

准一维电子通道中声电电流的理论计算*

高宏雷† 李 玲 高 洁

(四川大学物理科学与技术学院, 成都 610064)
(2003 年 11 月 13 日收到, 2004 年 2 月 24 日收到修改稿)

表面声波在 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 异质结表面上沿由分裂门产生的准一维电子通道方向传播时,在通道中诱导产生声电电流.采用 WKB 近似,计算了只有一个电子被量子阱俘获时的声电电流,并在此基础上,详细讨论了表面声波的频率和功率,以及门电压和源漏偏压对声电电流的影响.

关键词:表面声波,准一维电子通道,量子阱,声电电流

PACC: 7250

1. 引 言

近年来人们对表面声波(SAW)通过压电效应与 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 异质结中二维电子气(2DEG)的相互作用产生极大兴趣^[1-4].这种相互作用一方面引起表面声波振幅的衰减和速度的变化;另一方面也实现了 SAW 对 2DEG 中电子的运输^[3-8].人们在对其后者的研究中发现,SAW 在 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 异质结表面上沿由分裂门产生的准一维电子通道方向传播时,在电子通道中诱导产生的声电电流(acoustoelectric current)随门电压振荡^[1].不仅如此,1996 年凯尔迪什实验室的 Pepper 小组^[1,3]发现,在准一维电子通道被钳断的情况下,声电电流是量子化的,其值为 nfe ,其中 n 为正整数, f 为 SAW 的频率, e 是电子电荷.这一实验发现不仅在介观量子输运理论方面有重要意义,而且还存在潜在的应用前景,即有可能作为量子电流标准^[9-11].该电流标准与根据约瑟夫森效应建立的量子电压标准和由量子霍尔效应建立的量子电阻标准一起构成封闭的“计量三角形”.

为了解释量子化的声电电流,人们提出了一个物理模型^[7,8],分裂门加负偏压时,在分裂门下方的 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 异质结的二维电子气中形成耗尽区,偏压越负,耗尽区越宽.随着负偏压的增加,则会在二维电子气中形成很窄的准一维电子通道,如图

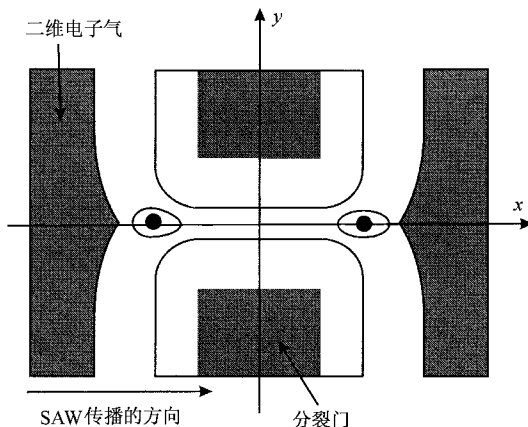


图 1 二维电子气中的一维电子通道

1 所示;当分裂门偏压增加至一定程度,准一维电子通道被钳断.分裂门加以负电压,对一维电子通道内的电子形成势垒,如图 2 所示,呈马鞍形.在钳断的情况下,2DEG 被势垒分开,位于分裂门的两侧,此时形成的准一维电子通道中心的势能比两边 2DEG 的 Fermi 能高.高频 SAW 通过压电效应产生的运动电势与由分裂门产生的静电势垒叠加,在准一维电子通道内形成量子阱,量子阱以异质结内的表面声波的速度运动;当运动电势的振幅足够大,即量子阱足够深时,在准一维通道的入口处,电子被量子阱俘获,并随着量子阱的运动越过势垒到达与准一维通道出口相连的 2DEG,如图 1 所示.当量子阱中的电子全部穿过势垒时,由此产生的声电电流就是量子

* 国家科技部重大基础研究前期研究专项基金(批准号 2002CCA02600)资助的课题.

