

Electron Transport Properties of Single Layer Graphene under Microwave Field

Haiyang Chen

Baise University, Baise Guangxi
Email: chenhaiyang05@126.com

Received: May 14th, 2018; accepted: May 31st, 2018; published: Jun. 7th, 2018

Abstract

We investigated the transport properties of Dirac electrons in monolayer graphene-based well structures with microwave fields. We have undertaken a numerical calculate and analyze of the transmission probabilities, angularly averaged conductivity, shot noise, and Fano factor of the system as the external field strength, incident energy and the well width are changed. The results reveal that the presence of external field makes they are improved and show peculiar behavior. One can modulate the transport of carriers by adjusting the microwave field strength and the structure parameters. We hope that these works can provide valuable reference for the design of single layer graphene based electronic instruments.

Keywords

Graphene, Transmission Probability, Conductivity, Shot Noise, Fano Factor

微波场作用下单层石墨烯的电子输运特性

陈海洋

百色学院, 广西 百色
Email: chenhaiyang05@126.com

收稿日期: 2018年5月14日; 录用日期: 2018年5月31日; 发布日期: 2018年6月7日

摘要

我们研究了在微波场作用下单层石墨烯势阱结构的透射几率、电导、散粒噪声、Fano因子随含时周期势强度和系统结构参数(入射能量、势垒宽度)的变化规律。我们发现, 由于微波场的存在, 系统的电导、散粒噪声和Fano因子将会被增强。同时, 我们可以通过调制含时周期势的强度和系统的结构参数来控制电子的输运。我们希望这些工作能够对以单层石墨烯为基础的电子仪器的设计提供有价值的参考。

关键词

石墨烯, 透射系数, 电导, 散粒噪声, Fano因子

Copyright © 2018 by author and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

1. 引言

随着石墨烯的发现(石墨单原子层) [1], 人们对石墨烯的电子输运性质一直存在着极大的实验和理论上的研究兴趣。石墨烯是碳原子构成的单层密集的蜂窝晶格, 它也可以被看作是从石墨中拉出的单个的碳原子层或展开的单壁碳纳米管。单层石墨中准粒子的低能动力学相当于相对论费米子, 在形式上由狄拉克哈密顿所描述

$$\hat{H}_0 = -i\hbar v_F \sigma \cdot \nabla \quad (1)$$

其中, $v_F = 10^6$ m/s 费米速度, $\sigma = (\sigma_x, \sigma_y)$ 是泡利矩阵。临近布里渊区中的石墨烯 具有线性能谱 $E = \hbar v_F k$ 。粒子的手性性质和线性能谱使石墨烯存在许多独特的电子传输性质, 如非正常霍尔效应 [2] [3] [4] [5], 特殊安德列夫反射[6] [7], 最小有限电导等等[2] [8]。不同于传统的非相对论的隧穿, Klein 佯谬预测, 相对论电子能够以完美透射穿过高的势垒, 与此相反, 在非相对论的条件下, 透射概率随着势垒高度的增加而指数衰减[9] [10] [11] [12] [13]。

现在技术的进步使得人们研究光子辅助隧穿(PAT)成为了可能。在由 Dayem 和 Martin 进行的早期研究中, 提供了微波场作用下超导薄膜当中光子辅助隧穿的实验证据[14]。随后, Tien 和 Gordon 第一次对这些实验观察给出了理论解释[15]。Pedersen 和 Buttiker 经过研究获得样品被施加到接触振荡电压情况下波动的频谱[16]。Zeb 等人研究了狄拉克电子单层单势垒石墨烯中有时变外场作用下的输运性质。他们通过研究发现在有时变外场的情况下, 随着结构参数的变化, 系统的输运性质将会发生很大变化。但是, 由于粒子的手征性质, 当狄拉克电子是正入射或者接近正入射的时候, 系统仍然存在 Klein 隧穿(完全透射)[17]。通过散射矩阵的方法, Wagner 和其它研究者详细研究了量子势垒和势阱在振荡势 $V \cos \omega t$ 作用下光辅输运性质随各项势参数变化的关系[18] [19] [20]。

