙的形成以及谱权重的转移^[9-10]. 在全息赝汤川秀树耦合费米系统, 也可以观察到能隙的形成, 但其谱权重仅仅在低频中转移, 其特点不同于莫特绝缘相. 基于文献[7-8]的想法, 文献[12]构建了掺杂的全息模型, 研究了特定参数情况下, 掺杂对全息赝汤川秀树耦合费米系统谱函数的影响. 本文进一步研究其他参数情况下, 掺杂对费米系统谱函数的影响.

本文结构如下: 第一节构建了掺杂的全息背景模型, 数值构建背景解, 并导出赝汤川秀树耦合的狄拉克方程. 第二节数值解狄拉克方程, 分析数值结果. 第三节是结论和讨论.

1 全息构架

1.1 背景几何

考虑如下作用量

$$S = \frac{1}{2\kappa^2} \int d^4x \sqrt{-g} \left(R + \frac{6}{L^2} + \Lambda_M + \Lambda_\Phi \right), \quad (1)$$

收稿日期: 2020-02-11; 修回日期: 2020-04-02.

基金项目: 国家自然科学基金(11775036)

作者简介(通信作者): 吴健聘(1978-), 男, 广东台山人, 扬州大学教授, 博士, 研究方向为引力与相对论天体物理, E-mail: jianpinwu@mail.bnu.edu.cn.

上式中, $\Lambda_M = -\frac{1}{4}Z_A(\Phi)F_{\rho\nu}F^{\rho\nu} - \frac{1}{4}Z_B(\Phi)G_{\rho\nu}G^{\rho\nu} - \frac{1}{2}Z_{AB}(\Phi)F_{\mu\nu}G^{\mu\nu}$, $\Lambda_\Phi = -\frac{1}{2}\nabla_\mu\nabla_\nu\Phi - \frac{1}{2}m^2\Phi^2$.

考虑如下特定的耦合函数形式

$$Z_A(\Phi) = 1 + \frac{1}{2}\alpha\Phi^2, Z_B(\Phi) = 1 + \frac{1}{2}\beta\Phi^2, Z_{AB}(\Phi) = \frac{1}{2}\gamma\Phi^2,$$

Φ 为中性标量场, m 为标量场的质量. $F = dA$ 和 $G = dB$ 分别是规范场 A 和 B 的场强.

从作用量(1)可导出爱因斯坦方程, 麦克斯韦方程和标量场方程 $R_{\rho\nu} - \left(\frac{1}{2}R + \frac{3}{L^2}\right)g_{\rho\nu} + \frac{1}{2}(T_{\rho\nu}^A + T_{\rho\nu}^\Phi) = 0$, $\nabla_\mu(Z_A(\Phi)F^{\rho\nu} + Z_{AB}(\Phi)G^{\rho\nu}) = 0$, $\nabla_\mu(Z_B(\Phi)G^{\rho\nu} + Z_{AB}(\Phi)F^{\rho\nu}) = 0$, $(\nabla^2 - m^2 - (\frac{1}{4}\alpha F^2 + \frac{1}{4}\beta G^2 + \frac{1}{2}\gamma F_{\rho\nu}G^{\rho\nu}))\Phi = 0$, 其中, 能量动量张量 $T_{\rho\nu}^A$ 和 $T_{\rho\nu}^\Phi$ 分别为 $T_{\rho\nu}^A = -\Lambda_M g_{\rho\nu} - Z_A(\Phi)F_{\mu\rho}F_\nu^\mu - Z_B(\Phi)G_{\mu\rho}G_\nu^\mu - 2Z_{AB}(\Phi)F_{\mu\rho}G_\nu^\mu$, $T_{\rho\nu}^\Phi = -\Lambda_\Phi g_{\rho\nu} - \nabla_\mu\Phi\nabla_\nu\Phi$.