† E-mail: anke-ghl@sohu.com

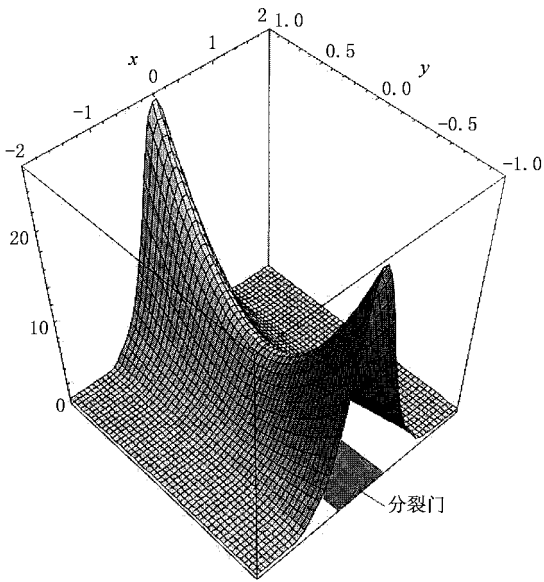


图2 分裂门形成的马鞍形势垒

化的,即 $I = nef$, n 是每个量子阱俘获电子的数目;但是,若在输运过程中电子逃离量子阱,那么这种宏观量子化效应就不能显现.在文献[7]中,作者假设电子逃离量子阱的主要机理是量子力学隧穿,在此基础上,他们考虑了量子阱只俘获一个电子的情况.计算结果表明,声电电流依赖于压电运动电势振幅与静电势垒高度的比值 β .随着 β 的增加,电流从零增加到其第一个量子化值 ef .

本文仍采用文献[7]中的假设,即电子的量子力学隧穿是电子从量子阱中逃逸的唯一机理.只考虑量子阱只俘获一个电子的情形.与文献[7]不同的是,在声电电流的计算过程中,对 SAW 通过压电效应产生的运动电势取余弦形式;另外,我们详细讨论了表面声波的频率和功率,以及门电压对声电电流的影响,而且也计算了存在源漏偏压情况下的声电电流,并分析了源漏偏压对声电电流的影响.

2. 理论模型

对于我们所讨论的 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 异质结样品,电子密度约为 10^{15} m^{-2} ,其电子迁移率约为 $100 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$,则相应的电子平均自由程约为 $10 \mu\text{m}$,然而分裂门电极的缝隙间距为亚微米级,可见电子的运动为弹道式的(ballistic),即在尺寸小于平均自由程的范围内,电子不受散射而呈弹道式运动,而电子在边界上的散射为镜面反射,从而可以认为电子

输运对声电电流的主要贡献是沿 x (一维通道)方向的运动,如图1所示.因此该系统就可以简化为准一维电子输运问题.

分裂门加上负压后,在一维通道方向产生的静电势垒取为

$$V_g(x) = V_0 / \cosh^2(x/a), \quad (1)$$

其中 V_0 是静电势垒的高度,它依赖于门电压.门电压越负,所形成的静电势垒越高,即 V_0 越大.当门电压超过钳断电压时,静电势垒高度 V_0 大于两端二维电子气中的 Fermi 能.参数 a 是静电势垒的有效宽度,影响一维通道的有效长度, a 依赖于门电压和门电极的宽度.而表面声波通过压电效应产生的运动电势^[10,11]取为

$$V_{\text{SAW}}(x, t) = U_0 \cos(kx - \omega t), \quad (2)$$

式中 U_0 为压电电势的振幅, $k = 2\pi/\lambda$, $\omega = 2\pi/T$, λ , T 分别是表面声波的波长和周期. U_0^2 与 SAW 的功率成正比.

与文献[7]相同, β 定义为 SAW 引起的运动电势的振幅与分裂门形成的静电势垒的高度之比,即 $\beta = U_0/V_0$. 我们选用的 SAW 的频率为 $f = 2.983 \text{ GHz}$, SAW 在异质结内的速度 $v_{\text{SAW}} \approx 2983 \text{ m/s}$, 则 SAW 的波长 $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$, 图3给出了当 $V_0 = 1.4 \text{ meV}$, $\beta = 0.3$, $\lambda = 1 \mu\text{m}$, $a = 0.5 \mu\text{m}$ 时,一维电子通道内的叠加势能 $V_{\text{total}}(x, t) = V_{\text{SAW}}(x, t) + V_g(x)$ 曲线在 $\omega t = \pi/4, \pi/2, \pi$ 和 $3\pi/2$ 时刻的情况.从图3可以看出叠加后的总势场的形状以及量子阱的位置和阱深都随时间发生变化.