随着单电子器件的快速发展, 对散粒噪声的研究越来越受到了人们的重视, 作为电荷量子化结果的散粒噪声将会影响到仪器的性能。同时, 通过研究散粒噪声, 人们可以发现介观体系的输运机制, 并获得比电导更多的信息, 例如: 确定与输运相关的准粒子的统计和电荷信息等[21]。Schottky's 公式 $S_p = 2e \langle I \rangle$ 涉及到泊松噪声, 它与宏观系统的泊松分布相对应 [22]。Fano 因子定义为散粒噪声谱密度 S 除以 S_p 例如: $F = S/S_p$, Fano 因子描述了散粒噪声的泊松值 1 的偏离类型。散粒噪声由此被划分为次泊松分布($F < 1$), 泊松分布($F = 1$), 和超泊松分布($F > 1$)三种类型[23]。

在本文中, 我们研究了含时周期势作用下电子在单势垒石墨烯结构中的输运性质。我们对系统的透射几率、角平均电导、散粒噪声和 Fano 因子进行了数值研究。结果显示, 在有时变周期势的作用下, 电子在石墨烯当中的输运性质将会发生很大改变。由于时变周期势的存在, 系统的电导、散粒噪声和 Fano 因子将会被增强。我们也可以通过调整结构参数和时变周期势强度 $\alpha \left(\alpha = \frac{V_1}{\hbar \omega} \right)$ 来调控系统的输运性质。

2. 理论和模型

我们采用和文献[17]一致的模型进行研究。假定 xy 平面的石墨烯片，一个方形的势垒被设置在 x 方向，在 y 方向上电荷载流子是自由的，静态方势垒的宽度为 a ，高度是 V ，时变周期势的振幅为 V_1 频率为 ω 。具有入射能量 E 的载流子从石墨烯中势垒的一侧以 ϕ_0 入射角沿着 x 轴方向入射。系统的哈密顿量 H 可以写成如下的形式：

$$H = H_0 + H_1 \quad (2)$$

其中

$$H_0 = -i\hbar v_F \sigma \cdot \nabla + V, \quad H_1 = V_1 \cos(\omega t)$$

通过求解无时变周期势情况下的 Dirac 方程[13]，通过求解无时变周期势情况下的 Dirac 方程 ($\psi_z(x, y, E, t)$) 为：

$$\begin{aligned} \psi_z(x, y, E, t) &= e^{ik_y y} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \left[A_{z,l} \begin{pmatrix} 1 \\ s_{z,l} e^{i\phi_{z,l}} \end{pmatrix} e^{ik_{z,l} x} + (1 - \delta_{z,3}) B_{z,l} \begin{pmatrix} 1 \\ -s_{z,l} e^{-i\phi_{z,l}} \end{pmatrix} e^{-ik_{z,l} x} \right] e^{-i(E + \hbar\omega)t/\hbar} \\ &\times \left[\delta_{z,2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m \left(\frac{V_1}{\hbar\omega} \right) e^{-im\hbar\omega t/\hbar} + (1 - \delta_{z,2}) \right] \end{aligned} \quad (3)$$

在这里 $k_{z,l}$, k_y 分别是沿着 x 和 y 方向的波矢， $J_m \left(\frac{V_1}{\hbar\omega} \right)$ 是 m 阶贝塞尔函数， $\delta_{z,2}$, $\delta_{z,3}$ 是狄利克雷函数，分别代表不同的区域 $x < 0, 0 < x < a, x > a$ 。在区 1 ($z=1$), $A_{1,l} = \delta_{0,l}$ ，反射峰值为 $r_l = B_{1,l}$ ，透射峰值为

$$t_l = A_{3,l} \text{ and } s_{1,l} = s_{3,l} = \text{sgn}(E + \hbar\omega), \quad s_{2,l} = \text{sgn}(E - V + \hbar\omega),$$

$$k = \frac{E}{\hbar v_F}, \quad k_y = E \sin \phi, \quad k_{1,l} = k_{3,l} = \sqrt{\left(\frac{E + \hbar\omega}{\hbar v_f} \right)^2 - k_y^2},$$

$$k_{2,l} = \sqrt{\left(\frac{E - V + \hbar\omega}{\hbar v_f} \right)^2 - k_y^2}, \quad \phi_{1,l} = \phi_{3,l} = \tan^{-1} \left(\frac{k_y}{k_{1,l}} \right), \quad \phi_{2,l} = \tan^{-1} \left(\frac{k_y}{k_{2,l}} \right).$$