下面将数值解上面的爱因斯坦, 麦克斯韦方程以及标量场方程. 为此, 度规、规范场及标量的设定如下 $ds^2 = \frac{1}{u^2}\left[-(1-u)pUdt^2 + \frac{du^2}{(1-u)pU} + Vdx^2 + Vdy^2\right]$, $A = \mu(1-u)adt$, $B = \delta u(1-u)bdt$, $\Phi = u^{3-\Delta}\Phi$, 其中, $p(u) = 1 + u + u^2 - (\mu^2 u^3/4)$; U, V, a 和 b 仅仅是径向坐标 u 的函数, μ 和 $\delta\mu$ 为规范场 A 和 B 的对偶边界场论的化学势. 系统的霍金温度为 $\hat{T} = \frac{(12 - \mu^2)U(1)}{16\pi}$. 进一步可定义一个标量不变的温度 $T \equiv \hat{T}/\mu$. 为了取得渐进 AdS 黑膜, 共形边界(也称 UV 边界)处的条件设定为 $U(0) = V(0) = a(0) = b(0) = 1$. $\Phi(u)$ 在 UV 边界的渐进行为

$$\Phi(u) = \Phi_0 + \Phi_1 u^{2\Delta-3}. \quad (2)$$

其中, Φ_0 和 Φ_1 分别为源和算符的期待值. Φ_0 对偶于边界场论的耦合强度. Δ 为标量算符的共形维度. Δ 和标量场质量的关系为 $m^2 L^2 = \Delta(\Delta - 3)$. 给定的标量场质量 m^2 , 耦合参数 α 和 β , 系统由三个标度不变的参数决定. 这三个参数分别是霍金温度 T , 掺杂 $\chi = \frac{\delta\mu}{\mu}$ 和耦合参数 $\lambda \equiv \Phi_0/\mu^{3-\Delta}$. 本文主要研究掺杂对费米系统的影响, 因此设 $\Phi_0 = 0$.

数值求解运动方程, 还需要确定 UV 边界和视界处的边界条件. UV 边界, 即 $u \rightarrow 0$, 要求背景几何为 AdS_4 , 标量场的渐进行为如方程(2)的形式. 视界处, 即 $u \rightarrow 1$, 需要加上入射波的边界条件.

1.2 狄拉克方程

考虑如下狄拉克作用量

$$S_D = i\int d^4x \sqrt{-g} \zeta(\Gamma^a D_a - m_\zeta)\zeta, S_Y = \int d^4x \sqrt{-g}(\eta_2 \bar{\zeta} \Phi \Gamma^5 \zeta + h.c.). \quad (3)$$

作用量包括了赝汤川秀树耦合项, $h.c.$ 为 η_2 的共轭项. $\Gamma^a = (e_\mu^a)^a \Gamma^\mu$ 和 $D_a = \partial_a + \frac{1}{4}(\omega_{\rho\nu})_a \Gamma^{\rho\nu} - iqA_a$, 其中 $(e_\mu^a)^a$ 和 $(\omega_{\rho\nu})_a$ 分别是正交归一基矢和自旋联络一形式. Γ^5 为手性矩阵, 满足 $\{\Gamma^5, \Gamma^\mu\} = 0$.

由作用量(3)可导出狄拉克方程 $\Gamma^a D_a \zeta - m_\zeta \zeta - i\eta_2 \Phi \Gamma^5 \zeta = 0$. 重新定义 $\zeta = (g_{\mu\nu} g_{xx} g_{yy})^{-\frac{1}{4}} \Phi$ 以消除自旋联络, 然后在动量空间中展开 $\Phi = \int \frac{d\omega dk}{2\pi} F(u, k) e^{-i\omega t + ikx}$, 其中, 由于 x - y 平面的对称性, 已经设 $k_x = k$ 和 $k_y = 0$. 自旋场是四分量场, 可做如下分解 $F = (F_1, F_2)^T$, 其中 $F_a \equiv (A_a, B_a)^T$, $\alpha = 1, 2$. 选择一个特定的伽马矩阵

$$\Gamma^3 = \begin{pmatrix} -\sigma^3 & 0 \\ 0 & -\sigma^3 \end{pmatrix}, \Gamma^0 = \begin{pmatrix} i\sigma^1 & 0 \\ 0 & i\sigma^1 \end{pmatrix}, \Gamma^1 = \begin{pmatrix} -\sigma^2 & 0 \\ 0 & -\sigma^2 \end{pmatrix}, \Gamma^2 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^2 \\ \sigma^2 & 0 \end{pmatrix}, \Gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & i\sigma^2 \\ -i\sigma^2 & 0 \end{pmatrix}.$$

