羟基饱和锯齿型石墨烯纳米带的电子结构*

陶 强¹⁾²⁾ 胡小颖^{1)†} 朱品文^{2)‡}

1)(长春大学理学院,长春 130022)
 2)(吉林大学超硬材料国家重点实验室,长春 130012)
 (2010年11月1日收到;2010年12月6日收到修改稿)

利用密度泛函理论,计算了羟基饱和锯齿型石墨烯纳米带(OH-ZGNRs)的相对稳定性和外加横向电场对其电子结构的影响.计算结果表明:OH-ZGNRs 比氢饱和 ZGNRs(H-ZGNRs)更为稳定,具有窄带隙自旋极化基态.此外,在外加横向电场作用下,OH-ZGNRs 可实现半导体到半金属相转变.

关键词:石墨烯纳米带,密度泛函理论,电场 PACS: 73.22. Pr, 71.15. Mb

1. 引 言

2004 年,Geim 研究小组利用机械剥离法成功制 备出自支撑的单个石墨片层^[1]——石墨烯,并因此获 得 2010 年诺贝尔物理学奖.石墨烯及其相关材料目 前已成为理论和实验工作的研究热点.在众多的石墨 烯基材料中,存在边缘效应的石墨烯纳米带(GNRs) 成为人们关注的焦点.这是由于 GNRs 的两个边缘结 构破坏或影响了石墨烯中的大 π键,改变了理想石墨 烯的均匀电子结构,使其具有更加特殊的电学性质. 尽管 GNRs 具有与碳纳米管(CNTs)相似的几何结 构^[2]及诸多相似的物理性质^[3,4].但是 GNRs 性能却 更加优异.如 GNRs 拥有长的活性边缘,从而呈现出 CNTs 没有的局域电子态^[5];GNRs 拥有更好的结构上 的稳定性;制备石墨烯更容易; GNRs 的平面结构更 适用于现代标准的平板加工技术等^[6].

根据不同的手性, GNRs 可分为锯齿型石墨烯 纳米带(ZGNRs)和扶手型石墨烯纳米带(AGNRs). ZGNRs 的导带与价带的波函数存在局域态,费米能 级附近的导带与价带局域在 ZGNRs 的边缘,呈现出 局域边缘态^[7], AGNRs 中则没有这种现象.任何 ZGNRs 中局域态的扩展都会严重影响它的电子结 构^[8].如外加横向电场可以破坏 ZGNRs 的对称性, 消除 ZGNRs 在费米能级处能带简并度,改变能量分 布、带隙大小及费米能级位置.此外,不同的边缘取 代基对 ZGNRs 进行饱和,可明显影响费米能级附近 的能带结构,从而对电子输运性质产生影响^[9].在 这些边缘取代基中,氧化取代基 GNRs 稳定性优于 氢饱和 GNRs^[10].并且所有稳定氧化结构的 GNRs 均具有自旋极化基态^[11].相对于氢饱和 GNRs,羟基 饱和 GNRs 稳定性更强,结构简单,易于合成.因此, 在制作以 GNRs 为基础的有效自旋器件^[1,12–16]时, 研究羟基饱和的 GNRs 更有价值.

综上所述,尽管有关外加电场和边缘功能化 (不同边缘取代基)对纳米带的影响^[10]的研究报道 已经很多.但将 GNRs 边缘功能化同电场两者作用 结合在一起的研究工作并不多见.而氧化取代基 (如羟基—OH)GNRs 比氢饱和 GNRs 能量更低,结 构更为稳定,同时,外加横向电场也可能会改变 GNRs 电子结构.所以本文中,我们采用基于第一原 理的密度泛函理论,计算了有限宽度羟基饱和 ZGNRs(OH-ZGNRs)在外加横向电场作用下的相对 稳定性及电子结构,并给出了 OH-ZGNRs 半金属性 随电场变化关系.

2. 理论方法

本工作基于密度泛函理论的第一性原理,采用

©2011 中国物理学会 Chinese Physical Society

^{*}国家自然科学基金(批准号:51002061,51002014)和吉林省自然科学基金(20101514)资助的课题.