通过运用波函数在边界处的连续性：

$x = 0, a, i.e., \psi_1(0, y, E, t) = \psi_2(0, y, E, t), \psi_2(a, y, E, t) = \psi_3(a, y, E, t)$ ，我们就可以获得如下的方程组。

$$\delta_{0,n} + B_{1,n} = A_{2,n} + B_{2,n}, \quad (4)$$

$$\delta_{0,n} e^{i\phi_{1,n}} - s_{1,n} B_{1,n} e^{-i\phi_{1,n}} = s_{2,n} (A_{2,n} e^{i\phi_{2,n}} - B_{2,n} e^{-i\phi_{2,n}}), \quad (5)$$

$$(A_{2,n} e^{ik_{2,n}a} + B_{2,n} e^{-ik_{2,n}a}) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} (A_{3,l} e^{ik_{3,l}a} + B_{3,l} e^{-ik_{3,l}a}) J_{n-l} \left(\frac{V_1}{\hbar\omega} \right), \quad (6)$$

$$s_{2,n} (A_{2,n} e^{i\phi_{2,n}} e^{ik_{2,n}a} - B_{2,n} e^{-i\phi_{2,n}} e^{-ik_{2,n}a}) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} s_{3,l} (A_{3,l} e^{i\phi_{3,l}} e^{ik_{3,l}a} - B_{3,l} e^{-i\phi_{3,l}} e^{-ik_{3,l}a}) \times J_{n-l} \left(\frac{V_1}{\hbar\omega} \right), \quad (7)$$

通过求解以上联立方程，就可以得到各个边带的透射系数 T_n [17]。

对于零频分量，根据 Buttiker 公式[24]，在零温下，该系统的角平均电导由下式给出

$$G = G_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} T_n \cos[\phi_0] d\phi_0 \quad (8)$$

系统的散粒噪声(S)和 Fano 因子(F)可以表示为[25] [26]

$$S = S_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\pi/2} T_n (1 - T_n) \cos[\phi_0] d\phi_0 \quad (9)$$

$$F = \frac{\sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} T_n \cos[\phi_0] d\phi_0}{\sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} T_n (1 - T_n) \cos[\phi_0] d\phi_0} \quad (10)$$

其中, $G_0 = \frac{e^2 m v_F W}{\hbar^2}$, $S_0 = \frac{16e^3 V}{h} \frac{EW}{\pi \hbar v_F}$, E 是入射能量。将 T_n 分别代入(8)、(9)、(10), 就可以数值计算时变周期势作用下单势垒结构石墨烯体系的电导、散粒噪声和 Fano 因子。

