

用干涉方法研究超薄栅 MOS 系统中 FN 振荡电流

毛凌锋 谭长华 许铭真 卫建林

(北京大学微电子学研究所, 北京 100871)

(1999 年 7 月 2 日收到; 1999 年 9 月 14 日收到修改稿)

采用干涉方法研究 FN 振荡电流, 得到一个精确而且简单的测量栅介质层的厚度及隧穿电子在栅介质层导带中的有效质量的表达式. 通过和求解三角势垒的薛定谔方程得到的结果比较验证了干涉方法的可行性. 干涉方法揭示电子在隧穿过程中体现了波的本性, 这种方法的一个重要特征是它对不同形状的势垒和势阱可能均适用. 还分析了有关 FN 振荡电流的实验现象, 并给出了相应的物理解释.

PACC: 7340GK; 7340RW

1 引 言

随着 MOS 器件向深亚微米领域发展, 按比例缩小规律要求衬底浓度不断增大, 栅氧化层厚度不断减小. 当栅长减小到 $0.25 \mu\text{m}$ 后, 衬底浓度达到 $5 \times 10^{-7} \text{cm}^{-3}$, 栅氧化层厚度下降到 10nm 以下. 这种线宽和栅 SiO_2 层厚度的减小带来许多新的问题, 其中最显著的变化就是量子现象的出现, 使得原有的 SiO_2 层击穿模型对于超薄栅 SiO_2 层不再完全适用. 量子效应不仅会使 MOS 场效应晶体管正常的开关特性发生变化, 而且使高电场下 MOSFET 老化时通过栅 SiO_2 薄层的电子隧道穿透电流发生相当程度的改变. 一般说来, 这种隧道穿透电流符合经典的 FN 公式, 但当栅氧化层的厚度小于 10nm 时, 由于在阳极一侧界面上的电子反射波与入射电子波之间发生的量子力学干涉效应, 将会导致在电流-电压特征曲线上叠加一振荡现象, 此即为 FN 隧道穿透电流振荡效应. 由于 FN 隧道穿透电流振荡效应体现了对栅氧化层厚度的强烈依赖性, 厚度每增加 0.1nm , FN 隧道穿透电流振荡的位置产生 $\geq 0.3 \text{MV/cm}$ 的漂移. 而这个漂移量能够被现在的仪器非常容易地测出. 因此 FN 隧道穿透电流振荡效应可以被用来测量栅氧化层的厚度, 并且利用它可得到势垒的其他一些有用信息, 如势垒的高度, 转变区的宽度及电子在导带中的有效质量和界面的质量等.

2 理论分析

目前, 在超薄栅 SiO_2 MOS 系统中的 FN 隧道穿

透电流及其振荡的研究之中, 最为普遍使用的三种模型分别是由 Fowler-Nordheim, Gundlach 和 Maserjian 提出的.

1928 年, Fowler 和 Nordheim 用量子力学研究了电子从金属向真空中的发射过程, 他们求解了三角形势垒的薛定谔方程, 获得了在高电场时电子从金属向真空的发射概率, 进而求得电流密度的表达式^[1]. 但是, 在 MOS 结构的载流子注入以及超大规模集成电路的可靠性研究之中, 更多使用的是由 Lenzlinger 和 Snow 以及 Weinberg 所给出的公式. Weinberg 的结果为^[2]

$$J = BF^2 \exp(-C/F), \quad (1)$$

其中

$$B = \frac{q^3 m}{16\pi^2 \hbar m^* \varphi_0}, \quad (2)$$

$$C = \frac{4}{3} \frac{(2m^*)^{1/2}}{q\hbar} \varphi_0^{3/2}. \quad (3)$$

这里 m , m^* 分别为自由空间中电子质量和在势垒中电子的有效质量, \hbar 是约化普朗克常数, φ_0 是阴极一侧势垒高度(单位是电子伏特), F 是势垒中阴极附近的电场强度.

Gundlach 早在 60 年代就发现利用 Airy 函数求解三角势垒的薛定谔方程得到的电流密度值将围绕(1)式给出的值作上下振荡, 此即为 FN 隧道电流振荡. Maserjian 在 1974 年首次在实验中观测到隧穿电流的振荡行为, 并在 Gundlach 推导的基础上改进了从金属一侧发射的 FN 电流公式^[3-11]

$$J_{\text{osc}} = BJ, \quad (4)$$

其中

$$B = \left[Ai \left[- \left(\frac{2m^* qF}{\hbar^2} \right)^{1/3} x_1 \right]^2 + \left(\frac{2m^* qF}{k^3 \hbar^2} \right)^{2/3} \right. \\ \left. \cdot Ai' \left[- \left(\frac{2m^* qF}{\hbar^2} \right)^{1/3} x_1 \right] \right]^{-1}, \quad (5)$$

式中 k 是电子在硅一侧界面的波矢, x_1 是电子在势垒导带中的传播距离. B 是引入经典 FN 公式中的振荡因子, 它是一个和 Airy 函数及其导数相关的函数. 他们还利用 FN 振荡推算出 Si/SiO₂ 界面存在势垒转变区, 其厚度约为 0.3 nm^[10].