对于上述讨论的一维系统,其定态 Schrödinger 方程为

$$\hat{H}_{\text{eff}}(x, t)\psi_n(x, t) = E_n(t)\psi_n(x, t). \quad (3)$$

这里只考虑量子阱内仅有一个电子的情况,因此系统的有效哈密顿量可表示成

$$\hat{H}_{\text{eff}} = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{V_0}{\cosh^2(x/a)} + \beta V_0 \cos(kx - \omega t), \quad (4)$$

其中 m^* 为电子的有效质量, $m^* = 0.067m_e$, m_e 是电子质量.

由(4)式可见,哈密顿量明显地依赖时间,其运动势能随时间的变化速度 ω/k 为 SAW 在 GaAs/Al_xGa_{1-x}As 异质结的传播速度 $v_{\text{SAW}} \approx 2983 \text{ m/s}$, 而电子的费米速度 $v_F \approx 10^5 \text{ m/s}$, 显然 $v_{\text{SAW}} \ll v_F$, 有鉴于此,可认为势能变化比较缓慢,而采用“绝热近似”.

通过数值求解一维单电子含时系统各个时刻的定态 Schrödinger 方程 我们得到系统的基态能量. 图 4 给

出了 $V_0 = 1.4\text{meV}$, $\beta = 0.3$, $\lambda = 1\mu\text{m}$, $a = 0.5\mu\text{m}$ 时, 基态能 $E_0(t)$ 随时间 t 的变化.

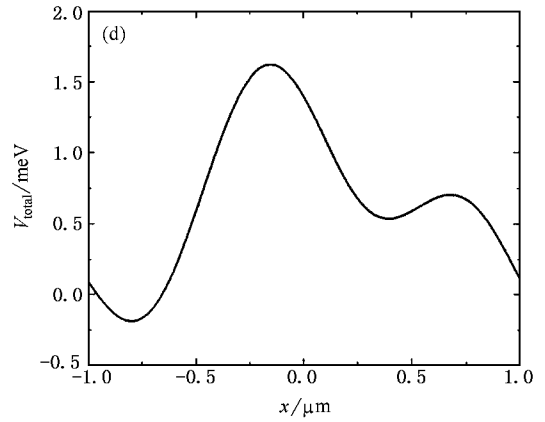
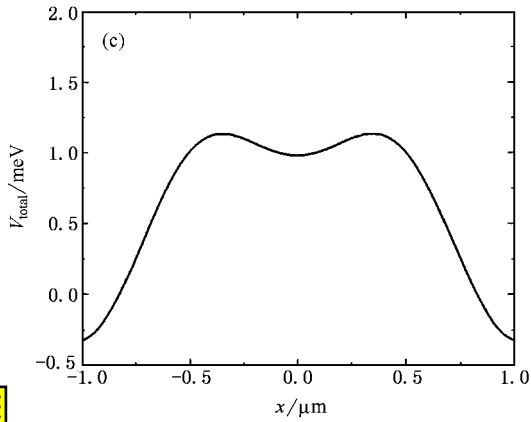
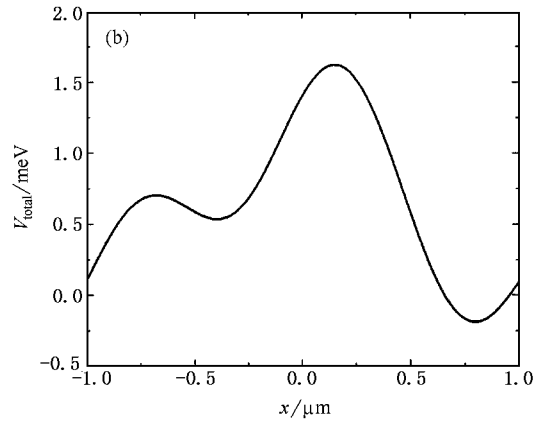
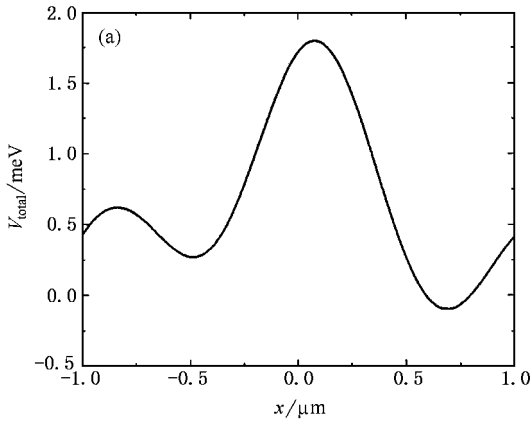


