

声表面波单电子输运器件中量子线 的电学特性研究*

李 宏^{1)†} 郭华忠¹⁾ 路 川²⁾ 李 玲³⁾ 高 洁^{1)‡}

1) 四川大学物理科学与技术学院, 成都 610064)

2) 中国测试技术研究院, 成都 610021)

3) 四川师范大学物理与电子工程学院, 成都 610068)

(2007 年 10 月 24 日收到, 2008 年 2 月 22 日收到修改稿)

通过在 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 异质结表面制作一对分裂门, 获得了用于实现声表面波单电子输运的准一维量子线. 实验研究了 0.3 K 时电子沿该量子线的输运性质. 通过自洽求解二维薛定谔方程和泊松方程, 分析了该量子线的导带能量和电子浓度的分布, 并讨论了量子线宽度对分裂门方向形成限制势的影响. 特别是对其线性电子浓度随温度及分裂门电压的变化关系进行了数值模拟, 所得到的钳断电压与实验测量值符合较好.

关键词: 量子线, 分裂门, 线性电子浓度, 钳断电压

PACC: 7230D, 7360L

1. 引 言

近些年来, 一维电子气系统尤其是基于 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 异质结的量子线系统, 引起了人们极大的研究兴趣. 原因是电子在这种结构中的输运可以是弹道的, 从而表现出极强的量子效应. 实验上, 通常是利用浅刻蚀、深刻蚀以及分裂门的技术来制作量子线. 其中, 分裂门可以方便地调控量子线中的电子浓度及其空间分布, 从而使量子线工作于不同的输运区域. 在量子线未钳断的区域, 电子传输的最显著现象是其电导的量子化效应^[1,2], 而在量子线钳断的区域, Shilton 等人利用激发叉指换能器而产生的声表面波与 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结中二维电子气的相互作用, 观测到量子化的声电电流^[3], 这种效应有可能在制定电流标准的研究中获得重要应用^[4], 因而成为近年来人们研究的热点^[5-7]. 量子化电流的大小为 nef , 这里 e 是电子电荷, f 是声表面波频率, n 是正整数, 其产生机理为由声表面波产生的压电势与分裂门产生的静电势叠加形成的移动量子点, 在量子线入口处俘获电子, 随着量子点向前移

动, 它的物理尺寸缩小, 电子之间的相互作用力决定最后能够通过量子线的电子数目 n , 从而形成量子化的声电电流. 此类声表面波单电子输运器件, 要求极大的门电压调节范围, 因而分裂门间距通常需要达到微米量级. 所以, 准确地模拟并分析此类量子线结构中的电子态, 尤其是它们对分裂门电压的响应行为, 将对声表面波单电子输运器件的设计有着重要意义.

本文报道了此类量子线的制备、电学测量实验结果及相关的理论分析. 通过自洽求解二维薛定谔方程和泊松方程, 对器件的二维导带结构、电子浓度的分布进行了数值分析. 在此基础上, 得到了电子子能带间距及线性电子浓度与门电压的关系. 数值分析所得到的量子线钳断电压与实验测量值较为符合.

2. 器件及其理论分析模型

我们所制作的声表面波单电子输运器件如图 1 (a) 所示. 器件是制作在 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ 异质结上. 所用的异质结结构如图 2 所示. 其中掺杂层 Si 的浓度为 $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. 二维电子气离 GaAs 帽层表

* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 60436010)和国家科技支撑计划(批准号: 2006BAF06B09)资助的课题.

† E-mail: lihong98765@sina.com

面下方约 70 nm 处. 其 77 K 的迁移率和浓度分别为 $1.2 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 和 $7.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. 平台以外区域全部被蚀刻到二维电子气面, 因此只有平台的下方才有二维电子气. 金属分裂门采用蒸镀法制作在平台的中央, 限制形成量子线的长和宽均为 $1.5 \mu\text{m}$, 见图 1(b). 四个 Au/Ge/Ni 合金欧姆接触分别制作在平台的四个对角上, 用来测量通过量子线的电流. 平台的两边是用来激发声表面波的叉指换能器, 其中心

距离为 4 mm, 每个叉指换能器的孔径为 $280 \mu\text{m}$, 均有 80 对间隔均匀的指条, 从而保证可以激发较强的声表面波, 获得足够强的压电势, 来实现对单电子的搬运. 指条宽度和相临指条间距均约为 $0.7 \mu\text{m}$. 由此激发的声表面波的波长约为 $2.8 \mu\text{m}$, 其室温下用网络分析仪测得的中心工作频率约为 998 MHz, 0.3 K 时稍微增大至 1005 MHz. 从而可以获得 nA 级的量子化电流, 为实验测量提供方便.