[†]通讯联系人. E-mail:xiaoying-hu@tom.com

[:]通讯联系人. E-mail:zhupw@jlu.edu.cn

Materials Studio 程序包中的 DMol³ 模块完成. 在计算 ZGNRs 的相关性能之前,首先对 OH-ZGNRs 进行了几何结构优化. 使用数值化的原子轨道作为基矢,采用广义梯度近似(generalized gradient approximation, GGA)方法处理电子间交换关联作

用,并采用了 Perdew, Burke 和 Ernzerhof(PBE)提出 的关联梯度修正泛函. 基函数则采用双数值极化基 组(double numerical plus polarization, DNP). 几何优 化能量收敛判据为 10⁻⁵Ha, 最大迭代次数为 300, C—C 键长选 1. 42Å.



图 1 表示 OH-ZCNRs, 虚线部分表示超晶胞, 宽度(Y方向)为 12 个碳原子, X方向为 ZCNRs 周期结构方向, (a)表示 α 羟基饱和 ZCNRs(α – OH-ZGNRs), (b)表示 β 羟基饱和 ZGNRs(β – OH-ZGNRs), E 表示外加横向电场.

3. 结果与讨论

图 1 为 OH-ZGNRs 结构示意图,ZGNRs 宽度均 为 11. 237Å. 其中,X 方向为 ZGNRs 的周期性结构 方向,在 ZGNRs 横向方向(Y 方向)加入不同大小电 场,探求电场对 OH-ZGNRs 电子结构的影响. 根据 文献报道,研究碳纳米材料场发射性质的电场一般 在 1.0 V/Å 左右^[17,18]. 因此,发生为防止场发射的 产生,我们在计算中严格控制电场强度的大小.

3.1. ZGNRs 的稳定性

根据 Lee 研究小组的研究结果^[5],ZGNRs 具有 反铁磁有序基态,即两侧边缘自旋方向相反,同侧 碳原子具有相同的自旋取向.因此,本文中选取这 种类型的 ZGNRs 作为研究对象.OH-ZGNRs 具有两 种结构(见图1):羟基平行于 ZGNRs 平面的 α 羟基 (α-OH-ZGNRs)和羟基垂直于 GNRs 平面的 β 羟基 (β-OH-ZGNRs).首先对两种羟基模型以及氢饱和 ZGNRs(H-ZGNRs)在未加电场情况下进行几何结 构优化,以获得最稳定结构.优化后结果表明 α-OH- ZGNRs 为最稳定结构. 我们利用第一原理计算得到 了与 Geunsik 等人^[9]相一致的结论.

为了进一步研究 H-ZGNRs 和 OH-ZGNRs 的稳 定性,我们计算了 H-ZGNRs 和 OH-ZGNRs 的结合 能.超晶胞中每官能团(H 或 OH)结合能的公式 如下:

$$E_{\rm H-b} = \frac{1}{2} \left[E_{\rm H-t} - E_{\rm bare} - 2E_{\rm H} \right], \qquad (1)$$

$$E_{\rm OH-b} = \frac{1}{2} [E_{\rm OH-t} - E_{\rm bare} - 2(E_{\rm OH})], \qquad (2)$$

其中, $E_{\text{H-b}}$ 和 $E_{\text{OH-b}}$ 分别表示 H-ZGNRs 和 OH-ZGNRs 的结合能, $E_{\text{H-l}}$ 和 $E_{\text{OH-l}}$ 则为 H-ZGNRs 和 OH-ZGNRs 的总能量, $E_{\text{H-l}}$ 为单个氢原子能量, E_{OH} 为羟基的能量, E_{bare} 是边缘无官能团饱和的纯 ZGNRs 的超晶胞的能量.

从上面的计算结果可知, H-ZGNRs 和 OH-ZGNRs 的结合能是负值,这说明纯 ZGNRs 与官能团 结合时是放热反应,氢原子和羟基与 ZGNRs 结合后 能量更低,结构更稳定.并且 $E_{H-b} > E_{OH-b}$ (β-OH) > E_{OH-b} (α-OH),进一步证明了α-OH-ZGNRs 比β-OH-ZGNRs 和 H-ZGNRs 更加稳定,探求α-OH-ZGNRs 的电子结构更有意义,因此在研究羟基饱和 ZGNRs 中,我们只讨论了 α-OH-ZGNRs.