图 3 总势场 V_{total} 的图形 (a) $\omega t = \pi/4$ (b) $\omega t = \pi/2$ (c) $\omega t = \pi$ (d) $\omega t = 3\pi/2$

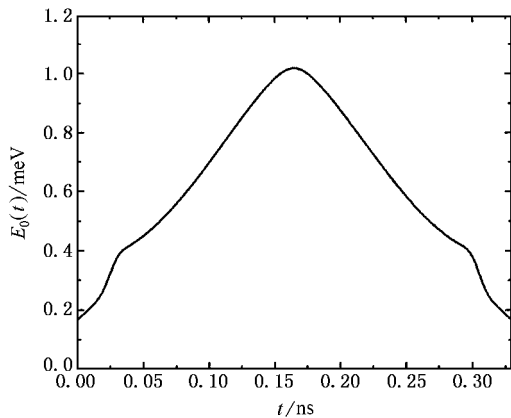


图 4 系统的基态能

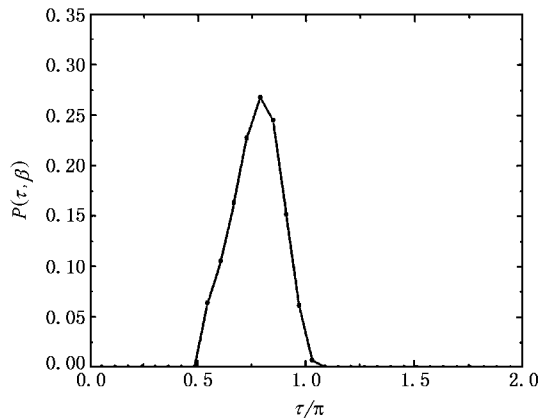


图 5 电子隧穿回源端的概率

本文假设电子逃离量子阱至二维电子气源端的主要机理是量子力学隧穿, 并采用 WKB 近似处理电子隧穿势垒的现象. 在固定 β 值的情况下, 被量子阱俘获的电子隧穿回源的概率^[7]为

其中

$$P_{T_1}(\beta) = \int_0^{2\pi T_1/T} P(\tau, \beta) d\tau, \quad (5)$$

$$P(\tau, \beta) = \exp\left(-\frac{1}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} P(x, \tau) dx\right), \quad (6)$$

$$P(x, \tau) = \sqrt{2m^*(V_{\text{total}}(x, \tau) - E_0(\tau))}, \quad (7)$$

这里, $T_1 = L/v_{\text{SAW}}$ 是电子通过一维通道的长度, L 是一维电子通道的长度, v_{SAW} 是 SAW 的速度, $\tau = \omega t$, $V_{\text{total}}(x, \tau)$ 是瞬时总电势, $E_0(\tau)$ 是系统的瞬时基态能. 由此就可以计算出电子在随阱运动的过程中隧穿回源端的概率. 图 5 给出了 $V_0 = 1.4\text{meV}$, $\beta = 0.3$, $\lambda = 1\mu\text{m}$, $a = L/2 = 0.5\mu\text{m}$ 时电子隧穿回源端的概率 $P(\tau, \beta)$ 随 τ/π 的变化. 可以看出 $\tau/\pi < 0.5$ 时, 由于此时系统的基态能比较小, 电子隧穿回源端的概率为零. 随着基态能的增加和量子阱深度的减小, 电子隧穿回源端的概率增加, 直至最大值; 一旦量子阱越过势垒的最高位置, 电子隧穿回源端的概率随之减小. 在 $\tau/\pi > 1.0$ 时, 电子隧穿回源端的概率减小至零. 有了 $P(\tau, \beta)$ 后, 不难求得时间 T_1 内电子隧穿回源端的概率 $P_{T_1}(\beta)$. 因此电子在 SAW 作用下产生的声电电流为