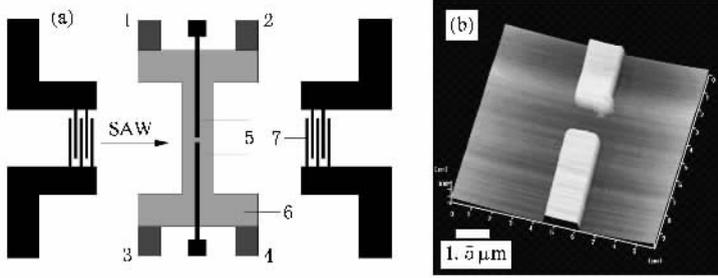


图 1 (a) 声表面波单电子运输器件的示意图(1—4 为欧姆接触电极, 5 为金属分裂门, 6 为平台, 7 为叉指换能器)(b) 金属分裂门的原子力显微镜图

分裂门下方约 70 nm 处的 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ 异质结界面区域形成所期望的二维电子气, 见图 2.

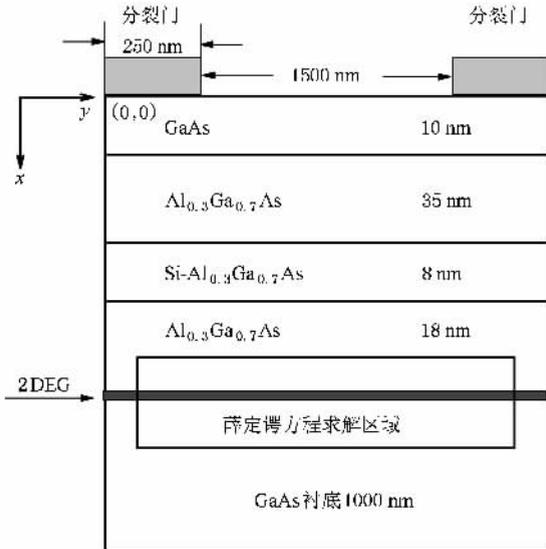


图 2 异质结结构和二维求解示意图

为定量地研究分裂门下方区域中(图 2)电势的分布及电子气的电子态, 我们将自洽地求解二维泊松方程和薛定谔方程^[8]

$$\epsilon(x, y) \nabla^2 \psi(x, y) = -\rho(x, y), \quad (1)$$

$$-\left(\hbar^2/2\right) \nabla \cdot (1/m^*(x, y) \nabla \psi(x, y)) + V(x, y) \psi(x, y) = E \psi(x, y), \quad (2)$$

其中 $\epsilon(x, y)$ 是半导体的介电常数, $\phi(x, y)$ 是静电势, $m^*(x, y)$ 是电子的有效质量, \hbar 是普朗克常数除以 2π , 而 E 和 $\psi(x, y)$ 分别表示电子本征能量和波函数. 电荷密度 $\rho(x, y)$ 和总势能 $V(x, y)$ 分别由以下式决定:

$$\rho(x, y) = e(n(x, y) - N_D^+(x, y)), \quad (3)$$

$$V(x, y) = -e\phi(x, y) + \Delta E(x, y), \quad (4)$$

这里 $N_D^+(x, y)$ 是电离施主离子浓度, $\Delta E(x, y)$ 是异质结不连续引起的能带失配. 在这里我们忽略了电子的局域交换关联势. 电子浓度

$$n(x, y) = \sum |\psi(x, y)|^2 \int_{E_i}^{\infty} N_c \times \frac{dE}{1 + \exp[(E - E_i)/k_B T]} \quad (5)$$

由求解薛定谔方程得出的电子波函数 $\psi(x, y)$ 和本征能量 E 决定. 式中 $N_c = \pi(2m^*)^{1/2}(E - E_i)^{-1/2}/\hbar$ 是一维电子气的态密度. E_f 和 E_i 分别表示费米能级和电子第 i 个子能带的能量.

