

石墨烯莫尔超晶格

卢晓波 张广宇

Graphene/h-BN Moiré superlattice

Lu Xiao-Bo Zhang Guang-Yu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 077305 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.077305

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.077305>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

$\alpha$ -碳锗炔稳定性及性质模拟

Molecular dynamics study on the stability and properties of  $\alpha$ -Cgeyne

物理学报.2014, 63(20): 207303 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.207303>

La, Ce, Nd 掺杂对单层 MoS<sub>2</sub> 电子结构的影响

Effects of La, Ce and Nd doping on the electronic structure of monolayer MoS<sub>2</sub>

物理学报.2014, 63(6): 067301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.067301>

Schrödinger 方程的一般解与超晶格多量子阱的电子跃迁

General solution of Schrödinger equation and electron transition in superlattice multi-quantum well

物理学报.2014, 63(1): 017302 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.017302>

准周期激励与应变超晶格的动力学稳定性

Quasi-periodic excitation and dynamic stability for strained superlattice

物理学报.2013, 62(24): 247301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.247301>

Ag-ZnO 纳米复合热电材料的制备及其性能研究

Preparation and thermoelectric properties of Ag-ZnO nanocomposites synthesized by means of sol-gel

物理学报.2013, 62(9): 097301 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.097301>

## 专题: 表面低维结构的电子态调控

## 石墨烯莫尔超晶格\*

卢晓波<sup>1)</sup> 张广宇<sup>1)2)†</sup>

1)(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

2)(量子物质科学协同创新中心, 北京 100190)

(2015年1月19日收到; 2015年2月5日收到修改稿)

石墨烯莫尔超晶格来源于六方氮化硼衬底对石墨烯的二维周期势调控. 由于这种外加的周期势对石墨烯能带具有显著的调制作用, 近年来引发了人们广泛的关注. 利用氮化硼衬底上外延的单晶石墨烯薄膜, 我们系统研究了基底调制下的莫尔超晶格以及相关的物理特性. 首先, 我们在电子端和空穴端都观测到了超晶格狄拉克点, 并且超晶格狄拉克点同本征狄拉克点类似, 都表现出绝缘体的特性. 在低温强磁场下, 可以观测到单层石墨烯和双层石墨烯的量子霍尔效应. 并且, 从朗道扇形图中, 可以清晰的看到磁场下形成的超晶格朗道能级. 此外, 利用红外光谱的方法研究了强磁场下石墨烯超晶格体系不同朗道能级之间的跃迁, 发现这种跃迁满足有质量狄拉克费米子的行为, 对应 38 meV 的本征能隙. 在此基础上, 我们在 380 meV 位置发现一个同超晶格能量对应的光电导峰. 通过利用旋量势中三个不同的势分量对光电导峰进行拟合, 发现赝自旋杂化势起主导作用. 进一步研究表明赝自旋杂化势强度随载流子浓度的增大显著降低, 表明电子-电子相互作用引起的旋量势的重构.

关键词: 石墨烯, 莫尔超晶格, 能隙, 赝自旋

PACS: 73.21.Cd, 73.22.-f

DOI: 10.7498/aps.64.077305

## 1 引言

石墨烯是由单层  $sp^2$  杂化的碳原子构成的六角蜂窝状二维晶体<sup>[1]</sup>. 这种独特的晶格结构导致石墨烯的导带和价带相交于布里渊区的  $K$  点, 使得石墨烯具有零带隙的半导体特性. 石墨烯在  $K$  点附近的低能量激发为无质量的, 具有手性的狄拉克费米子, 具有线性的能量色散关系<sup>[1-4]</sup>. 作为一种新型的二维电子气系统, 石墨烯呈现出许多新奇的量子现象, 例如室温下量子霍尔效应<sup>[5]</sup>, Berry 相位<sup>[6,7]</sup>, Klein 隧穿<sup>[8-10]</sup> 等. 然而对石墨烯丰富的物理性质的进一步探索和功能器件的实现要求对其能带进行有效的调控. 例如打开石墨烯的能隙, 可以使其在场效应电子学器件方面得到应用<sup>[11]</sup>.

我们的出发点是利用超结构对石墨烯的能带进行再构. 超结构来源于六方氮化硼衬底与石墨烯相互作用形成的莫尔超晶格<sup>[12-16]</sup>. 六方氮化硼同石墨烯具有相同的六角蜂窝状的晶格结构. 不同之处在于石墨烯中两个不同的子晶格分别被六方氮化硼的硼原子和氮原子占据, 并且六方氮化硼与石墨烯具有 1.7% 的晶格差异<sup>[17]</sup>. 当石墨烯与六方氮化硼以一定转角堆叠在一起的时候, 由于两者之间存在晶格失配, 会出现一定周期的六角蜂窝状莫尔条纹. 这种莫尔条纹的周期非常敏感地依赖于石墨烯与六方氮化硼衬底之间的相对转角. 这种依赖关系可以用函数<sup>[15]</sup>

$$\lambda = \frac{(1 + \delta)a}{\sqrt{2(1 + \delta)(1 - \cos \theta) + \delta^2}}$$

来表示, 其中  $\lambda$  表示莫尔条纹的周期,  $\delta$  为石墨烯

\* 国家重点基础研究发展计划(973计划)(批准号: 2013CB934500, 2012CB921302)、国家自然科学基金(批准号: 91223204, 61325021)和中国科学院战略性先导科技专项(B类)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: gyzhang@aphy.iphy.ac.cn

与六方氮化硼的晶格失配大小, 其值大约为1.7%,  $a$ 为石墨烯的晶格常数,  $\theta$ 为石墨烯与氮化硼衬底的相对转角. 从图1中可以看出, 随着石墨烯与氮化硼之间的相对转角的增大, 莫尔条纹的周期急剧减小; 当 $\theta = 0$ 时, 我们可以得到最大的莫尔周期为13.9 nm, 当 $\theta = 2^\circ$ , 莫尔条纹的周期减小到6.3 nm.

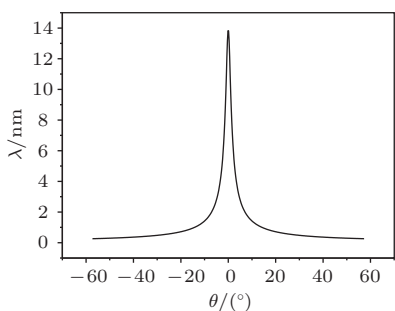


图1 莫尔超晶格周期与石墨烯/六方氮化硼转角之间的关系

目前得到这种石墨烯/氮化硼莫尔超晶格的制备方法主要有两种. 第一种方法是利用准直的光学转移系统将机械剥离的石墨烯同六方氮化硼衬底堆叠在一起<sup>[18]</sup>. 这种制备方法可控性较差, 并不能准确的控制石墨烯与六方氮化硼两种材料的相对转角, 且得到的异质结构面积较小; 更重要的是, 石

墨烯与氮化硼的界面容易在转移过程中受到污染. 另一种方法是我们发展的利用外延生长的方法得到这种石墨烯/六方氮化硼异质结构<sup>[16]</sup>.

## 2 外延石墨烯/六方氮化硼莫尔超晶格

我们采用自制的远程等离子体增强化学气相沉积系统以甲烷为碳源可以实现氮化硼上高质量单晶石墨烯的外延生长. 这种可控外延生长的关键在于甲烷分子分解形成各种碳氢自由基( $C_xH_y$ )和氢自由基(H). 这个过程是在电感耦合射频等离子体系统中产生的. 含碳的活性自由基在六方氮化硼衬底上成核长大形成石墨烯; 而氢自由基在生长过程中会对非 $sp^2$ 构型的碳具有刻蚀作用<sup>[19]</sup>, 保证碳原子是通过 $sp^2$ 方式连接在一起.