得到四分量自旋场的狄拉克方程

$$\left(\frac{1}{\sqrt{g_{uu}}}\partial_u \mp m_\zeta\right) \begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} \pm (\omega + qA_t) \frac{1}{\sqrt{g_{uu}}} \begin{pmatrix} B_1 \\ A_1 \end{pmatrix} - \frac{k}{\sqrt{g_{xx}}} \begin{pmatrix} B_1 \\ A_1 \end{pmatrix} + i\eta_2 \Phi \begin{pmatrix} B_2 \\ A_2 \end{pmatrix} = 0,$$

$$\left(\frac{1}{\sqrt{g_{uu}}}\partial_u \mp m_\zeta\right)\begin{pmatrix} A_2 \\ B_2 \end{pmatrix} \pm (\omega + qA_t) \frac{1}{\sqrt{g_{tt}}}\begin{pmatrix} B_2 \\ A_2 \end{pmatrix} + \frac{k}{\sqrt{g_{xx}}}\begin{pmatrix} B_2 \\ A_2 \end{pmatrix} - i\eta_2\Phi\begin{pmatrix} B_1 \\ A_1 \end{pmatrix} = 0.$$

视界处入射边界条件要求 $\begin{pmatrix} A_\alpha(u, k) \\ B_\alpha(u, k) \end{pmatrix} = c_\alpha \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} (1-u)^{-\frac{i\omega}{4\pi T}}$. UV 边界处, 狄拉克场的行为为 $\begin{pmatrix} A_\alpha \\ B_\alpha \end{pmatrix} \approx a_\alpha u^{m_\zeta} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + b_\alpha u^{-m_\zeta} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$.

根据全息对偶词典, 可以读出延迟格林函数 $a_\alpha = G_{\alpha\alpha}, b_\alpha$. 本文主要研究可测量的谱函数 $A(\omega, k_x, k_y) \sim \text{Im}(\text{Tr } G)$; 此外, 仅研究零质量费米子的情况, 即设 $m_\zeta = 0$.

2 数值结果

文献[12]研究了 $\alpha = 5, \beta = -1, \gamma = 1$ 的情况. 本文将主要研究 $\alpha = -1, \beta = 5, \gamma = 1$ 的情况. 本文研究的参数 α 和 β 的正负号和文献[12]的正负号相反. 然后简单研究两规范场的相互作用项 $F_{\mu\nu}G^{\mu\nu}$ 对系统的影响.

首先研究 $\alpha = -1, \beta = 5, \gamma = 1$ 的情况. 图 1 为不同掺杂情况下度规函数 $U(u)$, $V(u)$, 规范场 $a(u), b(u)$ 和标量场 $\Phi(u)$ 的图像(温度 $T = 0.01$).

下面对度规函数、规范场及标量场的特点进行总结, 并和文献[12]($\alpha = -1, \beta = 5, \gamma = 1$ 的情况)进行比较. 1) 随着掺杂 χ 的增加, 标量场 $\Phi(u)$ 在视界处的值增大, 但 UV 边界处的值为零. 因此赝标量场汤川秀树耦合是标量场和狄拉克之间的直接耦合, 因此上面的标量场的特点是理解赝标量汤川秀树耦合所产生的结果的关键因素. 该变化趋势和文献[12]的相反. 2) 掺杂 χ 的增加, 度规 $V(u)$ 在视界处的值增大. 该变化趋势和文献[12]的一致. 3) 当调节掺杂 χ , 规范场 a 在视界处的值有比较大的变化, 而规范场 b 在 UV 边界处的值有较大变化. 该变化趋势和文献[12]的相反. 这些特点有助于接下来关于费米谱的特点的理解.

下面研究掺杂对能隙形成的影响. 图 2 给出了温度 $T = 0.01$ 和 $\chi = 1$ 的谱函数 $A(\omega, k)$ 的密度图(图 2(a) 中 $\eta_2 = 0.5$, 图 2(b) 中 $\eta_2 = 6$). 对于小 η_2 , $\omega = 0$ 附近有一个类准粒子峰, 而随着 η_2 增大, 可明显看到能隙的形成. 图 3 进一步展现了能隙的形成过程. 从图 3(a) 可看到, 类准粒子峰分布在 $\omega = 0$ 附近. 而随着 η_2 增大, 类准粒子峰被推离 $\omega = 0$ 处, 能隙形成(图 3(b)).