3. 数值结果和讨论

在我们的数值计算中, 入射电子的波长取 $\lambda = 50 \text{ nm}$, 势阱宽度为 $a = 100 \text{ nm}$, 势阱高度为 $V = -200 \text{ meV}$, 时变周期势频率为 $\omega = 5 \times 10^{12} \text{ Hz}$ 图 1 显示了在入射角为 0° ((a) and (b)) and 30° (c) 情况下, 透射几率随(a)时变外场强度 $\alpha \left(\alpha = \frac{V_1}{\hbar \omega} \right)$, (b) 势阱宽度 a , (c) 入射能量 E 的变化曲线。S 实线, 虚线和点划线分别对应于 $T_0, T_{\pm 1}, T_{\pm 2}$ ((a)、(b)) 和 T_{-1}, T_0, T_1 (c)。从图中可以发现, 含时周期势为石墨烯里的电子提供了透射边带, 从而使得系统的透射几率分布在中心带和各个透射边带之间。当含时周期势的强度 $\alpha \left(\alpha = \frac{V_1}{\hbar \omega} \right)$ 和势垒宽度 a 较小时, 中心带的透射几率 T_0 对系统的输运性质起着主导作用。但是, 随着含时周期势的强度 $\alpha \left(\alpha = \frac{V_1}{\hbar \omega} \right)$ 的逐渐变大, 各个边带的透射几率也开始变大。此外, 由于粒子手征性质和 Klein 隧穿的存在, 系统总的透射几率仍然是 1 (完全透射) 如图 1(a) 和图 1(b)。这些性质一致于参考文献 Ref. [17] 的结果。透射几率随入射能量 E 的变化曲线显示在图 1(c)。正如图中所显示的, 对应于 $E + \hbar \omega > V$ 和 $E + \hbar \omega < V$, 系统分别存在 Klein 隧穿和经典透射。图 2 描述了在不同势垒宽度下电导、散粒噪声、Fano 因子随含时周期势强 $\alpha \left(\alpha = \frac{V_1}{\hbar \omega} \right)$ 的变化曲线。实线、虚线和点划线分别对应于 $a = 50 \text{ nm}, 250 \text{ nm}$, and 400 nm 。从图中我们可以看出, 随着含时周期势强度 $\alpha \left(\alpha = \frac{V_1}{\hbar \omega} \right)$ 的增加, 电导、散粒噪声、Fano 因子是平滑上升的。其产生原因和前面透射几率的解释是一致的。另外, 我们也发现, 随着势垒宽度的加大, 电导、散粒噪声、Fano 因子的变化将会更加明显。这可以被理解为, 较大的势垒宽度会为电子和外部时变周期势提供更多能量交换。因此, 人们可以通过改变系统的结构参数来控制系统的输运特性。图 3 显示了电导、散粒噪声、Fano 因子随入射能量的变化曲线。实线, 虚线和点划线分别对应于 $\alpha = 0.8, 0.5, 0$ 。从图中我们可以发现, 随着电子入射能量的不断增加。电导, 散粒噪声和 Fano 因子显示出不规则的振荡行为。这是因为透射几率 T_n 也是沿着 x 方向波矢 $k_{z,l}$ 的振荡函数, 同时, $k_{z,l}$ 又是由入射能量 E 确定。此外, 我们也可以明显看出, 系统的散粒噪声和 Fano 因子会随着含时周期势强度 $\alpha \left(\alpha = \frac{V_1}{\hbar \omega} \right)$ 的增加而更明显变大。这意味着, 含时周期势在系统的输运性质中起到了重要的作用在图 4 当中, 显示了电导、散粒噪声和 Fano 因子随势垒宽度的变化曲线。实线, 虚线和点划线分别对应于 $\alpha = 0.8, 0.5, 0$ 。图中显示出了电导、散粒噪声和 Fano 因子与势垒宽度之间存在的振荡关系。通过比较不同的情况, 我们可以

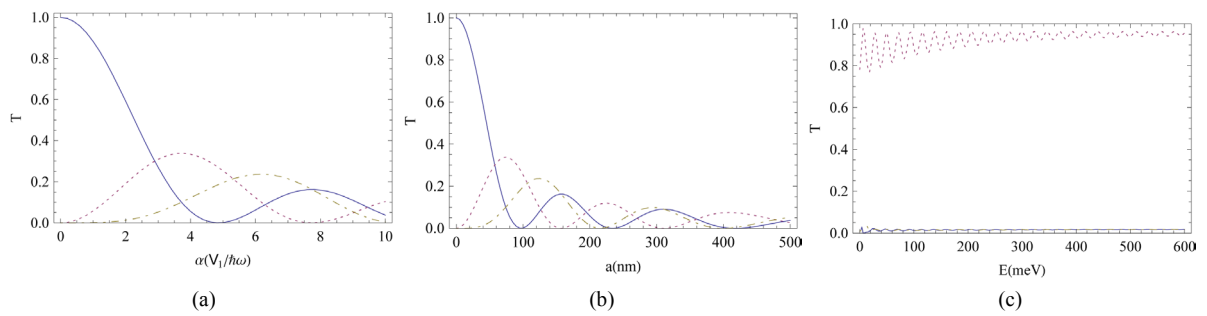


Figure 1. Transmission probabilities for central band and first side bands as a function of (a) α ($\alpha = \frac{V_1}{\hbar\omega}$), (b) well width a , (c) incident energy E . For the incident angle 0° ((a) and (b)) and 30° (c). Solid, dotted, dot-dashed line correspond to T_0 , $T_{\pm 1}$, $T_{\pm 2}$ ((a) and (b)) and T_{-1} , T_0 , T_1 (c) respectively