原子力显微镜(AFM)图像清晰的给出了石墨烯不同生长阶段的形貌图, 分别是形核到长大再到连续成膜. 从图2(d)中, 我们可以看到六方氮化硼表面有许多呈现六角形的片层, 这些片层的高度约为0.39 nm, 与单层石墨烯的高度相符. 从放大的原子力显微像可以发现, 这些六角形的取向高度

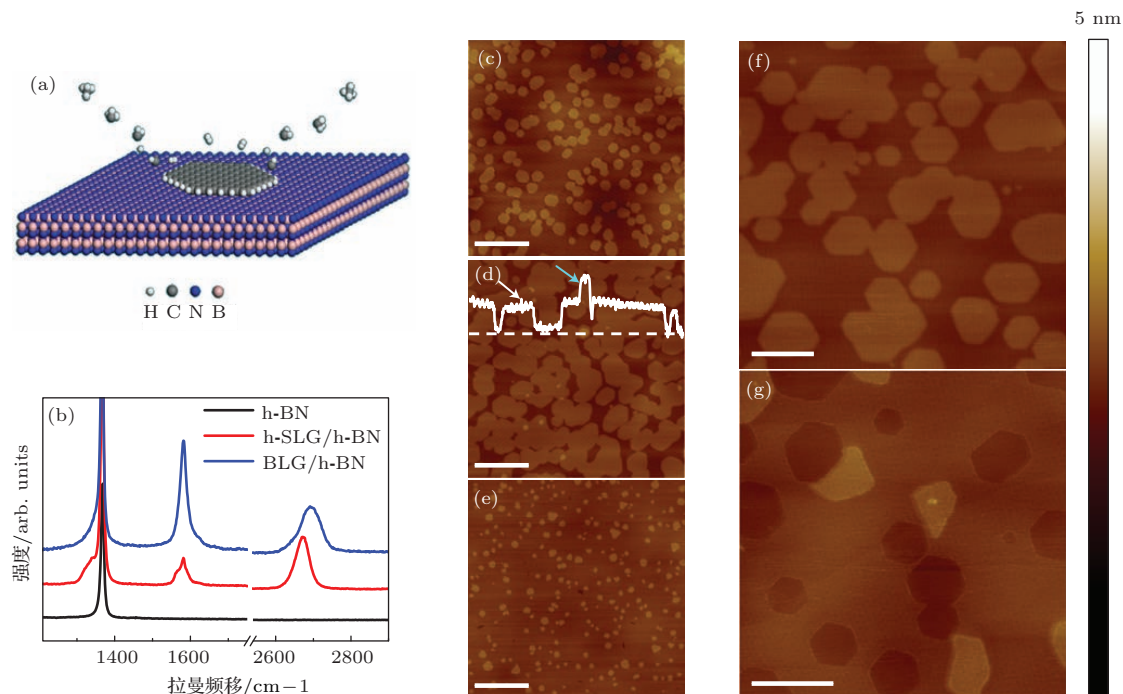


图2 石墨烯外延生长 (a) 石墨烯生长机理示意图; (b) 单层石墨烯(红色) 双层石墨烯(蓝色)以及六方氮化硼衬底(黑色)的拉曼光谱; (c)—(e) 不同生长阶段的原子力显微镜轻敲模式下高度图像; (c) 石墨烯成核; (d) 石墨烯晶粒长大互联(白色曲线为沿白色虚线的高度切面图, 白色和蓝绿色箭头分别对应单层和双层的位置); (e) 第一层石墨烯连续成膜以及第二层小岛; (f) 放大的图像(显示所有六角形排列一致); (g) 氢等离子体刻蚀后出现取向一致的六角形孔洞; (c)—(e) 中比例尺为500 nm. (f), (g) 为200 nm. (图来源于文献<sup>[16]</sup>)

一致, 表明这种生长遵从外延生长模式, 从而保证了所有晶粒长大后能够无缝的连接在一起, 形成一个完整的单晶薄膜. 在后续的氢等离子体各向异性刻蚀处理后, 我们发现成膜的样品表面出现了一些取向一致的规则六角孔洞, 但是并没有观测到被刻开的晶界, 从另一个方面验证了这种方法生长的石墨烯的单晶特性. 我们对这种生长的样品进行了拉曼光谱的表征, 可以非常清晰的看到石墨烯  $sp^2$  杂化的特征峰 G 峰 ( $1581\text{ cm}^{-1}$ ) [20]. 单层石墨烯的 2D 峰高于 G 峰, 并且可以用单个洛伦兹峰拟合. 但是对于双层的石墨烯, 2D 峰强度要低于 D 峰, 并且需要用四个洛伦兹峰来拟合 [21], 间接验证

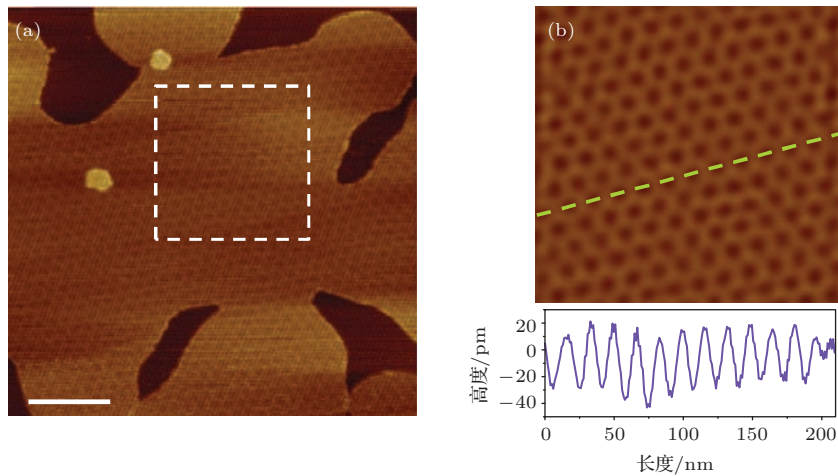


图3 氮化硼上外延石墨烯的超晶格结构 (a) 原子力显微镜轻敲模式下(高度图像)扫描得到的莫尔图形(其中样品是相邻的小晶粒连在一起形成的大石墨烯晶粒); (b) 经过高通滤波逆傅里叶变换处理的莫尔图形(对应(a)中白色方框区域)(图的下方给出莫尔振荡周期)(图引自文献[16])

### 3 莫尔超晶格对石墨烯能带的调控

由于这种外延的石墨烯与六方氮化硼样品是紧密结合在一起的, 间距大约是  $0.39\text{ nm}$ , 在范德华力的作用范围内; 另外, 如上述所示, 莫尔超晶格还在空间上具有  $\sim 20\text{ pm}$  的高低起伏, 导致图 3(b) 中所示的超晶格中的黑点区域内的碳原子离六方氮化硼衬底更近, 范德华相互作用更强. 因此, 这种莫尔图形可以看作石墨烯受到一个微弱的周期势调控, 会对石墨烯的能带产生显著的影响 [12-16].

石墨烯莫尔超晶格的第一布里渊区如图 4 所示.

对其周期势能  $U(\mathbf{x}) = U(\mathbf{x} + \mathbf{L})$  做傅里叶展开得到

$$U(\mathbf{x}) = \sum_{\mathbf{G}_\alpha} U_{\mathbf{G}_\alpha} e^{i\mathbf{G}_\alpha \cdot \mathbf{x}},$$

了我们外延的多层石墨烯的层间堆叠方式是 AB 堆垛. 当对样品进行更精细的 AFM 表征时, 我们可以从图 3(a) 中非常清晰的看到蜂窝状的莫尔图形. 通过傅里叶变换有效的去除噪音后, 更加明显的看到这种莫尔超晶格结构. 莫尔条纹的周期大约是  $15 \pm 1\text{ nm}$ , 说明石墨烯与六方氮化硼衬底是以零度转角外延的, 从而从另一个方面验证了我们样品的单晶特性. 并且莫尔条纹有  $\sim 20\text{ pm}$  的高度起伏. 表明不同区域的碳原子同衬底的相互作用是不同的. 黑色区域的碳原子同衬底的范德华作用更强, 同衬底的距离更近.

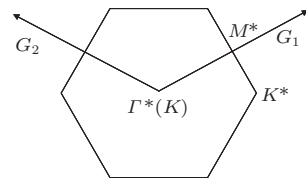


图4 莫尔超晶格第一布里渊区示意图(图来自文献[16])

其中  $L$  是二维超晶格的周期,  $\mathbf{G}_\alpha$  是对应的倒格矢. 如果不考虑超晶格的影响, 石墨烯在靠近狄拉克点附近的哈密顿量为

$$H_0(\mathbf{k}) = \hbar v_f (k_x \sigma_x + k_y \sigma_y),$$

$\sigma$  为泡利矩阵, 描述石墨烯两个子晶格的自由度,  $v_f$  代表准粒子的费米速度. 代入薛定谔方程可以得到该体系的本征值和本征波函数

$$\partial_0(\mathbf{k}, s) = s \hbar v_f k,$$

$$\psi_0(\mathbf{k}, s) = \frac{1}{\sqrt{2\Omega}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} \begin{pmatrix} 1 \\ s e^{i\theta_k} \end{pmatrix},$$

其中  $\Omega$  是原胞的体积,  $\theta_k$  是波矢  $\mathbf{k}_x$  和  $\mathbf{k}$  之间的夹角,  $s = \pm 1$  分别表示导带和价带. 如果考虑超晶格相对微弱的周期势, 可以将这种周期势调控看做是一种微扰. 微扰系数  $U_{\mathbf{G}_\alpha}$  随着  $\mathbf{G}_\alpha$  的增加将快速的减小. 因此我们可以只考虑最近邻的六个倒格矢, 得到该体系在狄拉克点附近的哈密顿量

$$H(\mathbf{k}) = \hbar v_f (k_x \sigma_x + k_y \sigma_y) + \sum_{\alpha=1}^6 U_{\mathbf{G}_\alpha} e^{i\mathbf{G}_\alpha \cdot \mathbf{x}} I,$$