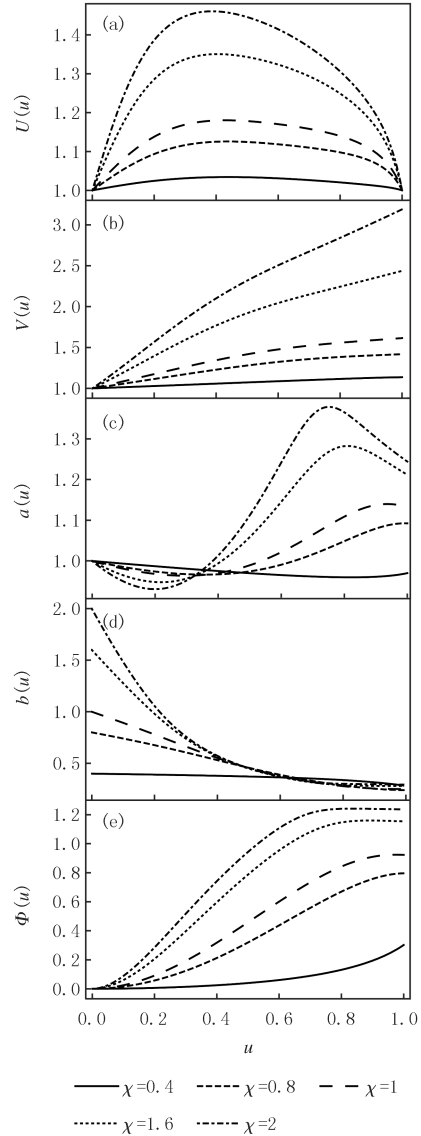


图 1 $T=0.01$ 时, 掺杂对度规函数 $U(u), V(u)$, 规范场 $a(u), b(u)$ 和标量场 $\Phi(u)$ 的影响

Fig.1 Plots of $U(u), V(u), a(u), b(u)$ and $\Phi(u)$ as the function of u with different doping χ at $T=0.01$

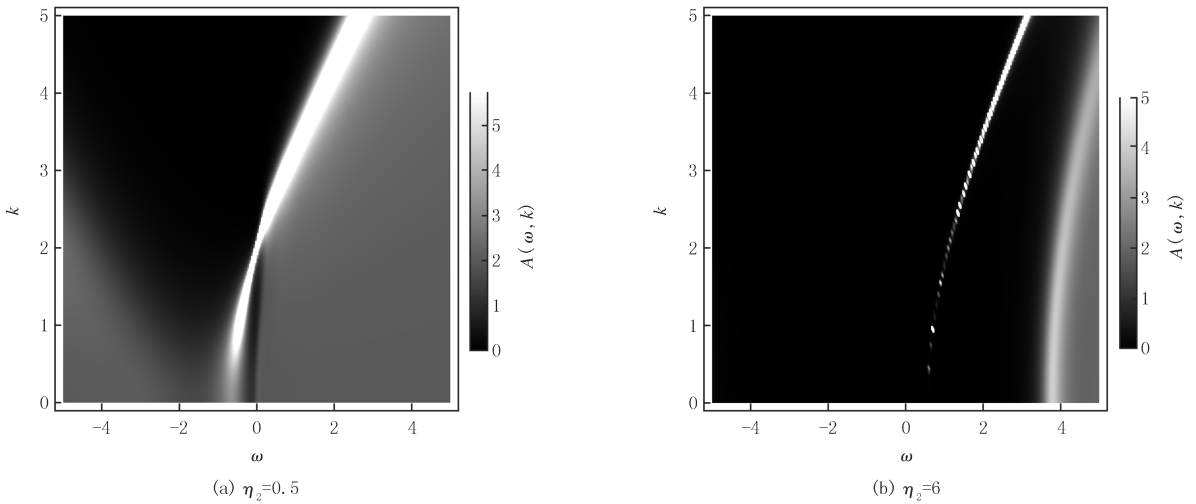


图2 $T=0.01, \chi=1$ 的谱函数 $A(\omega, k)$ 密度图
 Fig.2 Density plots of spectral function $A(\omega, k)$ for $\chi=1$ at $T=0.01$