$$I = [1 - P_{T_1}(\beta)]ef. \quad (8)$$

当 $P_{T_1}(\beta)$ 为零时, 处于 SAW 产生的量子阱中的电子, 全部被 SAW 从二维电子气的源端搬运至二维电子气的漏端, 此时产生的声电电流是量子化的, 其量子化的电流值为 $I = ef$.

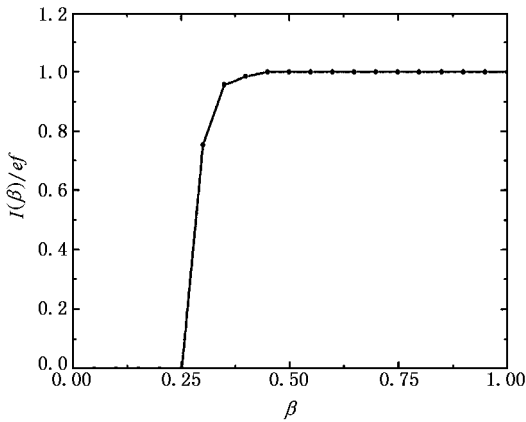


图 6 声电电流 I 随 β 的变化

3. 影响声电电流量子化的若干因素

3.1. 声电电流随 β 的变化

首先取 $V_0 = 1.4\text{meV}$, $\lambda = 1\mu\text{m}$, $a = 0.5\mu\text{m}$. 图 6 给出了声电电流 I 随参数 β 的变化. 由于 β 定义为压电运动电势振幅和静电势垒高度之比, 而压电运

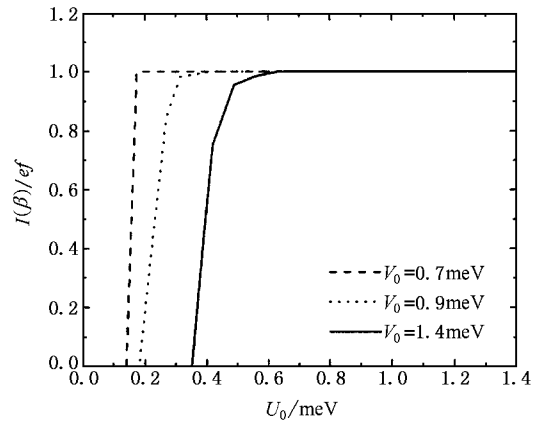


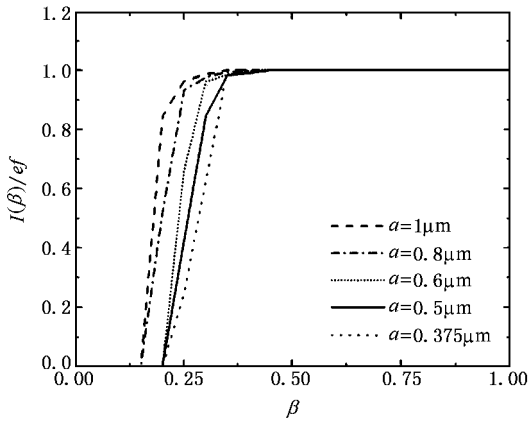
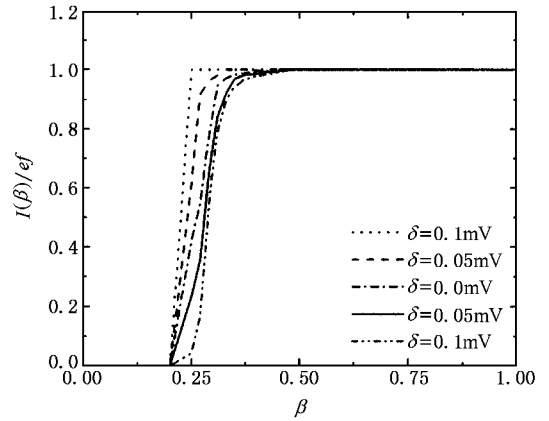
图 7 不同门电压, 声电电流 I 随 U_0 的变化