其中  $I$  为单位矩阵,  $U_{\mathbf{G}_\alpha}$  的大小可以通过二级微扰理论得到. 将超晶格的周期势在石墨烯的本征态中展开

$$\begin{aligned} & \langle \psi_0(\mathbf{k}, s) | U(\mathbf{x}) | \psi_0(\mathbf{k}', s) \rangle \\ &= \sum_{\alpha=1}^6 \frac{1}{2} U_{\mathbf{G}_\alpha} \left( 1 + e^{i(\theta_{\mathbf{k}'} - \theta_{\mathbf{k}})} \right) \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}' + \mathbf{G}_\alpha}, \end{aligned}$$

得到总的哈密顿量对应的本征波函数

$$\psi(\mathbf{k}, s) = \sum_{\mathbf{k}} c(\mathbf{k}) \psi_0(\mathbf{k}, s),$$

进而得到中心方程

$$\begin{aligned} & (\epsilon_0(\mathbf{k}, s) - \epsilon(\mathbf{k}, s)) c(\mathbf{k}) \\ &+ \sum_{\alpha=1}^6 \frac{U_{\mathbf{G}_\alpha}}{2} (1 + e^{i(\theta_{\mathbf{k}} - \theta_{\mathbf{k} - \mathbf{G}_\alpha} - \theta_{\mathbf{k}})}) c(\mathbf{k} - \mathbf{G}_\alpha) = 0. \end{aligned}$$

类似近自由电子模型, 自由的狄拉克电子也会在超晶格的周期势作用下在布里渊区发生布拉格散射. 此时, 动量可以写成

$$\mathbf{k} = \mathbf{G}_\alpha/2 + \mathbf{D}_k,$$

其中  $\mathbf{D}_k$  对应超晶格布里渊区边界的一个微小的偏移量. 求解上面的中心方程可以得到该体系的能量色散关系

$$\begin{aligned} & \epsilon_{\pm}(\mathbf{k}, s) \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \left[ \epsilon_0 \left( \frac{G_\alpha}{2} + \mathbf{D}_{k,s} \right) + \epsilon_0 \left( -\frac{G_\alpha}{2} + \mathbf{D}_{k,s} \right) \right] \right. \\ & \quad \pm \left. \left[ \epsilon_0 \left( \frac{G_\alpha}{2} + \mathbf{D}_{k,s} \right) - \epsilon_0 \left( -\frac{G_\alpha}{2} + \mathbf{D}_{k,s} \right) \right]^2 \right. \\ & \quad \left. + V^2 \right\}^{1/2}, \end{aligned}$$

其中

$$V^2 = \frac{|U_{\mathbf{G}_\alpha}|^2}{2} \left[ 1 + \cos \left( \theta_{-\frac{G_\alpha}{2} + \mathbf{D}_k} - \theta_{\frac{G_\alpha}{2} + \mathbf{D}_k} \right) \right].$$

选定参数, 对应的能带图如图 5. 从能带图中可以看到在偏离本征狄拉克点 200 meV 左右的地方出现了新的态密度极小的点, 称之为超晶格狄拉克点 (SDP), 或更准确地称之为超晶格电荷中性点 (SCNP), 具体讨论见 4.1.

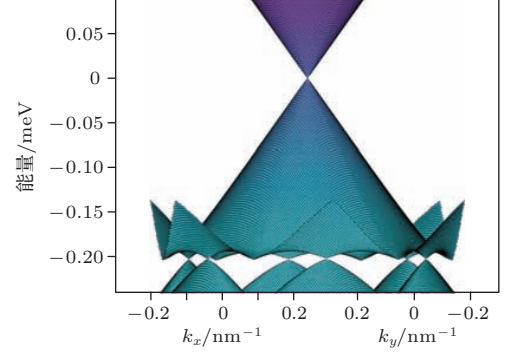


图 5 简并微扰计算的在超晶格周期势影响下的能带图 (可以看到在狄拉克点 (DP, 蓝色箭头所示) 旁边还有超晶格狄拉克点 (SDP) 的出现, 如图红色箭头所示) (图来自文献 [16])

## 4 石墨烯超晶格的电学输运

### 4.1 石墨烯超晶格狄拉克点

为了研究石墨烯超晶格的电学输运特性, 我们将石墨烯加工成标准霍尔测量结构, 并在不同温度下测量了期间的转移特性. 由于狄拉克点处的剩余载流子浓度随着温度的降低而减小, 因此电阻值随着温度的降低有显著的升高. 同时, 在狄拉克点的两边的对称位置出现了两个电阻值极大的点, 其电阻值随着温度的降低而升高. 这两个点同狄拉克点的行为一致, 表现出现绝缘体的行为. 我们将这两个电阻值异常的点归因于超晶格对石墨烯能带的调制, 对应于超晶格狄拉克点. 相对于单层石墨烯, 双层石墨烯的超晶格周期势调制相对较弱, 超晶格狄拉克点在高温下很难分辨.

石墨烯中的费米波矢  $K_F = \sqrt{\pi n}$ , 其中  $n$  为载流子浓度, 可以由栅极电压  $\Delta V_g$  调控  $n = (C_g \Delta V_g)/e$ , 其中  $\Delta V_g$  表示栅极电压偏离狄拉克点的位置. 当石墨烯费米面填充到超晶格布里渊区的边界的  $M$  点时, 发生布拉格散射, 此时有  $\mathbf{G}_\alpha = 2\mathbf{K}_F$ , 由此得出对应的栅极电压的值为  $\Delta V_g = 4/(4\pi/(3\lambda^2) * C_g)$ . 代入数值  $\lambda = 13.9$  nm, 以及考虑到氧化硅和氮化硼的串联电容效应  $C_g \approx 8$  nF/cm<sup>2</sup> 可以得到  $\Delta V_g = 46$  V 与实验结果  $\Delta V_{g(\text{实验})} = 42$  V 符合较好. 因此, 我们将狄

拉克点两边新出现的电阻峰归因于超晶格对石墨烯能带的调控是合理的. 我们同样对双层石墨烯样品做了测量, 发现了类似的现象. 但是双层石墨烯新出现的电阻峰要比单层石墨烯弱, 在 100 K 温度以上很难分辨出来.

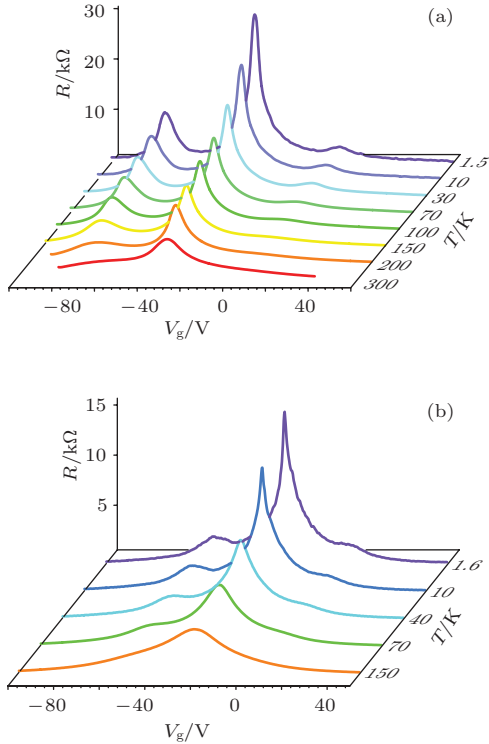


图6 石墨烯的变温输运曲线 (a) 不同温度下单层石墨烯电阻随门电压的调控曲线; (b) 不同温度下单层石墨烯电阻随门电压的调控曲线 (图来自文献 [16])

### 4.2 石墨烯超晶格量子霍尔效应

石墨烯这种二维电子体系处在垂直的磁场中时, 会形成高度简并的朗道能级 (LL) [6,22], 其对应的能量为  $E_N = \text{sgn}(N)\sqrt{2e\hbar V_F B|N|}$ ,  $N = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$  其中  $N$  为朗道能级序数 (正负号分别对应电子和空穴),

$$\text{sgn}(N < 0) = -1, \quad \text{sgn}(N > 0) = 1.$$

$\hbar$  为简约普朗克常数,  $e$  为电子电荷量,  $V_F$  为费米速度,  $B$  为所加的磁场大小. 可以看出, 与传统二维电子气不同, 石墨烯二维电子气在磁场下形成的朗道能级在能量上不是等间距的. 当调节石墨烯的费米面或者改变磁场, 使得石墨烯的费米面处在两个费米能级之间的时候, 霍尔电导  $\sigma_{xy}$  出现量子化平台

$$\sigma_{xy} = v \frac{e^2}{h} = g \left( N + \frac{1}{2} \right) \frac{e^2}{h}, \quad N = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

其中  $v$  为朗道能级填充数, 考虑到石墨烯的四重简并 (自旋 2, 能谷 2), 其中  $1/2$  来源于值为  $\pi$  的 Berry 相位 [6]. 以上即为石墨烯的半整数量子霍尔效应.