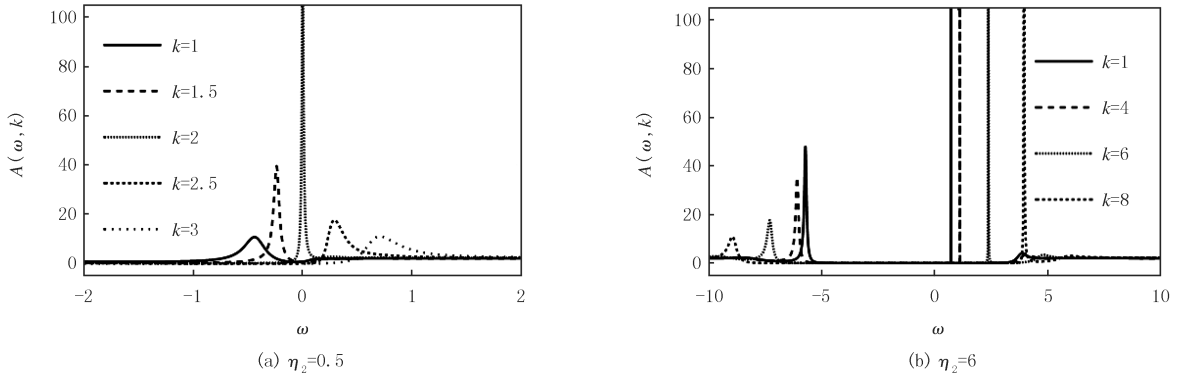


图3 $T=0.01, \chi=1$ 不同动量 k 的谱函数 $A(\omega, k)$
 Fig.3 Spectral function $A(\omega, k)$ with $\chi=1$ at $T=0.01$ for sample k

态密度是研究能隙特征的一个有效的量,为 k 空间上谱函数 $A(\omega, k)$ 的积分,测量谱函数的总权重.图 4 给出了不同赝汤川秀树耦合 η_2 的态密度 $A(\omega)$.其特征如下:

1)赝标量汤川秀树耦合诱导的低频区域(频率的绝对值 $|\omega|$ 小的情况)费米谱权重的重排.这是因为对偶边界场论的低频谱探测近视界几何,而标量场在视界处有非平庸的结构.2)随着赝标量汤川秀树耦合增加,谱权重由低能带($\omega < 0$)转移到高能带($\omega > 0$).

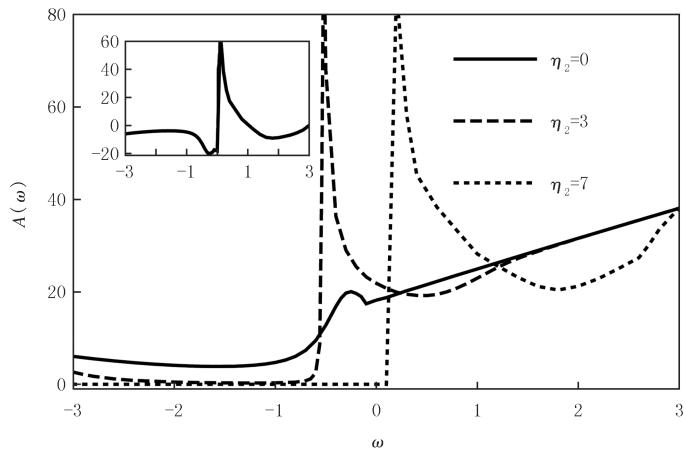


图4 $T=0.01, \chi=1$ 的多个 η_2 的 $A(\omega)$
 Fig.4 Spectral function $A(\omega)$ of $\chi=1$ for different η_2 at $T=0.01$

谱权重由低能带($\omega < 0$)转移到高能带($\omega > 0$).

仅仅在低频范围内转移.而不像莫特绝缘体以及 RN-AdS 背景上偶极耦合的情况,在整个能标上发生谱权重的转移.此外,在高频区域($|\omega|$ 较大时),所有 η_2 的态密度趋于相同的值.这是因为标量场在 UV 边界为零.因为标量场在近视界附近有一个非平凡轮廓,但是在 UV 边界消失了.这表明即使导入了掺杂效应后,赝标量汤川秀树耦合费米系统的基本特征并没有改变^[11-12].