图 1. 透射几率随(a) α ($\alpha = \frac{V_1}{\hbar\omega}$); (b) 势垒宽度 a ; (c) 入射能量 E 的变化曲线。入射角 0° ((a)、(b)) 和 30° (c)。实线、虚线和点划线分别对应于 T_0 , $T_{\pm 1}$, $T_{\pm 2}$ ((a)、(b)) 和 T_{-1} , T_0 , T_1 (c)

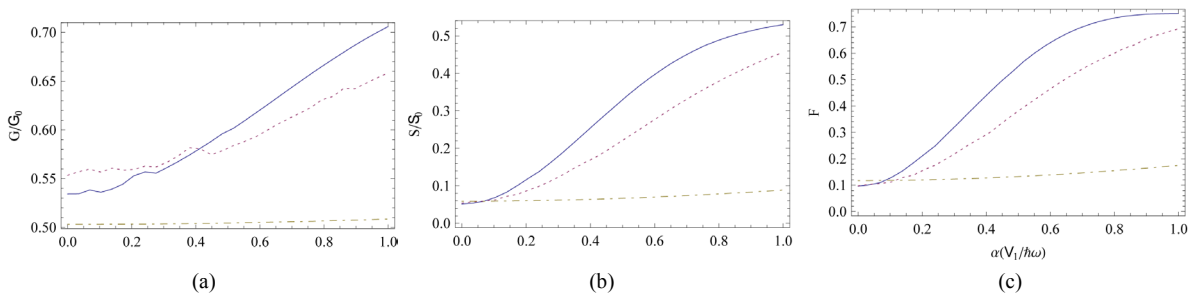


Figure 2. Conductivity, shot noise and Fano factor as a function of α ($\alpha = \frac{V_1}{\hbar\omega}$) with different well width. Solid, dotted, dot-dashed line correspond to $a = 50$ nm; 250 nm, and 250 nm, respectively

图 2. 电导、散粒噪声和 Fano 因子随含时周期势强度 α ($\alpha = \frac{V_1}{\hbar\omega}$) 在不同势垒宽度下的变化曲线。实线、虚线和点划线分别对应于 $a = 50$ nm, 250 nm, 和 400 nm

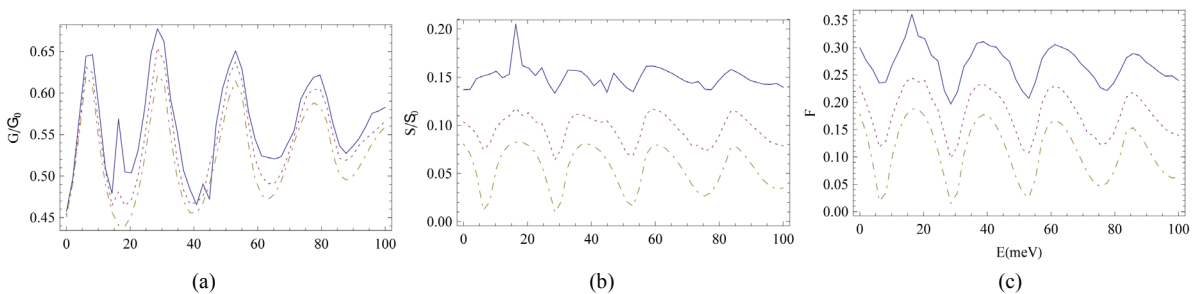


Figure 3. Conductivity, shot noise and Fano factor as a function of incident energy for solid, dotted, dot-dashed line correspond to $\alpha = 0.8$; 0.5 ; 0 , respectively

图 3. 电导、散粒噪声和 Fano 因子随入射能量的变化曲线。实线、虚线和点划线分别对应于 $\alpha = 0.8$, 0.5 , 0

看到，由于该系统含时周期势的强度 α 是一个很小的值的时候是接近静态势垒的情况，所以电导、散粒噪声、Fano 因子都没有大的改变。但是，随着势垒宽度的变大，含时周期势的强度 α 对系统运输性质的影响将会越来越明显。此外，我们也可以发现随着含时周期势强度 α 的变大，散粒噪声、Fano 因子的值