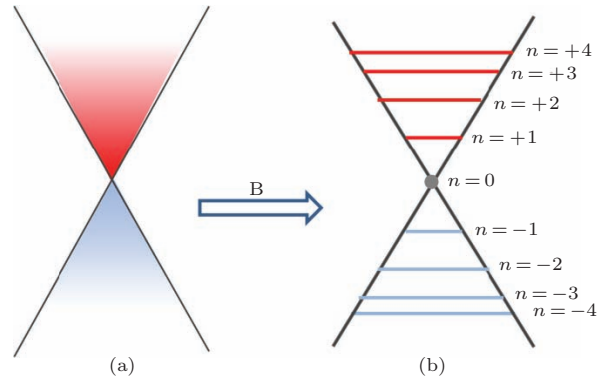


图7 磁场下石墨烯的朗道能级 (a) 不加磁场时石墨烯的线性能色散关系; (b) 外加垂直磁场后形成狄拉克费米子量子化形成的朗道能级示意图

对于双层石墨烯, 不同朗道能级的能量表示为 [7]

$$E_N = \text{sgn}(n)\hbar\omega_c \sqrt{|n(n-1)|},$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

其中  $\omega_c = eB/m$  为电子的回旋频率,  $m$  为电子的有效质量. 当费米面处在相邻两个朗道能级之间时, 霍尔电导  $\sigma_{xy}$  量子化平台可以表示为

$$\sigma_{xy} = v \frac{e^2}{h} = 4(n+1) \frac{e^2}{h}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

图 8 分别是实验中测得的外延单层石墨烯和双层石墨烯在量子霍尔效应机理下的转移特性曲线.

在磁场  $B = 9$  T 温度  $T = 1.5$  K 时, 对于外延的单层石墨烯霍尔电阻和径向电阻测量中可以清晰的看到霍尔电阻在朗道能级填充数  $\nu = \pm 2, \pm 6, \dots$  处出现的平台, 以及径向电阻在相应的位置出现谷值 (如图 8 (a) 所示). 在空穴端超晶格狄拉克点附近, 霍尔电阻随着栅极电压负向增加会突然降低到接近零的值, 然后再次增大, 这种行为与在石墨烯本征狄拉克点附近的行为极为相似, 代表着载流子类型的转变. 霍尔电阻在超晶格狄拉克点这种异常的行为与石墨烯莫尔超晶格密切相关. 图 8 (b) 为双层石墨烯在  $B = 8.8$  T,  $T = 1.5$  K 时, 霍尔电阻和径向电阻随栅极电压的变化. 可以看出双层石墨烯最低能量的朗道能级是八重简并的而其他的朗道能级都是四重简并的, 这导致径向电阻在狄拉克点处峰的宽度是其他峰宽度的两倍.

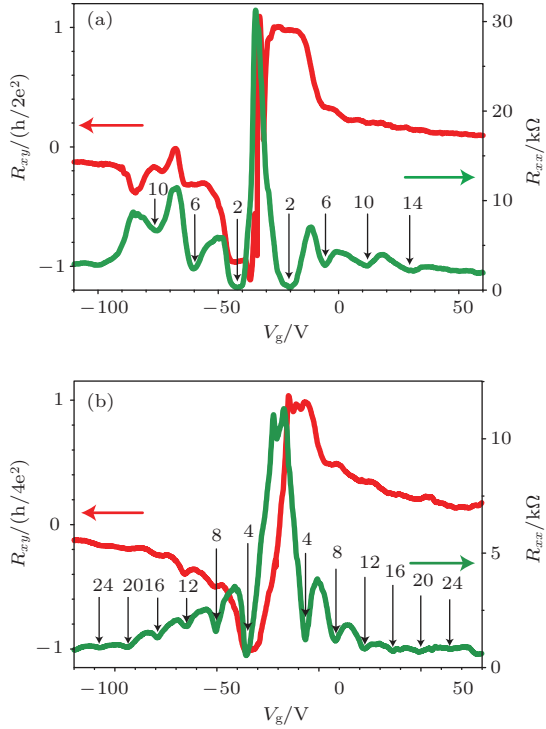


图8 石墨烯量子霍尔效应的电学输运测量 (a)  $T = 1.5$  K,  $B = 9$  T 下,  $R_{xx}$  (绿色) 和  $R_{xy}$  (红色) 随门电压的变化曲线; (b)  $T = 1.6$  K,  $B = 8.8$  T 下,  $R_{xx}$  (绿色) 和  $R_{xy}$  (红色) 随门电压的变化曲线 (图引自文献 [16])

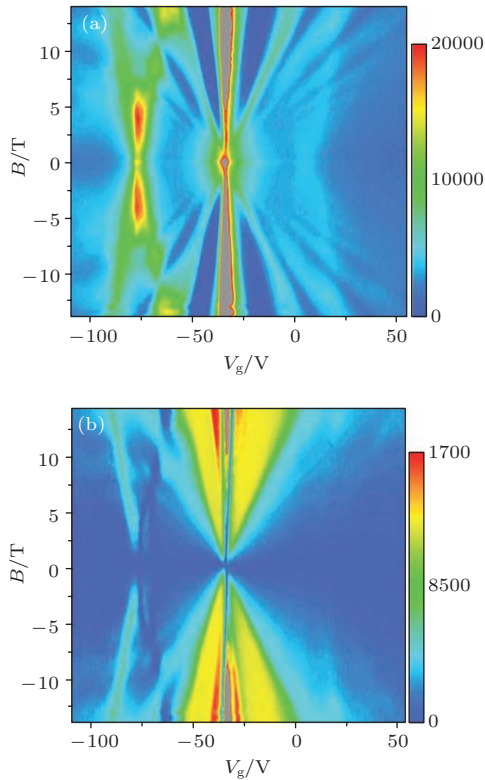


图9  $T = 1.5$  K 时径向电阻 (a) 和霍尔电阻 (b) 的扇形图 (其中磁场从  $-14$  T 到  $14$  T, 门电压从  $-110$  V 到  $55$  V, 颜色的冷暖代表电阻值的小和大) (图引自文献 [16])

为了能看到狄拉克点以及超晶格狄拉克点处更多的细节, 我们将磁场和栅极电压作为自变量, 分别将霍尔电阻和径向电阻作为因变量, 得到上图所示的朗道扇形图. 以径向电阻为例, 朗道扇形图可以解释为: 随着磁场变大, 二维电子气体形成的朗道能级简并度逐渐增大, 并且逐渐进入量子霍尔态. 当体系的费米面处在相邻的两个朗道能级之间时, 径向电阻出现极小值, 对应于朗道扇形图中冷色调区域. 同时在相应的位置, 霍尔电阻出现平台. 我们发现无论是径向电阻还是霍尔电阻, 在超晶格狄拉克点附近出现了类似狄拉克点处的结构. 随着磁场增加, 超晶格狄拉克点发散出两个对称的电阻峰, 这两个电阻峰的斜率与填充数为2的朗道能级的斜率相同, 表明它们具有相同的简并度. 我们将其解释为石墨烯超晶格体系在磁场下出现的 Hofstadter 子能带. 并且随着磁场增强, 超晶格形成的子能带能与原始的朗道能级的能谱相互交叠, 形成一系列分形的结构, 即 Hofstadter Butterfly [12-14].

### 5 石墨烯/六方氮化硼异质结构本征能隙

作为石墨烯能带工程的一个重要方面, 石墨烯氮化硼异质结构近年来引起了人们的广泛关注. 然而出现的本征能隙的大小以及能隙出现的机理仍然缺乏相关的实验证据. 我们利用红外光谱探测磁场下不同朗道能级之间的跃迁, 发现大约  $38$  meV ( $400$  K) 的本征能隙 [23], 从而加深了人们对石墨烯/氮化硼体系的理解.

在零磁场下, 具有本征能隙  $\Delta$  的石墨烯的能量色散关系为 [24]

$$E(p) = \pm \sqrt{v_F^2 p^2 + (\Delta/2)^2}. \quad (1)$$

在大小为  $B$  的垂直磁场下, 能级可以表示为 [24]

$$E_n = \pm (\Delta/2) \delta_{(n,0)} + \text{sgn}(n) \sqrt{2e\hbar v_F^2 B |n| + (\Delta/2)^2}, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (2)$$

其中  $v_F$  是费米速度,  $p$  为动量,  $e$  为电子电荷量,  $\hbar$  为简约普朗克常数,

$$\delta_{n,0} = \begin{cases} 0, & (n \neq 0), \\ 1, & (n = 0), \end{cases}$$

$$\text{sgn}(n) = \begin{cases} 1, & (n > 0), \\ -1, & (n < 0). \end{cases}$$

对于本征石墨烯在磁场下形成的能级可以表示为

$$E_n = \text{sgn}(n) \sqrt{2e\hbar v_F^2 B |n|}. \quad (3)$$

可以发现(2)式与(3)式是明显不同的,因此我们可以通过探测不同朗道能级之间的跃迁得到能隙的大小.

我们对如图10(c)所示的样品在磁场下进行了红外透射光谱的测量,得到在不同磁场下透射谱,如图11(a)所示图.从透射谱中可以明显的看到三个透射强度极小的地方,分别标记为 $T_1$ ,  $T_2$ ,  $T_3$ .由于石墨烯在零磁场下的透射谱不会出现比较尖锐的透射峰或者透射谷,因此谱中的极小值或者吸收峰来源于电子在不同朗道能级之间的跃迁.