动电势振幅和静电势垒高度分别与 SAW 的功率和门电压有关, 这就意味着无论是增加 SAW 的功率还是减小门电压的绝对值, β 都会增加. 从图 6 可以看出当 $\beta \leq 0.25$ 时, 声电电流值为零. 原因在于此时叠加后的总势场形成的量子阱很浅, 不能束缚住电子, 电子隧穿回源端的概率为 1, 故声电电流为零; 此后电子隧穿回源端的概率随着 β 的增加而很快减小至零, 因此声电电流很快就达到了第一个量子化平台电流值 ef , 这个理论结果与文献 [3, 9] 的实验结果是一致的.

3.2. 门电压对声电电流的影响

图 7 给出了 $\lambda = 1\mu\text{m}$, $a = 0.5\mu\text{m}$ 时, 不同门电压 (即不同的势垒高度 V_0) 情况下声电电流 I 随 SAW 引起的运动电势振幅 U_0 的变化. 显然在 U_0 不变的情况下, 在声电电流到达第一个量子化值 ef 之前, 电子隧穿回源端的概率随着势垒高度 V_0 的增加而增加. 这是因为势垒越高, 量子阱越难将电子从二维电子气的源端输运到漏端. 因此门电压越负, 形成的势垒越高, 声电电流从零变化到第一个量子化电流平台值 ef 所需要的表面声波功率越大.

在此基础上进一步讨论了静电势垒有效宽度 a 对声电电流的影响. 保持 $V_0 = 1.4\text{meV}$, $\lambda = 1\mu\text{m}$ 不变, 改变参数 a 时, 计算出声电电流 I 随 β 的变化, 如图 8 所示. 可以看出: 每一个 a 值所对应的声电电流曲线都随着 β 的增加很快达到第一个量子化平台值 ef ; 但在声电电流到达第一个量子化值 ef 之前, 对于相同的 β 值, 电子被输运通过沟道的概率随着 a 的增加而增加, 并且 a 越大, 声电电流达到第一个量子化电流平台时的 β 值越小.

图 8 不同参数 a ,声电电流 I 随 β 的变化图 9 不同参数 δ ,声电电流 I 随 β 的变化

3.3. 源漏偏压对声电电流的影响

在上面的计算中,声电电流完全是由 SAW 诱导产生的.现在我们计算存在源漏偏压 ($\delta = V_{\text{Source}} - V_{\text{Drain}}$) 的情况下,声电电流 I 随 β 的变化.图 9 给出了 $V_0 = 1.4 \text{ meV}$, $\lambda = 1 \mu\text{m}$, $a = 0.5 \mu\text{m}$ 时声电电流在不同源漏偏压下的计算结果.可以看出源漏偏压为负时,声电电流达到第一个量子化电流平台时的 β 值比没有加源漏偏压时小,而源漏偏压为正时,声电电流达到第一个量子化电流平台时的 β 值比源漏偏压为零时大,总之,声电电流达到第一个电流平台的 β 值随着源漏偏压 δ 的增加而增加,由此可以看出负的源漏偏压有利于声电电流量子化平台的形成.

4. 结 论

在准一维弹道电子通道钳断的情况下,高频 SAW 在 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 压电异质结表面上沿一维电子通道方向传播时产生的压电运动势和分裂门引起的静电势垒叠加形成量子阱,在通道入口处,电子被量子阱俘获,并被运动的量子阱输运至通道出口处的 2DEG 中,当量子阱中的电子全部穿过势垒时,由此产生的声电电流就是量子化的,即 $I = nef$, n 是每个量子阱俘获电子的数目,但是,若在输运过程中电子逃离量子阱,那么这种宏观量子化效应就不能显现.对于我们所讨论的 $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 异质结样品,电子的平均自由程约为 $10 \mu\text{m}$,然而分裂门电极