接下来研究掺杂对能隙形成的影响.为定量研究此问题,先简单介绍能隙进入的临界值 η_2^c .该临界值定义为费米能级($\omega=0$)处态密度为零时所对应的 η_2 .本文中数值计算时,当态密度近似为 10^{-3} ,认为态密度约为零,能隙打开.这样定义的临界值可标

记能隙的形成.图 5(a)和表 1 给出了掺杂 χ 和 η_2^c 的关系.从图 5(a)和表 1 可以看出,随着掺杂参数 χ 的增大,临界值 η_2^c 减少,表明能隙的形成更容易.可以从第一节图 1 中理解所观察到的结果.从图 1 可以看出,随着 χ 的增加,近视界处标量场的幅度变大,这会导致能隙更容易形成.原因是近视界几何决定低频谱.对此问题更深入的理解,需要实行解析的分析.

表 1 $T=0.01$ 时,不同 χ 所对应的 η_2^c

Tab.1 χ with different η_2^c at $T=0.01$

χ	0.8	1.0	1.2	1.6	2.0
η_2^c	6.32	4.20	3.32	2.55	2.22

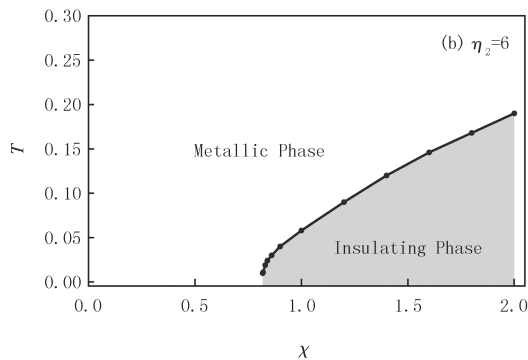
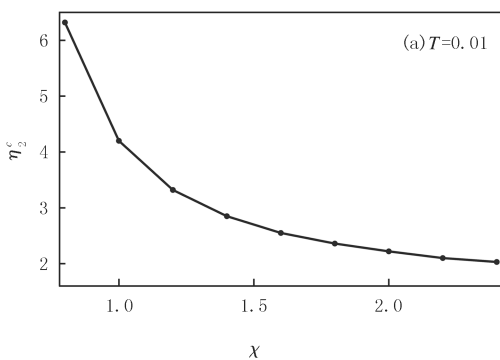


图5 掺杂 χ 与 η_2^c, T 的关系

Fig.5 The relations between the doping χ and η_2^c, χ and T

固定汤川秀树耦合来研究温度-掺杂相图(χ, T).图 5(b)给出了相图(χ, T)($\eta_2=6$).在低温和掺杂常数比较大的情况下,能隙打开,形成绝缘相.这个相图和文献[12]所给出的相图不一样.两者的差异可以理解为掺杂方式的不一样.

下面研究两规范场的相互作用项 $F_{\mu\nu}G^{\mu\nu}$ 对掺杂系统的影响.图 6 给出了 $T=0.01$ 时不同 γ 情况下,掺杂 χ 与 η_2^c 的关系.固定 χ ,随着 γ 增大,临界赝耦合汤川秀树耦合变小,表明能隙形成更容.此外,也可以看出,不同 γ ,并不改变掺杂 χ 与 η_2^c 的关系,不会改变 $T-\chi$ 相图.

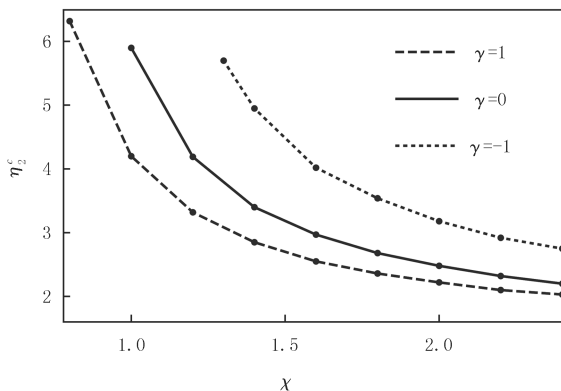


图6 $T=0.01$ 时不同 γ 情况下,掺杂 χ 与 η_2^c 的关系

Fig.6 The relation between the doping χ and η_2^c at $T=0.01$ for different γ

进一步分析其他参数的对掺杂系统的影响.分析表明本模型可分为两类:第一类是本文所研究的情况, $\alpha < 0, \beta > 0$;第二类是文献[12]所研究的情况, $\alpha > 0, \beta < 0$.本文所研究的情况主要特点是:随着 χ 增大, η_2^c 减小;

低温情况下, χ 小于某个值,形成绝缘相.而文献[12]所研究的情况主要的特点是:随着 χ 增大, η_2^c 增加;低温情况下, χ 大于某个值,形成绝缘相(本结果是在背景解存在的情况下得到的).总而言之,本模型提供了新的方式和平台研究更丰富的金属-绝缘相

变,特别是某些材料的相图.