泊松方程的求解区域包含整个矩形截面, 见图 2. 对于金属分裂门之间的 GaAs 表面, 由于表面态的存在, 采用费米钉扎模型, 我们取其表面势垒为 0.6 eV ^[8]. 对于金属分裂门和 GaAs 帽层的接触面, 由于金属和半导体功函数的差别, 存在着接触势垒, 此肖特基势垒取为 0.7 eV ^[9]. 矩形的其余边界处, 可以认为其电势的法向导数为零, 采取纽曼边界条件

$\partial\psi/\partial n = 0^{[10]}$. 薛定谔方程的求解仅限于包含量子线的小矩形区域,该区域内电子处于束缚态,也采取纽曼边界条件 $\partial\psi/\partial n = 0^{[10]}$. 在这区域之外,电子浓度的分布满足玻尔兹曼统计规律.

自洽求解开始时,先取一个试探势 $V(x, y)$ 代入薛定谔方程,求解得出电子的本征能量和波函数;再利用(5)式计算出电子浓度分布,然后结合给定的电离施主浓度,由(1)和(3)式求出 $\phi(x, y)$;进而再根据(4)式求出新的 $V(x, y)$,再代入薛定谔方程求解.如此进行多次的迭代,当两次计算所得 $V(x, y)$ 之差小于 10^{-5} eV 时,自洽求解结束.

3. 结果与分析

图3给出分裂门电压为 -2 V,温度为 0.3 K 时器件分裂门下方区域的二维导带图.

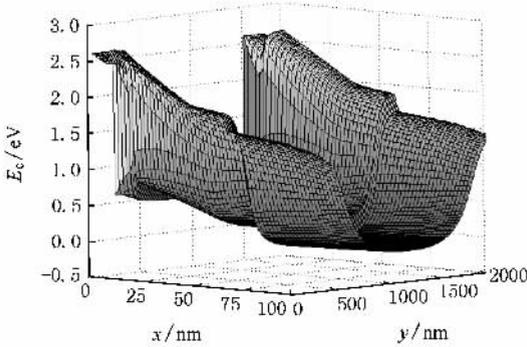


图3 器件分裂门下方区域的二维导带图

从图3可以看出,给分裂门加上负电压后,所产生的静电势将其正下方二维电子气排开,形成一个耗尽区域,只有在分裂门之间的下方区域才有二维电子气存在.由于异质结的不连续,沿 x 方向形成的量子阱约 75 nm 处,即在 $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ 异质结界面处.因此电子在 x 和 y 方向的运动都被限制.图4是温度为 0.3 K,不同分裂门电压下的电子浓度分布图.可见电子集中分布在异质结附近的区域内.而且在沿 y 方向 1000 nm 处(即分裂门的中心位置),电子浓度最高.随着门电压变得更负,电子浓度变小,而且沿分裂门方向的分布变得更窄.

如果给分裂门加上足够的负电压,那么所形成的势垒将高出费米能,从而钳断量子线,即使在有限的源漏偏压下,电子也不能通过量子线.量子线的钳断电压是描述量子线特性的一个重要数据,也是声表面波单电子运输器件获得量子化电流的重要参