的缝隙间距为亚微米级,可见电子的运动为弹道式的,因此可以认为电子输运对声电电流的主要贡献是沿一维通道方向的运动.在电子输运过程中,假设量子力学隧穿是电子逃逸量子阱的唯一机理,根据 WKB 近似计算出仅一个电子被量子阱俘获时,SAW 诱导产生的声电电流,并得到第一个量子化声电电流值 $I = ef$.从计算结果发现,声电电流量子化依赖于本文定义的无量纲参数 β ,由于 β 定义为压电运动电势振幅和静电势垒高度之比,而压电运动电势振幅和静电势垒高度分别与 SAW 的功率和门电压有关,这就意味着无论是增加表面声波的功率还是减小门电压的绝对值, β 都会增加,并且随着 β 的增加,声电电流很快从零增加到量子化电流值 $I = ef$,这个结论与文献 [39] 的实验结果是一致的.另外从计算结果也不难看出,在表面声波所引起的压电运动电势的振幅不变的情况下,分裂门引起的静电势垒高度越大,此时叠加的总势场形成的量子点越浅,电子隧穿回源端的概率越大,因此声电电流达到第一个量子化电流平台时所需的 U_0 值就越大.而对于门电压所产生的静电势垒的有效宽度 a 越大,声电电流到达第一个量子化电流平台时的 β 值越小.由于门电压决定了静电势垒的高度并影响其有效宽度,而 SAW 的功率决定了压电运动势的振幅,显然在 SAW 诱导产生声电电流的过程中,SAW 的功率和门电压起着决定性的作用.然而源漏偏压对声电电流的影响也是不可忽略的,从计算结果中可以看出,源漏偏压 δ 越大,声电电流达到第一个电流平台的 β 值越大,而且负的源漏偏压有利于声电电流量子化平台的形成.

- [1] Shilton J M , Mace D R , Talyanskii V I , Galperin Yu , Simmons M Y , Pepper M and Ritchie D A 1996 *J. Phys. : Condens. Matter* **8** L337
- [2] Totland H and Galperin Yu M 1996 *Phys. Rev. B* **54** 8814
- [3] Shilton J M , Talyanskii V I , Pepper M , Ritchie D A , Frost J E F , Ford C J B , Smith C G and Jones G A C 1996 *J. Phys. : Condens. Matter* **8** L531
- [4] Simon S H 1996 *Phys. Rev. B* **54** 13878
- [5] Flensberg K , Niu Q and Pustilnik M 1999 *Phys. Rev. B* **60** R16291
- [6] Galperin Y M , Entin-Wohlman O and Levinson Y 2001 *Phys. Rev. B* **63** 153309
- [7] Aizin G R , Godfrey Gumbs and Pepper M 1998 *Phys. Rev. B* **58** 10589
- [8] Gumbs G , Aizin G R and Pepper M 1999 *Phys. Rev. B* **60** R13954
- [9] Talyanskii V I , Shilton J M , Pepper M , Smith C G , Ford C J B , Linfield E H , Ritchie D A and Jones G A C 1997 *Phys. Rev. B* **56** 15180
- [10] Robinson A M and Barnes C H W 2001 *Phys. Rev. B* **63** 165418
- [11] Maksym P A 2000 *Phys. Rev. B* **61** 4727

Calculation of acoustoelectric current in a quasi-one-dimensional electron channel^{*}

Gao Hong-Lei[†] Li Ling Gao Jie

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

(Received 13 November 2003 ; revised manuscript received 24 February 2004)

Abstract

An acoustoelectric current is induced by a surface acoustic wave (SAW) launched along the quasi-one-dimensional electron channel defined in a GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructure by split gates. Using the WKB approximation , the acoustoelectric current is calculated when only one electron is captured in the quantum well. We discussed the effect on acoustoelectric current caused by SAW power , SAW frequency , gate voltage and source-drain bias.

Keywords : surface acoustic wave , quasi-one-dimensional electron channel , quantum well , acoustoelectric current

PACC : 7250

^{*} Project supported by the Special Grant for Key Programs of Basic Research at its earlier stage , Ministry of Science and Technology , China ,(Grant No. 2002CCA02600).

[†]E-mail : anke-ghl@sohu.com