我们发现三个吸收峰的能量与 $\sqrt{B}$ 基本上成线性关系并且在零磁场下有非零的能量截距,如图12(a),这是与本征石墨烯不同的<sup>[25,26]</sup>.这个在零磁场下非零的能量值表明这种石墨烯/六方氮化硼异质结构的朗道能级需要用(2)式描述.

电子在不同朗道能级之间的跃迁 $LL_n \rightarrow LL_{n'}$ ,必须满足选择定则 $\Delta n = \pm 1$ ,如图11(b)所示.其中,三个能量最低的跃迁标记为 $T_1$ ,  $T_2$ 和 $T_3$ ,分别对应 $LL \rightarrow LL_{+1}$ 或 $LL_{-1} \rightarrow LL$ ;  $LL_{-2} \rightarrow LL_{+1}$ 或 $LL_{-1} \rightarrow LL_{+2}$ ;  $LL_{-3} \rightarrow LL_{+2}$ 或 $LL_{-2} \rightarrow LL_{+3}$ 的跃迁.结合(2)式可以得到跃迁的能量表达式为

$$E_{T_1} = \sqrt{2e\hbar v_F^2 B + (\Delta/2)^2} + (\Delta/2). \quad (4)$$

通过最小二乘法拟合跃迁,可以得到本征能隙,以及有效费米速度.由于跃迁的能量处在超晶格狄拉克点的能量( $\sim 200$  meV)之下,该处的朗道能级不会过多受到超晶格对能带调制的影响,可以确定看到的能隙是来源于本征狄拉克点处的信息.通过(2)式可以得到

$$E_{T_2} = \sqrt{2e\hbar v_F^2 B + (\Delta/2)^2} + \sqrt{(2e\hbar v_F^2 B) \times 2 + (\Delta/2)^2}, \quad (5)$$

$$E_{T_3} = \sqrt{(2e\hbar v_F^2 B) \times 2 + (\Delta/2)^2} + \sqrt{(2e\hbar v_F^2 B) \times 3 + (\Delta/2)^2}. \quad (6)$$

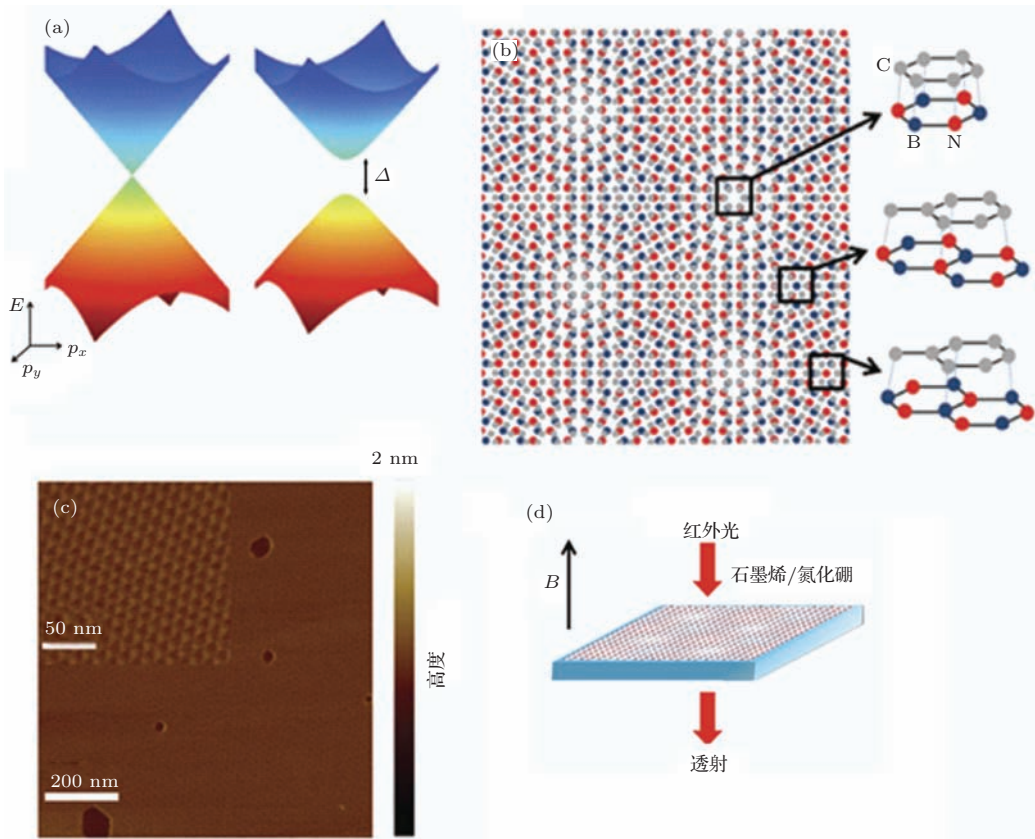


图10 石墨烯/六方氮化硼异质结 (a) 本征石墨烯的能量色散关系(左)以及打开能隙的石墨烯能量色散关系; (b) 石墨烯与氮化硼相对转角为零时形成莫尔条纹的示意图,为了显示更为清晰,取二者的晶格常数差异为11%(实际值为1.8%) (不同区域碳原子与衬底原子的相对位置不同导致了石墨烯不同程度的空间反演对称性的破坏); (c) 样品表面原子力显微镜轻敲模式高度图像(其中暗色的区域是氮化硼衬底,插图显示了 $15 \pm 1$  nm的莫尔条纹周期); (d) 磁光测量示意图(图引自文献<sup>[23]</sup>)



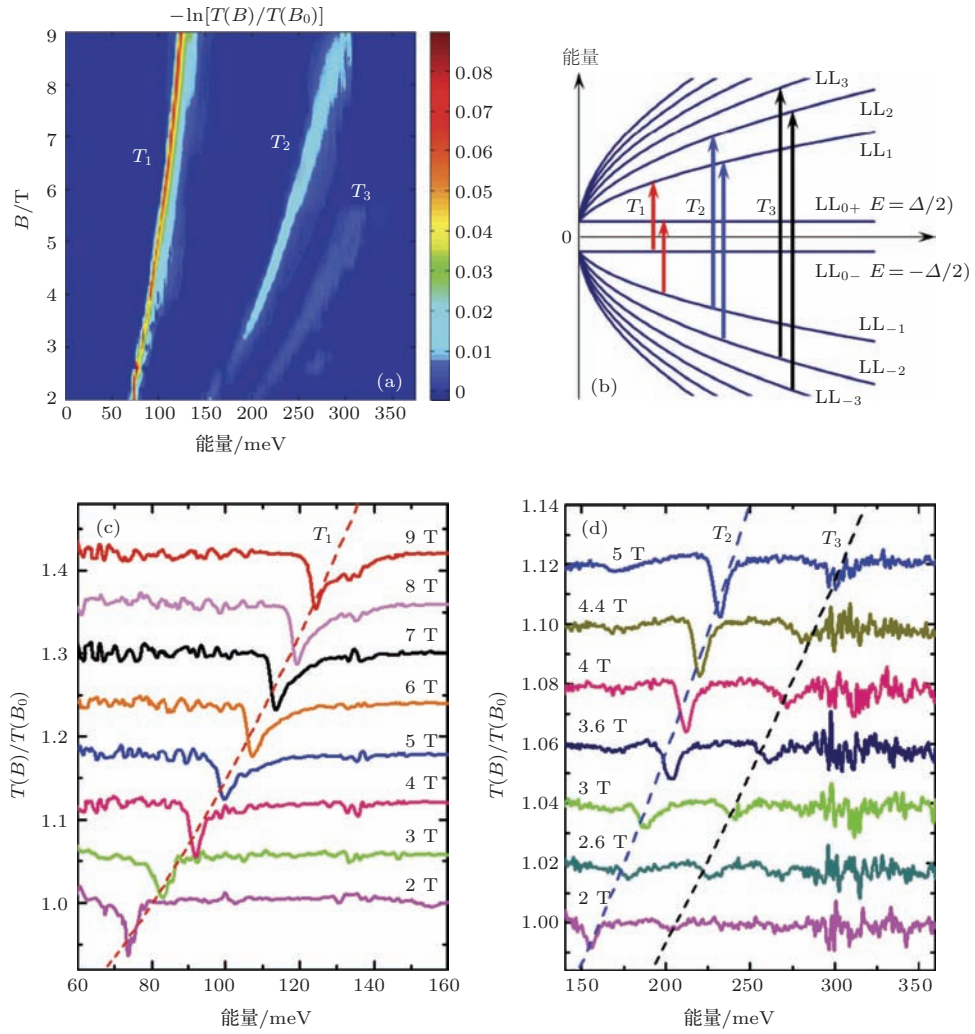


图 11 磁场作用下红外透射谱 (a)  $-\ln[T(B)/T(B_0)]$  随磁场以及光的能量变化关系 (其中  $T(B)$  为磁场为  $B$  时的透射强度,  $B_0 = 0$ ); (b) 有质量的狄拉克费米子在不同朗道能级之间的跃迁 (箭头指示的位置为我们实验上观测到的跃迁); (c), (d) 不同磁场下的相对透射谱 (为了便于区分, (c) 图中的曲线依次向上平移 0.06 个单位, (d) 图中依次向上平移 0.02 个单位) (图引自文献 [23])