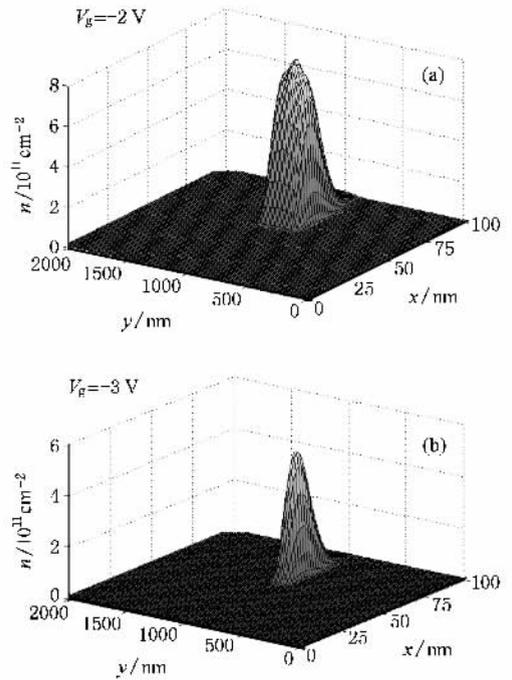


图4 不同门电压下器件分裂门下方区域的二维电子浓度分布图

数.图5是模拟出的量子线中的线性电子浓度随分裂门电压的变化曲线.结果表明,随着门电压变得更负,线性电子浓度逐渐减小.特别是,在 -0.25 V 到 -0.75 V 的范围内,曲线斜率较大,线性电子浓度从 8×10^6 cm^{-1} 急剧地减小到 2×10^6 cm^{-1} ,这对应于金属分裂门正下方的电子被迅速耗尽,此时量子线开始形成.这一模拟结果已经被实验所证实.实验是在四川大学介观与低维物理实验室 ^3He 制冷机中进行的.图6为实验所测得通过量子线的源漏电流随门电压的变化曲线.可见,当门电压小于 -0.75 V 时,实验测得的源漏电流随门电压变化曲线的斜率明显变小.这说明线性电子浓度随着门电压的变化缓慢地减小,相应地,量子线内电子开始逐渐被排斥掉.当门电压降到 -3 V 时,线性电子浓度变得极小,此时的源漏电流也降到一个较低的值.进一步地,如果门电压降到 -3.5 V 时,线性电子浓度趋于零,此时说明量子线已经被钳断,因而对应的源漏电流为零.

此外,我们还数值分析了量子线中电势、电子基态能量及电子波函数随门电压变化的分布规律.例如,图7给出了量子线中电子的基态能量与费米能级之差以及第一激发态与基态能量之差随门电压的变化曲线.从中可以看出随着门电压变得更负,两者均逐渐变大.但在 0.3 K 的低温下,电子几乎被冻

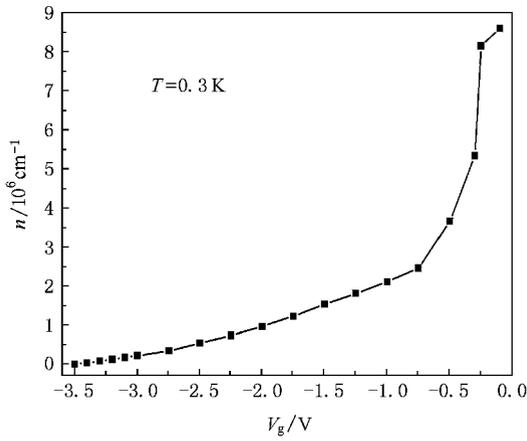


图 5 线性电子浓度随分裂门电压的变化曲线

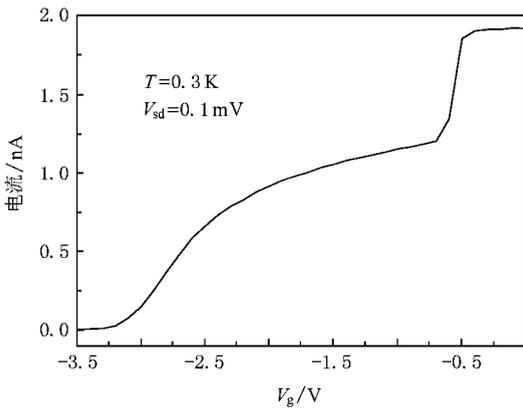


图 6 流过量子线的源漏电流随门电压的变化曲线

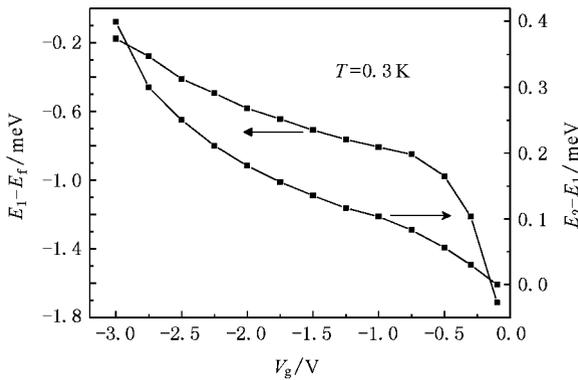


图 7 电子基态能量和子带间距与分裂门电压的关系

结, 电子的基态能量已经很小, 甚至低于费米能级. 可以预计, 这一特性对减小电子的热激发, 抑制电子的背隧穿, 从而提高声表面波单电子输运器件的量子化电流精度将有着重要的意义^[4,11].

当分裂门电压为 -2 V, 温度为 0.3 K 时, 图 8 给

出了基态 $\psi_1(x, y)$ 和第一激发态 $\psi_2(x, y)$ 的电子波函数. 可以看出电子波函数的排列是平行于异质结方向的, 因而分裂门方向远小于异质结方向对电子的限制.