表1 H-ZG	NRs 和 OI	H-ZGNRs 的结合	能 eV
不同边缘饱和 ZGNRs	$E_{\rm H\text{-}b}$	$E_{\rm OH-b}(\alpha-{\rm OH})$	$E_{\rm OH-b}(\beta$ -OH)
结合能 $E_{\rm b}/{\rm eV}$	-5.57	- 6. 55	-5.68

3.2. OH-ZGNRs 的电子结构

图 2 为电场作用下 α-OH-ZGNRs 能带结构.从 图 2(a)可以看出:与 H-ZGNRs 情况类似,基态 OH-ZGNRs 具有一个较小的带隙,体系表现为半导体 性,并且两个自旋方向能带是简并的. 这是由于,和 H-ZGNRs 相同,此时 ZGNRs 两侧边缘碳原子仍为 为 sp^2 杂化,在 X-Y平面内,碳原子三个 sp^2 杂化轨 道分别与相邻的两个碳原子和氧原子构成 σ 键,边 缘碳原子 p_x 轨道与六方网格中的其余碳原子构成 大 π 键. ZGNRs 这种几何结构决定了其具有特殊的 边缘态.考虑自旋自由度,图 2(a)的计算结果表明: 不加外电场时,基态为反铁磁有序态, π 带顶和 π^* 带底分别位于费米能级上下,形成一个较小的能 隙,并且两个方向上的自旋能带是简并的.



图 2 表示 α -OH-ZGNRs 的能带图(其中各分图中加上了不同强度的横向电场,虚线代表 ε 自旋态,实线代表 γ 自旋态) (a) E = 0 V/Å; (b) E = 0.05 V/Å; (c) E = 0.10 V/Å; (d) E = 0.15 V/Å; (e) E = 0.20 V/Å

当在 ZGNRs 横向方向外加一个很小的电场时, ZGNRs 的两个自旋方向能带发生劈裂. 一个自旋方 向能隙减小,另一个自旋方向能隙变大.为便于说 明,我们用 γ 标记能隙打开的自旋方向,用 ε 标记能 隙闭合的自旋方向.随着电场强度的增加, ε 自旋能 隙进一步减小,γ自旋能隙进一步增大.当场强小于 0.20 V/Å 时, ε 自旋方向能隙为零, ZGNRS 表现为 半金属性,即一个自旋方向表现半导体行为,另一 个自旋方向表现金属行为.这一结果表明:外加电 场可调制 ZGNRs 电子结构,使体系实现从半导体特 性向半金属性质转变.从图中还可以看出,尽管γ 自旋能隙随电场增加而增大,但其随电场增大变化 并不明显,尤其是外电场大于 0.10 V/Å 时,这可能 源于纳米带的量子限域效应.此外,文献「11]也报 道过锯齿型纳米带随外加电场变化在一定电场范 围内可保持其半金属性质,这也支持了我们的计算 结果.

α-OH-ZGNRs 的半金属性^[19,20]源于:外加电场 在纳米带两端产生了电势差,诱导了自旋有序边缘 态的能级向相反方向移动.两个自旋方向占据和非 占据情况如图 3 所示.计算选取的 ZGNRs 两侧边缘 具有相反的自旋方向(反铁磁有序基态),换句话 说,γ自旋的占据态和 ε 自旋非占据态位于 ZGNRs 的一侧边缘,而γ自旋的非占据和 ε 自旋占据态位 于纳米带的另一侧边缘.外加电场的作用相当于增 加了纳米带一侧边缘的静电势,而使另一侧边缘静 电势减小,如图 3(b)所示.从而使得占据和非占据 ε 自旋态能量更接近,而γ自旋态的占据与非占据 态远离.即外加电场作用下,γ自旋的占据态和 ε 自 旋非占据态充当了电子的受主基团,而γ自旋的非 占据态和 ε 自旋的占据态和 ε 自旋非占据态能量减小,γ 自



图 3 表示 α-OH-ZGNRs 在外电场下,半导体—半金属性转变原理图(*E* 表示外电场方向,纵轴表示能量) (a)为 无外加电场时的情况;(b)表示外加电场不为0时的情况

旋的非占据态和 ε 自旋的占据态能量升高,从而导 致 γ 自旋能隙增大, ε 自旋能隙减小. 当电场达一定 大小时,体系实现半导体—半金属转变.