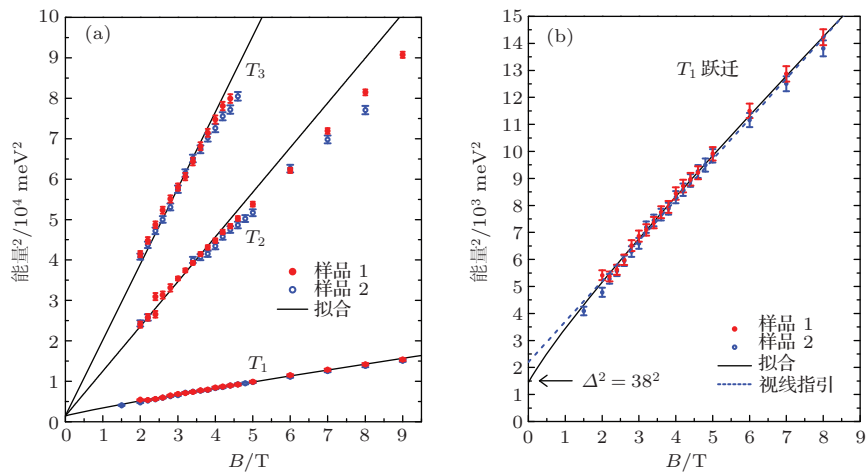


图 12 不同朗道能级之间跃迁的能量 (a) 所有跃迁对应的能量平方与磁场  $B$  的关系; (b)  $T_1$  跃迁在较低能量范围内能量平方随磁场的变化 (图引自文献 [23])

我们发现当  $B > 4$  T 时,  $T_2$  跃迁的能量平方值与  $B$  偏离线性的依赖关系, 这可能是因为莫尔超晶格对能带的调制作用或者多体相互作用引起的. 因此我们将主要关注如图 12(b) 在所示的在低场 ( $B < 4$  T) 下的数据, 在这个区域内能量平方值与磁场  $B$  基本保持线性依赖关系. 利用 (4) 式拟合跃迁, 我们可以得到  $\Delta \approx 38 \pm 4$  meV, 以及有效费米速度  $v_F^{T_1} \approx (0.96 \pm 0.02) \times 10^6$  m·s<sup>-1</sup>.

通过拟合  $T_1$  光吸收谱的结果, 我们可以看到: 这种  $\sim 15$  nm 石墨烯莫尔超晶格结构在本征狄拉克点处的能隙大约为 38 meV (400 K). 石墨烯莫尔超晶格本征能隙的测量对于人们加深理解石墨烯/六方氮化硼体系能隙的产生以及多体相互作用是非常重要的.

## 6 赝自旋杂化势的观测

石墨烯/氮化硼莫尔超晶格体系中, 硼与氮两个子晶格在空间上的快速振荡给石墨烯外加了一个周期势. 理论计算表明这种周期势是一种旋量势, 需要用一个  $2 \times 2$  的矩阵描述 [27,28], 并且这种旋量势会与石墨烯中电子的赝自旋耦合在一起. 前期通过输运和扫描隧道谱 (STS) 观测到的电子态密

度的变化都可以用一个标量势来解释 [12–16]. 因此如何从实验上探测该旋量势是非常具有挑战性的.

近期的一个工作表明石墨烯在旋量势和标量势作用下, 它的光电导变化是不同的 [29]. 这就为我们利用红外光谱探测莫尔超晶格内部的旋量势提供了可能 [30].

首先我们利用红外光谱, 得到了不同费米能量下的透射谱, 图 13(b), ( $T - T_{\text{CNP}}$ ,  $T_{\text{CNP}}$  为中性点位置的透射谱).

我们发现随着费米能量的升高, 透射峰有明显的展宽. 这一点同  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  衬底上的石墨烯类似, 是由带间跃迁的泡利阻塞效应引起的 [31–33]. 同时在能量 380 meV 的位置, 出现相对与中性点位置的透射峰. 这透射峰出现的能量位置恰好与莫尔超晶格的能量  $E_M \equiv q_M \cdot v_F$  对应, 并且是石墨烯/氮化硼超晶格体系中所特有的. 因此可以确定这个尖峰的出现是由于超晶格布里渊区边界 M 点的光吸收引起的, 该位置对应的能量记为  $E_M$ . 图 13(c) 是在几个不同栅压下相对于中性点的透射光谱. 为了更好的研究超晶格能量附近的光学吸收特性, 我们在扣除了由于泡利阻塞效应引起的展宽的背景, 得到莫尔超晶格引起的光电导  $\sigma^M = [|T^M - T_{70V}^M|/c_l\pi\alpha]\sigma_0$ , 如图 13(d), 其中

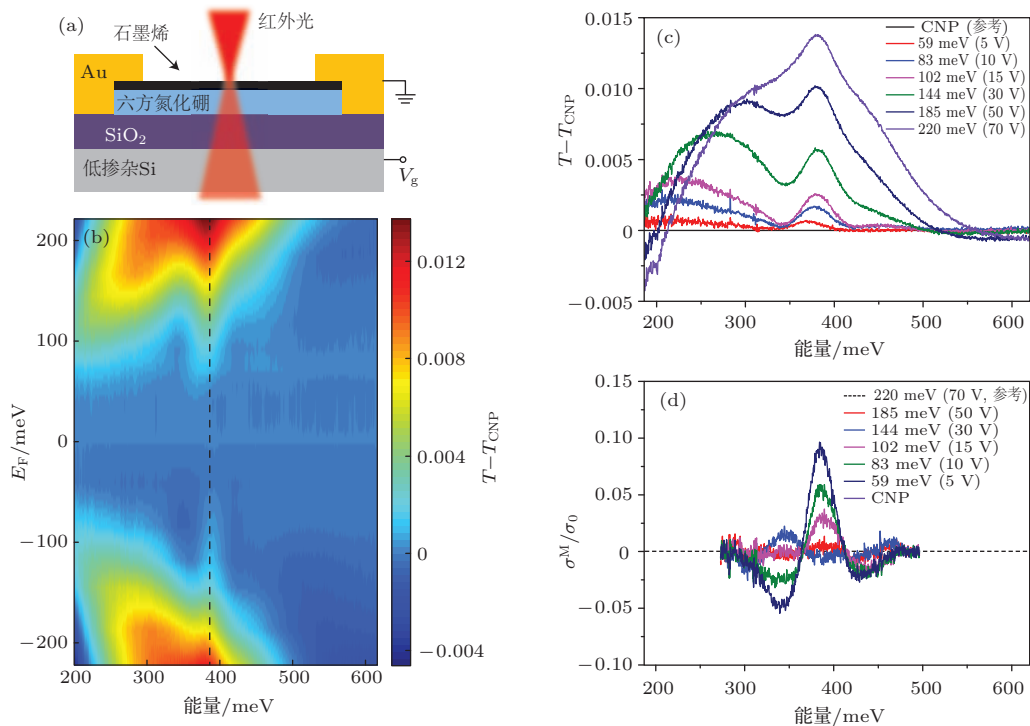


图 13 石墨烯/六方氮化硼异质结构的红外光谱 (a) 石墨烯/六方氮化硼异质结构测量示意图; (b) 不同费米能量下的二维透射谱  $T - T_{\text{CNP}}$ ,  $T_{\text{CNP}}$  对应中性点位置的透射光谱; (c) 图 (b) 中不同费米能量下的透射谱  $T - T_{\text{CNP}}$ ; (d) 不同费米能量下超晶格引起的光电导的变化  $\sigma^M$  (图引自文献 [30])

$\sigma_0 = \pi e^2/2h$  为石墨烯普适电导,  $c_l$  为局域场因子,  $\alpha$  为精细结构常数  $c_l\pi\alpha = 2\%$  [34]。这里取  $\sigma_{70}^M$  为参考, 因为当  $V_g = 70$  V ( $E_F = 220$  meV) 时, 由于泡利阻塞效应 ( $2E_F > E_M$ ),  $E_M$  附近光的吸收是可以忽略不计的。因此, 在图 13 (b) 和 (c) 中  $E_M$  附近的光透射峰 (相对于中性点), 实际上是光吸收峰 (相对于  $V_g = 70$  V)。由于在石墨烯中能量  $E_M/2$  处的电子态密度具有极小值 [12–16]。