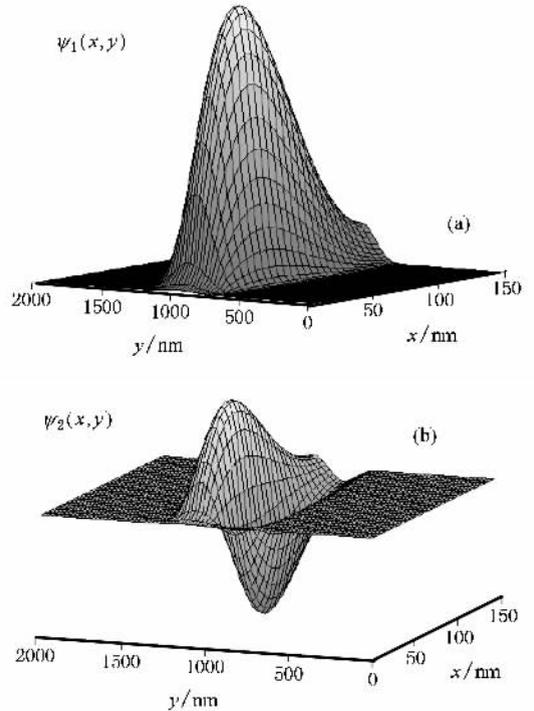


图 8 电子的基态和第一激发态波函数

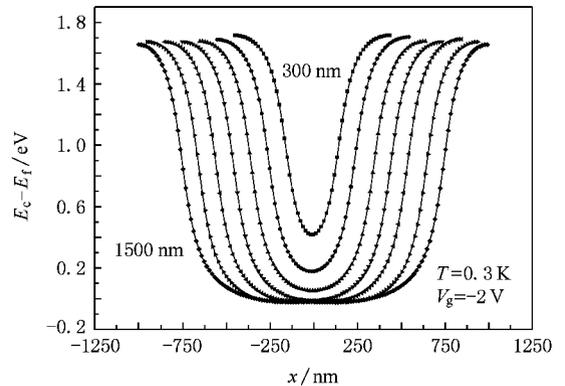


图 9 同一门电压下, 距 GaAs 帽层 75 nm 处不同量子线宽度(步长 200 nm)对应的导带分布图(为了清晰, y 坐标轴的原点移至分裂门中心)

我们的数值模拟还说明了, 在相同的门电压下, 缩短分裂门间距, 会对量子线中电势的分布有着显著的影响. 图 9 给出了门电压固定为 -2 V 时, 在不同的分裂门间距下, 量子线中的导带分布图. 分裂门间距较大时, 导带底几乎是平的, 说明门电压对分裂

门中心位置处影响较小,但随着量子线宽度的减小,分裂门方向的限制势明显增强,且在量子线中心处,电子感受到的势亦随之增高.特别是,当分裂门间距为 700 nm 时,导带底已经高出费米能级,电子占据导带的概率变得很小,对应于量子线的钳断状态.

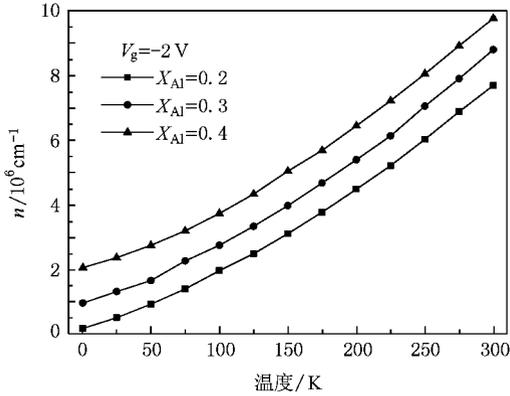


图 10 铝元素在 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 占不同比例时线性电子浓度随温度的变化曲线

实际情况中, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 中铝元素所占的比例对量子线内线性电子浓度有较大的影响.为此,我们还研究了在不同的铝成分下线性电子浓度与温度的关系.其结果如图 10 所示.随着温度的增高,线性电子浓度几乎线性的增加,这说明温度越高,量子线越不易钳断.随着铝元素所占比例增加, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 带

隙增加,从而 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 异质结不连续引起的能带失配加大.相应地,异质结界面所形成的势阱加深,从而能够束缚更多的电子,因此线性电子浓度亦随之增大.这和文献[12]所报道的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ 异质结的理论计算结果相似.