4. 结 论

本文计算了 OH-ZGNRs 的稳定性和电场作用 下 ZGNRs 的能带结构. 计算结果表明:1) 同 H- ZGNRs 相比, OH-ZGNRs 具有更加稳定的结构. 2) OH-ZGNRs 具有同 H-ZGNRs 类似的反铁磁有序自 旋极化基态, 有限宽度的 ZGNRs 基态为半导体, 并 且两个自旋方向能带是简并的. 3)外加横向电场使 两个自旋方向能带发生劈裂. 并且随着电场强度的 增加, 一个自旋方向能隙减小, 另一个自旋方向能 隙变大. 在适当外场作用下, 体系可实现半导体— 半金属转变.

- Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Zhang Y, Dubonos S V, Grigorieva I V, Firov A A 2004 Science 306 666
- [2] Zhang L J, Xia T 2010 Chin. Phys. B 19 11
- [3] Hu H X, Zhang Z H, Liu X H, Qiu M, D K H 2009 Acta Phys.
 Sin. 58 7156 (in Chinese) [胡海鑫、张振华、刘新海、邱明、丁开和 2009 物理学报 58 7156]
- [4] Luo T, Zhu W, Shi Q W, Wang X P 2008 Acta Phys. Sin. 57 3775 (in Chinese) [罗 涛、朱 伟、石勤伟、王晓平 2008 物 理学报 57 3775]
- [5] Lee H, Son Y W, Park N, Han S, Yu J 2005 Phys. Rev. B 72 174431
- [6] Jang B Z, Zhamu A 2008 Mater. Sci. 43 5092
- [7] Sinitskii A, Dimiev A, Kosynkin D V, Tour J M 2010 ACS Nano. 4 5405
- [8] Raza H, Kan E C 2008 Phys. Rev. B 77 245434
- [9] Gunlycke D, Li J, Mintmire J W, White C T 2007 Appl. Phys. Lett. 91 112108

- [10] Lee G, Cho K 2009 Phys. Rev. B 79 165440
- [11] Hod O, Barone V, Peralta J E, Scuseria G E 2007 Nano. Lett. 7 2295
- [12] Hod O, Peralta J E, Scuseria G E 2007 Phys. Rev. B 76 233401
- [13] Kan E J, Li Z Y, Yang J L, Hou J G 2007 Appl. Phys. Lett. 91 243116
- [14] Hod O, Barone V, Scuseria G E 2008 Phys. Rev. B 77 035411
- [15] Soriano D, Rojas F M, Rossier J F, Palacios J J 2010 Phys. Rev. B 81 165409
- [16] Zeng M G, Shen L, Cai Y Q, Sha Z D, Feng Y P 2010 Appl. Phys. Lett. 96 042104
- [17] Tada K, Watanabe K 2002 Phys. Rev. Lett. 88 127601
- [18] Chun Wang, Liang Qiao, Chaoqun Qu, Weitao Zheng, Qing Jiang 2009 J. Phys. Chem. C 113 812
- [19] Son Y W, Cohen M L, Louie S 2006 Nature 444 347
- [20] Lee Y L, Kim S, Park C, Ihm J, Son Y W 2010 Acsnano 4 1345

Electronic structure of zigzag graphene nanoribbin terminated by hydroxyl *

Tao Qiang^{1)2) Hu Xiao-Ying^{1)^{\dagger}} Zhu Pin-Wen^{2)^{\ddagger}}

 (College of Science, Changchun University, Changchun 130022, China)
 (State Key Lab of Superhard Materials, Jilin University, Changchun 130012, China) (Received 1 November 2010; revised manuscript received 6 December 2010)

Abstract

Using the density-functional theory, the structural stability and the effect of in-plane electric field on the electronic structure of zigzag graphene nanoribbin (OH-ZGNR), which is terminated by hydroxyl, are explored. It is found that hydroxyl bonding on the ZGNR edge is much more stable than H-terminated ZGNR(H-ZGNRs). The ground state of the ZGNR is spin-polarized with a narrow energy gap. Furthermore, transition from semiconducting to metallic phase in ZGNR can be achieved if a proper in-plane electric field is applied across the edges OH-ZGNR.

Keywords: graphene nanoribbon, density-functional theory, electric field **PACS**: 73.22. Pr, 71.15. Mb

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51002061, 51002014), and the Natural Science Foundation fo Jilin Province, China (Grant No. 20101514).

[†] Corresponding author. E-mail:xiaoying-hu@tom.com

[‡] Corresponding author. E-mail:zhupw@jlu.edu.cn