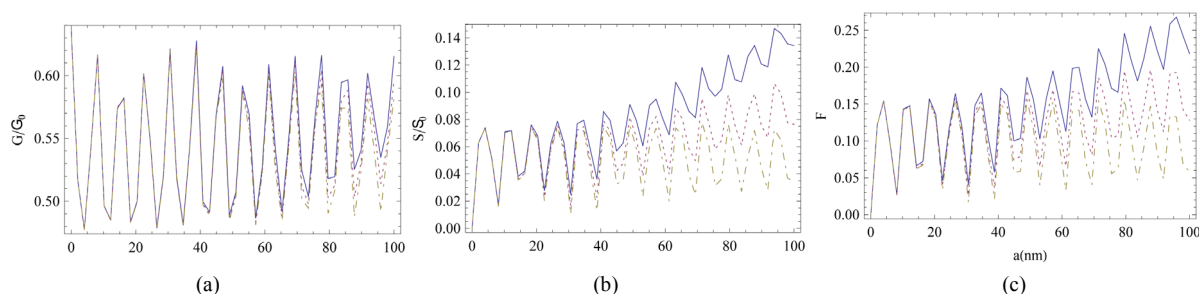


Figure 4. Conductivity, shot noise and Fano factor as a function of well width for solid, dotted, dot-dashed line correspond to $\alpha = 0.8, 0.5, 0$, respectively

图 4. 电导、散粒噪声和 Fano 因子随势垒宽度的变化曲线。实线，虚线和点划线分别对应于 $\alpha = 0.8, 0.5, 0$

会增加的更加明显。这意味着，随着势垒宽度的增加，系统的传输特性将会对含时周期势的强度变得更为敏感，这也证明了含时周期势强度 α 对决定系统输运性质的重要作用。

4. 结论

在本文的研究中，通过求解狄拉克方程，我们首先获得了含时周期势作用下单势垒石墨烯结构的透射几率，接下来，我们数值研究了在不同情况下，系统的透射几率、电导、散粒噪声、Fano 因子随含时周期势强度和系统结构参数(入射能量、势垒宽度)的变化规律。我们发现，由于含时周期势的存在，单势垒石墨烯系统的电导、散粒噪声和 Fano 因子将会被增强。同时，我们可以通过调制含时周期势的强度 α 和系统的结构参数来控制电子的输运。我们希望这些工作能够对以单层石墨烯为基础的电子仪器的设计提供有价值的参考。

基金项目

百色学院 2015 年度校级重点项目资助(项目编号: 2015KAN03)。

参考文献

- [1] Novoselov, K.S., Geim, A.K., Morozov, S.V., Jiang, D., Zhang, Y., Dubonos, S.V., Grigorieva, I.V. and Firsov, A.A. (2004) Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films. *Science*, **306**, 666. <https://doi.org/10.1126/science.1102896>
- [2] Novoselov, K.S., Geim, A.K., Morozov, S.V., Jiang, D., Katsnelson, M.I., Grigorieva, I.V., Dubonos, S.V. and Firsov, A.A. (2005) Two-Dimensional Gas of Massless Dirac Fermions in Graphene. *Nature (London)*, **438**, 197. <https://doi.org/10.1038/nature04233>
- [3] Gusynin, P.V. and Sharapov, S.G. (2005) Unconventional Integer Quantum Hall Effect in Graphene. *Physical Review Letters*, **95**, 146801. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.146801>
- [4] McCann, E. and Falko, V.I. (2005) Unconventional Quantum Hall Effect and Berry's Phase of 2π in Bilayer Graphene. *Physical Review Letters*, **96**, 086805. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.086805>
- [5] Zhang, Y., Stormer, H.L. and Kim, P. (2005) Experimental Observation of the Quantum Hall Effect and Berry's Phase in Grapheme. *Nature (London)*, **438**, 201.
- [6] Bhattacharjee, S. and Sengupta, S. (2006) Tunneling Conductance of Graphene NIS Junctions. *Physical Review Letters*, **97**, 217001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.217001>
- [7] Beenakker, W.J. (2006) Specular Andreev Reflection in Graphene. *Physical Review Letters*, **97**, 067007. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.067007>
- [8] Novoselov, K.S., McCann, E., Morozov, S.V., Fal'ko, V.I., Katsnelson, M.I., Zeitler, U., Jiang, D., Schedin, F. and Geim, A.K. (2006) Unconventional Quantum Hall Effect and Berry's Phase of 2π in Bilayer Graphene. *Nature Physics*, **2**, 177.
- [9] Klein, O. (1929) Die reflexion von elektronen an einem potentialsprung nach der relativistischen dynamik von Dirac. *Zeitschrift für Physik*, **53**, 157.