3 结果和讨论

本文构建了包括两个规范场和一个中性标量场的两流体模型,数值得到带标量毛的渐进 AdS 黑膜解.模型导入了两个可调节的化学势,从而导入了可控的掺杂参数.文章也研究了该系统的费米谱函数.本模型可分为两类:1)本文所研究的情况, $\alpha < 0, \beta > 0$;2)文献[12]所研究的情况, $\alpha > 0, \beta < 0$.本文所研究的情况主要特点是:随着 χ 增大, η_2^s 减小;低温情况下, χ 小于某个值,形成绝缘相.而文献[12]所研究的情况主要的特点是:随着 χ 增大, η_2^s 增加;低温情况下, χ 大于某个值,形成绝缘相.总而言之,本模型提供了新的方式和平台研究更丰富的金属-绝缘相变,特别是某些材料的相图.

参 考 文 献

- [1] MALDACENA J. The Large-N Limit of Superconformal Field Theories and Supergravity[J]. International Journal of Theoretical Physics, 1999, 38(4): 1113-1133.
- [2] GUBSER S S, KLEBANOV I R, POLYAKOV A M. Gauge theory correlators from noncritical string theory[J]. Physics Letters B, 1998, 428(1/2): 105-114.
- [3] WITTEN E. Anti-de Sitter Space and Holography[J]. Advances in Theoretical and Mathematical Physics, 1998, 2(2): 253-291.
- [4] AHARONY O, GUBSER S S, MALDACENA J M, et al. Large N Field Theories, String Theory and Gravity[J]. Physics Reports, 2000, 323(3/4): 183-386.
- [5] HARTNOLL S A, HERZOG C P, HOROWITZ G T. Building an AdS/CFT superconductor[J]. Physical Review Letters, 2008, 101: 031601.
- [6] LIU H, MCGREEVY J, VEGH D. Non-Fermi Liquids from Holography[J]. Physical Review D, 2011, 83(6): 065029.
- [7] KIRITSIS E, LI L. Holographic competition of phases and superconductivity[J]. Journal of High Energy Physics, 2016, 1601(147): 1007.
- [8] BAGGIOLI M, GOYKHMEN M. Under the dome: doped holographic superconductors with broken translational symmetry[J]. Journal of High Energy Physics, 2016, 1601(1): 11.
- [9] EDALATI M, LEIGH R G, PHILLIPS P W. Dynamically Generated Mott Gap from Holography[J]. Physical Review Letters, 2011, 106(9): 091602.
- [10] EDALATI M, LEIGH R G, LO K W, et al. Dynamical Gap and Cuprate-like Physics from Holography[J]. Physical Review D, 2011, 83(4): 046012.
- [11] WU J P. Dynamical gap driven by Yukawa coupling in holography[J]. European Physical Journal C, 2019, 79(8): 10052.
- [12] HUANG W J, FU G Y, ZHANG D, et al. Doped holographic fermionic system[EB/OL]. [2020-02-15]. <http://arxiv.org/abs/2002.03343>.

Doped holographic fermionic system

Wu Jianpin^{1,2}, Huang Wenjun¹, Fu Guoyang², Zhang Dan¹

(1. Department of Physics, School of Mathematics and Physics, Bohai University, Jinzhou 121013, China;

2. Center for Gravitation and Cosmology, College of Physical Science and Technology, Yangzhou University, Yangzhou 225009, China)

Abstract: In this paper, we introduce a two-current model, which support an AdS black brane geometry with scalar hair. This model introduces two tunable chemical potentials, which induce unbalance of numbers and so introduce a controllable doping parameter. We study the properties of holographic fermionic system with special parameters. The study shows that with the increase of the pseudoscalar Yukawa coupling, the gap opens, which indicates the emergence of insulating phase. For the fixed the pseudoscalar Yukawa coupling, with the increase of doping parameters, the critical value of the open of the gap decreases, which indicates that the formation of gap is easier. The corresponding temperature-doping phase diagram is given. Finally, according to the model parameters, we classify the model.