因此  $E_M$  附近的光吸收变化与该处的电子态密度变化相反。这种光吸收的反常行为表明石墨烯超晶格中电子波函数具有异常的杂化行为。为了解释石墨烯/氮化硼异质结构的红外光谱, 我们需要知道该体系中旋量势的具体形式, 并且如何影响石墨烯的光吸收特性。石墨烯超晶格中的旋量势可以写成一般形式  $V = \sum_{j=1}^6 V_j e^{iq_j \cdot r}$ , 其中  $|q_j| = q_M$  对

应莫尔超晶格的倒格矢 [27,28]。由于  $q_M$  远远小于石墨烯原始布里渊区中两个谷的距离, 因此可以将两个谷看成是没有耦合的。我们可以先确定一个谷的信息然后通过时间反演对称性确定另一个谷的值。受到三重旋转对称性以及共轭的限制, 六个  $V_j$  中, 只有一个  $V_j$  是独立的, 可以用三个实数  $u_0, u_3, u_1$  来表示 [27,28], 即

$$V_1 = V_0 \begin{pmatrix} u_0 + iu_3 & u_1 \\ u_1 & u_0 - iu_3 \end{pmatrix},$$

其中  $V_0$  为常数, 表示石墨烯与氮化硼衬底耦合强度的物理量。相关的本征波函数以及本征能量可以通过将哈密顿量在超晶格布里渊区对角化得到。如图 14 (a), 石墨烯原始狄拉克点处在超晶格布里渊

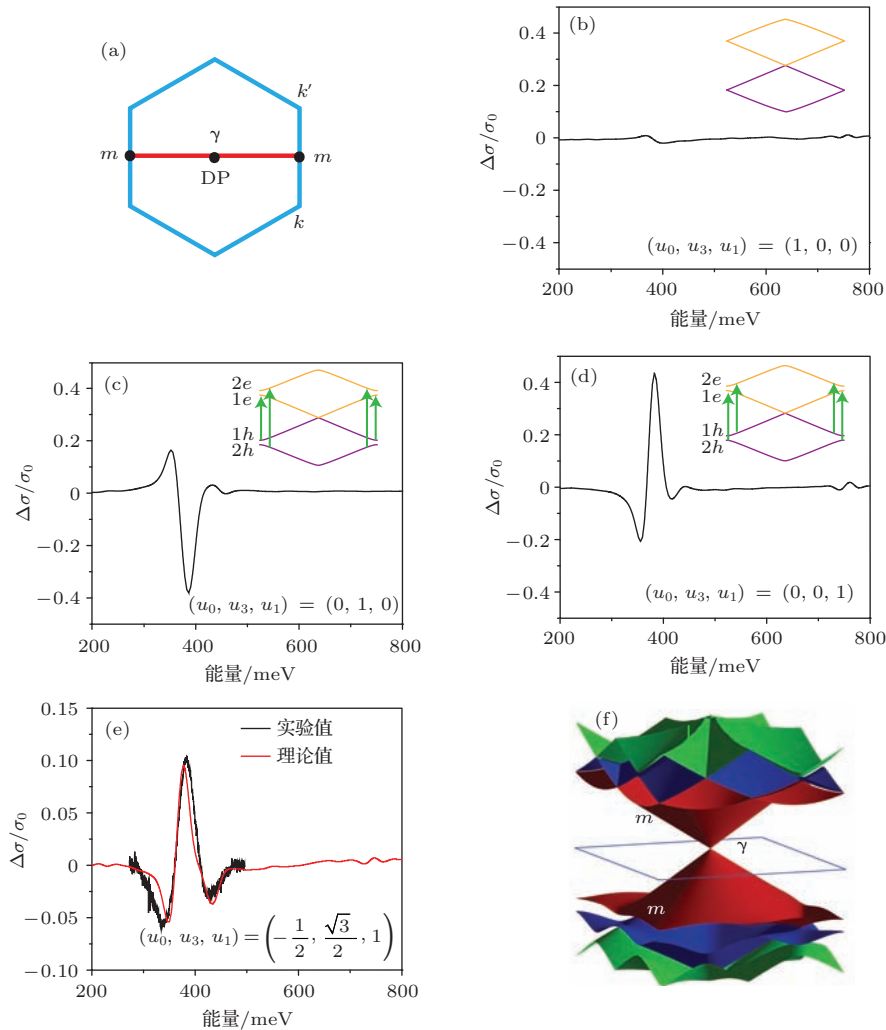


图 14 理论计算的光电导在不同旋量势作用下的变化 (a) 石墨烯超晶格布里渊区,  $\gamma$  点对应石墨烯原始狄拉克点; (b)–(d) 分别为单独在  $u, u_3, u_1$  作用下, 光电导的变化插图为对应的超晶格布里渊区内从  $\gamma$  到  $M$  点的能带结构以及  $M$  点附近的跃迁方式; (e) 考虑三个势分量共同作用, 拟合实验结果; (f) 利用 (e) 中得到的参数得到的超晶格布里渊区内部的三维能带结构 (图引自文献 [30])

区的中心位置 $\gamma$ , 超晶格布里渊区边界上高对称的点分别标记为 $m$ 和 $k/k'$ .  $V_1$  中三个参数( $u_0, u_3, u_1$ ) 分别代表三种不同意义的势分量. 其中 $u_0$  为在两个子晶格上对称的标量势,  $u_3$  为描述两个子晶格反对称的标量势,  $u_1$  为描述 A-B 两个子晶格杂化的势分量, 可以将电子波函数中来自两个子晶格的贡献翻转, 称为赝自旋杂化势. 这三种类型的势分量在电子赝自旋调控, 波函数杂化以及光跃迁方面起着完全不同的作用.

$u, u_3, u_1$  三种势分量在单独作用时, 光电导的变化是不同的. 赝自旋无关的势分量 $u_0$  不能有效的背散射石墨烯中的狄拉克费米子, 不能导致超晶格布里渊区边界 M 点出现能隙, 因此 $u_0$  对光吸收的影响是非常小的, 如图 14(b).  $u_3$  和 $u_1$  可以同石墨烯中具有相反赝自旋的电子态耦合在一起, 从而在 M 点打开能隙. 但是这两者在 M 点, 对应的波函数杂化方式是不同的, 我们可以直接通过探测光的跃迁来区分. 如图 14(c) 所示, 对于 $u_3$  势分量, 在 M 点能隙附近只有 $1e-1h$  和 $2e-2h$  之间的跃迁是被允许的. 在这种情况下光的吸收行为和电子态密度的变化是一致的. 然而在赝自旋杂化势 $u_1$  作用下, 特定的跃迁规则导致 M 点能隙附近的电子只能在两个平行能带之间跃迁, 即 $1e-2h$  和 $2e-1h$ . 这种只能在两个平行子能带之间跃迁的行为导致在能量 $E_M$  附近出现光学吸收峰, 如图 14(d). 通过对比三个势分量的作用, 可以发现在 $E_M$  位置观测到的光吸收峰的行为不能单独用 $u_0$  的作用来解释, 从而表明莫尔周期势的旋量特性. 同时实验上观测到的吸收峰的行为与 $u_1$  单独作用时极为相似, 因此可以推测赝自旋杂化势 $u_1$  在这里其主要作用. 取 $V_0 = 10$  meV, 通过三个势能分量的单独作用来拟合所得的实验数据, 如图 14(e) 得到  $(u, u_3, u_1) = (-1/2, \sqrt{3}/2, 1)$  时, 符合较好. 图 14(f) 是利用图 14(e) 中的参数得到的石墨烯超晶格布里渊区内部的能带图, 可以看到空穴支的能带受莫尔超晶格的调制更加明显, 这也就解释了输运以及扫描隧道谱中观测到的电子-空穴不对称的行为<sup>[12-16]</sup>.

我们接着研究了不同栅压下的光谱吸收特性, 发现 $E_M$  附近的光学吸收峰随着栅压的增大会迅速的降低, 如图 15 所示. 这种行为不能用单粒子的泡利阻塞效应来解释, 因为所加栅压对应的费米能量太低, 不能有效的抑制 M 点处 ( $E_M/2 = 190$  meV)

电子态的跃迁. 因此, 一个合理的解释是随着载流子浓度的增大, 电子-电子相互作用增强, 有效的屏蔽了石墨烯超晶格中的旋量势. 自由载流子可以屏蔽标量静电势, 可以通过随机相位近似的方法来模拟(RPA)<sup>[35]</sup>. 我们假定石墨烯超晶格体系里的旋量势可以同标量势一样被自由载流子屏蔽, 利用 RPA 方法可以得到吸收峰随载流子浓度的依赖关系是非常弱的, 这与我们的实验数据相差较大, 因此需要更多的理论研究来解释我们的实验数据.