- [10] Dombey, N. and Calogeracos, A. (1999) Seventy Years of the Klein Paradox. *Physics Reports*, **315**, 41. [https://doi.org/10.1016/S0370-1573\(99\)00023-X](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(99)00023-X)
- [11] Su, R.K., Siu, G.C. and Chou, X.J. (1993) Barrier Penetration and Klein Paradox. *Journal of Physics A*, **26**, 1001-1005. <https://doi.org/10.1088/0305-4470/26/4/026>
- [12] Krekora, P., Su, Q. and Grobe, R. (2004) Klein Paradox in Spatial and Temporal Resolution. *Physical Review Letters*, **92**, Article ID: 040406. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.040406>
- [13] Katsnelson, M.I., Novoselov, K.S. and Geim, A.K. (2006) Chiral Tunnelling and the Klein Paradox in Graphene. *Nature Physics*, **2**, 620-625.
- [14] Dayem, A.H. and Martin, R.J. (1962) Quantum Interaction of Microwave Radiation with Tunneling between Superconductors. *Physical Review Letters*, **8**, 246-248. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.8.246>
- [15] Tien, P.K. and Gordon, J.P. (1963) Multiphoton Process Observed in the Interaction of Microwave Fields with the Tunneling between Superconductor Films. *Physical Review*, **129**, 647-651.
- [16] Pedersen, M.H. and Buttiker, M. (1998) Scattering Theory of Photon-Assisted Electron Transport. *Physical Review B*, **58**, Article ID: 12993. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.12993>
- [17] Zeb, M.A., Sabeeh, K. and Tahir, M. (2008) Chiral Tunneling through a Time-Periodic Potential in Monolayer Graphene. *Physical Review B*, **78**, Article ID: 165420.
- [18] Wagner, M. (1997) Can Photon-Assisted Tunneling Be Observed in Single Barriers. *Physica Status Solidi (B)*, **204**, 328.
- [19] Wagner, M. and Zwerger, W. (1997) Characteristic Scaling Parameters for Tunneling in Strong Time-Dependent Electric Fields. *Physical Review B*, **55**, R10217.
- [20] Wagner, M. (1996) Strongly Driven Quantum Wells: An Analytical Solution to the Time-Dependent Schrödinger Equation. *Physical Review Letters*, **76**, 4010-4013. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.76.4010>
- [21] Blanter, Ya.M. and Büttiker, M. (2000) Shot Noise in Mesoscopic Conductors. *Physics Reports*, **336**, 1-166.
- [22] Schottky, W. (1918) On Spontaneous Current Fluctuations in Different Electrical Conductors. *Annalen der Physik*, **57**, 541-567.
- [23] Beenakker, C.W.J. and Schomerus, H. (2001) Counting Statistics of Photons Produced by Electronic Shot Noise. *Physical Review Letters*, **86**, 700-703. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.700>
- [24] Büttiker, M. (1992) Scattering Theory of Current and Intensity Noise Correlations in Conductors and Wave Guides. *Physical Review B*, **46**, Article ID: 12458. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.12458>
- [25] Tworzydło, J., Trauzettel, B., Titov, M., Rycerz, A. and Beenakker, C.W.J. (2006) Sub-Poissonian Shot Noise in Graphene. *Physical Review Letters*, **96**, Article ID: 246802.
- [26] Bai, C.X., Yang, Y.L. and Zhang, X.D. (2009) Effect of Electron-Electron Interactions on the Klein Paradox in Graphene-based Double-Barrier Structures. *Physical Review B*, **80**, Article ID: 235423. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.235423>

知网检索的两种方式:

1. 打开知网页面 <http://kns.cnki.net/kns/brief/result.aspx?dbPrefix=WWJD>
下拉列表框选择: [ISSN], 输入期刊 ISSN: 2160-7567, 即可查询
2. 打开知网首页 <http://cnki.net/>
左侧“国际文献总库”进入, 输入文章标题, 即可查询

投稿请点击: <http://www.hanspub.org/Submission.aspx>

期刊邮箱: app@hanspub.org