Keywords: AdS/CFT correspondence; holographic Fermions; doped

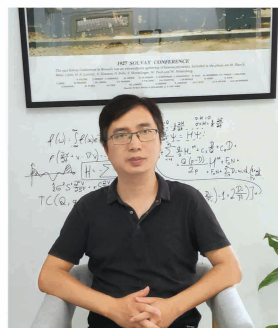


本期专家介绍



刘国兵,河南师范大学教授,硕士生导师,外国语学院副院长.毕业于北京外国语大学,获外国语言学及应用语言学专业博士学位.研究方向为语料库语言学、计算语言学.中国语料库语言学会常务理事、国际应用语言学学会会员,全国中学通用教材《英语》(新标准初一至高三必修 CD-ROM)核心编委,河南省教师教育专家,河南省中等职业教育师资培训专家,河南省高级翻译人才库副召集人.主持国家社科基金项目、教育部人文社科项目、河南省哲学社科项目等省部级以上项目 10 项;在国内外期刊发表学术论文 40 余篇;出版专著 3 部、译著 2 部、教材 8 部.2014 年入选“河南省科技创新人才支持计划”,同年被授予河南省青年五四奖章.2018 年被评为全国教育硕士优秀教师.

吴健聘,扬州大学教授,博士生导师.2012 年毕业于北京师范大学获博士学位,2012 年 8 月至 2013 年 9 月在韩国西江大学量子时空中心从事博士后研究.2012 年 7 月至 2018 年 4 月在渤海大学从事科研和教学工作.2018 年 4 月起,进入扬州大学引力与宇宙学研究中心,从事科研与教学工作,入选扬州大学拔尖人才成长计划.主要从事引力的全息性质、规范引力对偶及其应用、量子引力、黑洞物理学等研究.在 *Phys Rev Lett*, *Phys Rev D*, *JHEP* 等国际物理期刊发表 SCI 学术论文 70 余篇,论文总引用达 1 400 多次,H 指数为 22,扩展版 ESI 高被引论文(扩展至前 3%) 3 篇.先后入选辽宁省杰出青年学者成长计划,辽宁省“百千万人才工程”千人层次,获中国引力与相对论天体物理学会 2013 年度青年学者优秀论文奖并列三等奖.主持国家自然科学基金项目 2 项.



杨清香,河南师范大学特聘教授,博士生导师,河南师范大学生态学 and 微生物学学科带头人,河南省农业微生物生态与技术国际联合实验室主任,河南省黄河流域生态工程技术研究中心主任,黄淮水环境与污染防治省部共建教育部重点实验室学术带头人,资源微生物与功能分子河南省科技创新型团队带头人,教育部“新世纪优秀人才支持计划”获得者,河南省科技创新杰出青年计划获得者,河南省科技创新杰出人才计划获得者,河南省教育厅学术技术带头人,中国生态学会微生物生态专业委员会委员,河南省生物工程学会副理事长.国家自然科学基金的通讯评审专家,国际多家 SCI 期刊评审专家,河南省“师德标兵”获得者,河南省“五一”劳动奖章获得者.

杨清香博士 1988 年毕业于河南师范大学,1997 年在武汉大学获得硕士学位,2003 年在中国科学院生态环境研究中心环境水质学国家重点实验室获得博士学位.先后在德国亥姆霍兹环境健康研究中心慕尼黑中心、澳大利亚昆士兰大学高级水管理中心、日本独立行政法人高级产业技术研究院、美国肯塔基大学食品土壤与环境学院等单位从事合作研究和访问学者工作.目前主持完成和在研 NSFC-河南省联合基金重点项目 1 项、国家自然科学基金面上项目 4 项,主持完成教育部新世纪优秀人才支持计划、教育部博导基金、河南省杰出青年基金、河南省杰出创新人才计划、河南省高校创新团队项目以及科技部重点基础研究发展计划“973 计划”子课题等项目 10 余项,发表学术论文 100 余篇,其中在 SCI 一区、二区发表论文 40 余篇,发明国家专利 8 件(5 件授权),主持获得河南省科技进步二等奖 1 项,成果鉴定 3 项,编写著作 5 部.