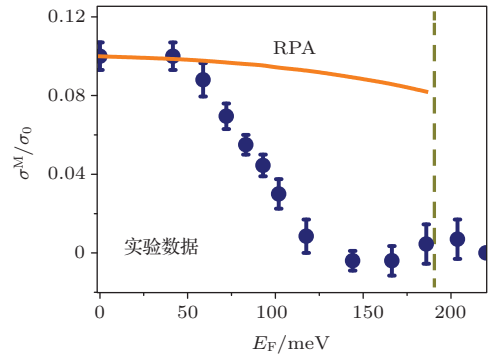


图 15 赝自旋杂化势随费米能量的变化 (M 点的光电导随着费米能量的增加快速的降低 (深蓝色符号), 竖直的绿色虚线右边为泡利阻塞效应起作用的范围, 橙色的曲线表示利用随机相位近似的方法计算得到的 M 点的光电导  $\sigma^M$  随费米能量的变化)(图引自文献<sup>[30]</sup>)

## 7 结 论

我们成功的在六方氮化硼绝缘衬底上外延出单晶石墨烯薄膜, 并系统研究了氮化硼衬底调制下的二维超晶格特性以及相关的物理现象. 我们的研究为石墨烯在电子学及光电子学方面的应用提供了新思路.

## 参考文献

- [1] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Zhang Y, Dubonos S V, Grigorieva I V, Firsov A A 2004 *Science* **306** 666
- [2] Castro Neto A H, Guinea F, Peres N M R, Novoselov K S, Geim A K 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 109
- [3] Geim A K, Novoselov K S 2007 *Nat. Mater.* **6** 183
- [4] Novoselov K S, Jiang D, Schedin F, Booth T J, Khotkevich V V, Morozov S V, Geim A K 2005 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **102** 10451
- [5] Novoselov K S, Jiang Z, Zhang Y, Morozov S V, Stormer H L, Zeitler U, Maan J C, Boebinger G S, Kim P, Geim A K 2007 *Science* **315** 1379
- [6] Zhang Y, Tan Y W, Stormer H L, Kim P 2005 *Nature* **438** 201

- [7] Novoselov K S, McCann E, Morozov S V, Fal'ko V I, Katsnelson M I, Zeitler U, Jiang D, Schedin F, Geim A K 2006 *Nat. Phys.* **2** 177
- [8] Katsnelson M I, Novoselov K S, Geim A K 2006 *Nat. Phys.* **2** 620
- [9] Beenakker C W J 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1337
- [10] Beenakker C W J 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 067007
- [11] Novoselov K S, Fal'ko V I, Colombo L, Gellert P R, Schwab M G, Kim K 2012 *Nature* **490** 192
- [12] Hunt B, Sanchez-Yamagishi J D, Young A F, Yankowitz M, LeRoy B J, Watanabe K, Taniguchi T, Moon P, Koshino M, Jarillo-Herrero P, Ashoori R C 2013 *Science* **340** 1427
- [13] Dean C R, Wang L, Maher P, Forsythe C, Ghahari F, Gao Y, Katoch J, Ishigami M, Moon P, Koshino M, Taniguchi T, Watanabe K, Shepard K L, Hone J, Kim P 2013 *Nature* **497** 598
- [14] Ponomarenko L A, Gorbachev R V, Yu G L, Elias D C, Jalil R, Patel A A, Mishchenko A, Mayorov A S, Woods C R, Wallbank J R, Mucha-Kruczynski M, Piot B A, Potemski M, Grigorieva I V, Novoselov K S, Guinea F, Fal'ko V I, Geim A K 2013 *Nature* **497** 594
- [15] Yankowitz M, Xue J, Cormode D, Sanchez-Yamagishi J D, Watanabe K, Taniguchi T, Jarillo-Herrero P, Jacquod P, LeRoy B J 2012 *Nat. Phys.* **8** 382
- [16] Yang W, Chen G, Shi Z, Liu C C, Zhang L, Xie G, Cheng M, Wang D, Yang R, Shi D, Watanabe K, Taniguchi T, Yao Y G, Zhang Y B, Zhang G Y 2013 *Nat. Mater.* **12** 792
- [17] Giovannetti G, Khomyakov P A, Brocks G, Kelly P J, van den Brink J 2007 *Phys. Rev. B* **76** 073103
- [18] Dean CR, Young AF, Meric I, Lee C, Wang L, Sorgenfrei S, Watanabe K, Taniguchi T, Kim P, Shepard KL, Hone J 2010 *Nat. Nanotechnol.* **5** 722
- [19] Yang R, Zhang L, Wang Y, Shi Z, Shi D, Gao H, Wang E, Zhang G 2010 *Adv. Mater.* **22** 4014
- [20] Yang R, Shi Z, Zhang L, Shi D, Zhang G 2011 *Nano Lett.* **11** 4083
- [21] Ferrari A C, Meyer J C, Scardaci V, Casiraghi C, Lazzeri M, Mauri F, Piscanec S, Jiang D, Novoselov K S, Roth S, Geim A K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 187401
- [22] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, Jiang D, Katsnelson M I, Grigorieva I V, Dubonos S V, Firsov A A 2005 *Nature* **438** 197
- [23] Chen Z G, Shi Z, Yang W, Lu X, Lai Y, Yan H, Wang F, Zhang G, Li Z 2014 *Nat. Commun.* **5** 4461
- [24] Chen X, Wallbank J R, Patel A A, Mucha-Kruczyński M, McCann E, Fal'ko V I 2014 *Phys. Rev. B* **89** 075401
- [25] Jiang Z, Henriksen E A, Tung L C, Wang Y J, Schwartz M E, Han M Y, Kim P, Stormer H L 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 197403
- [26] Sadowski M L, Martinez G, Potemski M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 266405
- [27] Wallbank J R, Patel A A, Mucha-Kruczyński M, Geim AK, Fal'ko V I 2013 *Phys. Rev. B* **87** 245408
- [28] Kindermann M, Uchoa B, Miller D L 2012 *Phys. Rev. B* **86** 115415
- [29] Abergel D S L, Wallbank J R, Chen X, Mucha-Kruczyński M, Fal'ko V I 2013 *New J. Phys.* **15** 123009
- [30] Shi Z, Jin C, Yang W, Ju L, Horng J, Lu X, Bechtel H A, Martin M C, Fu D, Wu J, Watanabe K, Taniguchi T, Zhang Y B, Bai X D, Wang E G, Zhang G Y, Wang F 2014 *Nat. Phys.* **10** 743
- [31] Wang F, Zhang Y, Tian C, Girit C, Zettl A, Crommie M, Shen Y R 2008 *Science* **320** 206
- [32] Horng J, Chen C F, Geng B, Girit C, Zhang Y, Hao Z, Bechtel H A, Martin M, Zettl A, Crommie M F, Shen Y R, Wang F 2011 *Phys. Rev. B* **83** 165113
- [33] Li Z Q, Henriksen E A, Jiang Z, Hao Z, Martin M C, Kim P, Stormer H L, Basov D N 2008 *Nat. Phys.* **4** 532
- [34] Nair R R, Blake P, Grigorenko A N, Novoselov K S, Booth T J, Stauber T 2008 *Science* **320** 1308
- [35] Hwang E H, Das S S 2007 *Phys. Rev. B* **75** 205418

SPECIAL ISSUE — Control of electronic states in surface low-dimensional structures

# Graphene/h-BN Moiré superlattice\*

Lu Xiao-Bo<sup>1)</sup> Zhang Guang-Yu<sup>1)2)†</sup>

1) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics and Institute of Physics Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of Quantum Matter, Beijing 100190, China*)

( Received 19 January 2015; revised manuscript received 5 February 2015 )

## Abstract

Graphene Moiré superlattice, a unique 2D periodical structure originated from the interaction between graphene and its supporting substrate h-BN, has attracted great interest recently. Employing epitaxial graphene on h-BN single crystals, we have investigated systematically the physical properties related to the Moiré superlattice. From transport measurements, we can observe the superlattice Dirac points at both electron side and hole side. Similar to the Dirac point, the superlattice Dirac points have insulator behaviors. Under the action of magnetic field, the quantum Hall effects both in monolayer and bilayer graphenes are observed. Also, the Moiré superlattice can lead to the formation of self-similar mini-bands from the Landau fan diagram. According to the infrared optical spectroscopy measurements, the transitions between different Landau levels are characterized by massive Dirac fermions and thus reveal a band-gap of  $\sim 38$  meV. Moreover, without magnetic fields, an optical conductivity peak related to the Moiré superlattice appears. We use three spinor potential components to explain the optical conductivity peak and demonstrate that the pseudospin-mixing component plays a dominant role in the spinor potential. In addition, the spinor potential depends sensitively on the gate voltage, indicating that the electron–electron interactions play an important part in the renormalization of the spinor potential.

**Keywords:** graphene, Moiré superlattice, band gap, pseudospin

**PACS:** 73.21.Cd, 73.22.-f

**DOI:** [10.7498/aps.64.077305](https://doi.org/10.7498/aps.64.077305)

---

\* Project supported by the National Basic Natural Research Program of China (Grant Nos. 2013CB934500, 2012CB921302), the National Science Foundation of China (Grant Nos. 91223204, 61325021), and the Strategic Priority Research Program (B) of Chinese Academy of Sciences.

† Corresponding author. E-mail: [gyzhang@aphy.iphy.ac.cn](mailto:gyzhang@aphy.iphy.ac.cn)