4. 结 论

通过自洽求解二维薛定谔方程和泊松方程,数值分析了基于 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ 异质结的声表面波单电子运输器件中的量子线结构.二维导带的结构和电子浓度的分布特性清晰表明了电子的运动是被限制在一维方向上的.线性电子浓度随门电压的变化清楚地表明量子线的形成和钳断过程.数值分析量子线中电子传导的钳断电压与相应的实验测量结果较为符合.我们还在数值上分析了子带能级之差随门电压的变化关系.结果表明,尽管电子波函数周期性排列的方向表明异质结对电子的束缚效应极强,减小分裂门间距仍然可以显著地增强对电子的束缚效应.当然,这些效应将有待于我们在后续的实验研究中进行验证.

感谢 Sinder G L 教授在程序计算方面提供的帮助.本文作者之一李玲感谢四川师范大学基金项目(编号:07ZDY004)的资助.

- [1] van Wees B J, van Houten H, Beenakker C W J, Williamson J G, Kouwenhoven L P, van der Marel D, Foxon C T 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 848
- [2] Wharam D A, Thornton T J, Newbury R, Pepper M, Ahmed H, Frost J E F, Hasko D G, Peacock D C, Ritchie D A, Jones G A C 1988 *J. Phys. C* **21** L209
- [3] Shilton J M, Talyanskii V I, Pepper M, Ritchie D A, Frost J E F, Ford C J B, Smith C G, Jones G A C 1996 *J. Phys. Condens. Matter* **8** L531
- [4] Robinson A M, Barnes C H W 2001 *Phys. Rev. B* **63** 165418
- [5] Rahman S, Kataoka M, Barnes C H W, Langtangen H P 2006 *Phys. Rev. B* **74** 035308
- [6] Kataoka M, Barnes C H W, Beere H E, Ritchie D A, Pepper M 2006

Phys. Rev. B **74** 085302

- [7] Utoko P, Bindslev Hansen J, Lindelof P E, Sørensen C B, Gloos K 2007 *J. Low. Temp. Phys.* **146** 607
- [8] Sinder G L, Tan I H, Hu E L 1990 *J. Appl. Phys.* **68** 2849
- [9] Brillson L J, Viturro R E, Mallhiot C, Shaw J L, Tache N, Mckinley J, Margaritondo G, Woodall J M, Kirchner P D, Pettit G D, Wright S L 1988 *J. Vac. Sci. Technol. B* **6** 1263
- [10] Sinder G L 1991 *Ph. D. Thesis* (University of California) p41-42
- [11] Gao H L, Li L, Gao J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3504 (in Chinese) [高宏雷、李玲、高洁 2004 物理学报 **53** 3504]
- [12] Kong Y C, Zheng Y D, Chu R M, Gu S L 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1756 (in Chinese) [孔月婵、郑有、储荣明、顾书林 2003 物理学报 **52** 1756]

Electronic properties of quantum wires in surface-acoustic-wave based single-electron transport devices^{*}

Li Hong^{1)†} Guo Hua-Zhong¹⁾ Lu Chuan²⁾ Li Ling³⁾ Gao Jie¹⁾²⁾

¹⁾ *College of Physical Science and Technology, Sichuan University, Chengdu 610064, China*

²⁾ *National Institute of Measurement and Testing Technology, Chengdu 610021, China*

³⁾ *College of Physics and Electron Engineering, Sichuan Normal University, Chengdu 610068, China*

(Received 24 October 2007 ; revised manuscript received 22 February 2008)

Abstract

By fabricating a split gate on the surface of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructure, we experimentally obtain a quasi-one-dimensional quantum wire. This structure could be used to implement single-electron transport driven by surface acoustic waves. Based on structures of conduction band and distribution of electrons in the fabricated quantum wires, the influence of quantum-wire widths on the confining potential of the electrons is also discussed. Especially, we numerically study how the linear electron concentration depends on the applied split-gate voltage. For the quantum wires fabricated, we find that the calculated pinch-off voltages agree well with the relevant experimental values measured at 0.3 K.

Keywords : quantum wire, split gate, linear electron concentration, pinch-off voltage

PACC : 7230D, 7360L

^{*} Project supported by the State Key Program of National Natural Science of China (Grant No. 60436010) and National Key Technologies R&D Program of China (Grant No. 2006BAF06B09).

[†] E-mail : lihong98765@sina.com