这些研究工作在文献[3—11]取得了相当的成果. 但是尚存在一些问题和不足, 一般在处理 FN 隧道穿透电流时, 是通过对经典 FN 公式中加入修正, 引入振荡因子, 但是该修正的表达式比较复杂, 故使用它来研究 FN 振荡有着诸多不便. 下面将根据波的干涉方法对 FN 振荡进行分析, 并得到 FN 电流振荡和电子波干涉之间的简明关系.

3 干涉方法

如果将电子的运动作为一种波的传播处理, 则电子在导体中的输运过程可看作是电子波在介质中的传播过程. 采用自由粒子的有效质量近似, 粒子的能量为

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}. \quad (6)$$

波矢为 k 的电子的波函数可写成

$$\psi(x, k) = e^{ikx} + R e^{i\beta} e^{-ikx} \quad x < 0, \quad (7)$$

$$\psi(x, k) = \chi(x, k) \quad 0 < x < T_{0x}, \quad (8)$$

$$\psi(x, k) = T e^{i\alpha} e^{ikx} \quad T_{0x} < x, \quad (9)$$

式中 i 是虚数单位, 0 和 T_{0x} 分别是势垒区的始末位置, x 是波包的位置, R 是势垒对电子反射率, T 是电子穿透势垒的透射率, α 和 β 是相应的相移. 如果将电子穿透势垒的过程看作是电子波在介质中传播的过程, 则可将电子穿透势垒的过程写成波的传播形式:

$$\psi(x, k) = \psi(0, k) e^{i\delta} e^{i\phi(x, V)}, \quad (10)$$

式中

$$\phi(x, V) = \int_L K(x, V) dx, \quad (11)$$

式中 $\psi(0, k)$ 是进入势垒前的电子波函数, K 是电子的复波矢, \int_L 表示沿电子在势垒中的运动路径进行路径积分, $\delta/2$ 是一个常数 ($\delta/2$ 的值为 $\pi/4$, 它是电子在势垒禁带中传播时固有的特性, 有些类似于

电磁波在理想导体中传播时磁场的相位滞后于电场 $\pi/4$ 引起的相位变化^[13]). 电子的复波矢可写成

$$K(x, V) = \frac{\sqrt{2m^*(x)(E - U(x, V))}}{\hbar}, \quad (12)$$

式中 E 是电子的能量, $m^*(x)$ 是电子在位置 x 处的有效质量, \hbar 是约化普朗克常数, V 是外加电压, $U(x, V)$ 是外加电压为 V 时在位置 x 处的势垒高度.

当在势垒区域势垒高度总大于电子的动能时, 电子的复波矢总为纯虚数. 则有

$$\psi(x, k) = \psi(0, k) e^{-|\phi(x, V)|} e^{i\delta/2}. \quad (13)$$

方程(13)是一个衰减波的形式, 此时对应于电子的直接隧穿的情况, 隧穿电流不会出现振荡效应.

当在靠近出射界面的区域有电子的动能大于势垒高度的情况, 则电子的复波矢不再是纯虚数 (其中的虚数部分引起电子波的振幅衰减, 实数部分引起电子波的相移). 此时对应于 FN 隧穿的情况. 方程(10)可改写成

$$\psi(x, k) = \psi(0, k) e^{i\phi_1(x, V)} e^{i\delta} e^{i\phi_2(x, V)}, \quad (14)$$

式中

$$\phi_1(x, V) = \int_{L_1} K(x, V) dx, \quad (15)$$

$$\phi_2(x, V) = \int_{L_2} K(x, V) dx. \quad (16)$$

式中 L_1 和 L_2 是电子在势垒的禁带 ($U(x, V) > E$) 和导带 ($U(x, V) < E$) 中运动时的路径. $\phi_1(x, V)$ 和 $\phi_2(x, V)$ 分别是 $\phi(x, V)$ 的虚数和实数部分. 其中, 前者是由于电子在势垒的禁带中传播引起的, 并导致电子波的振幅变化; 后者是由于电子在势垒的导带中传播引起的, 并导致电子波的相位变化. 电子的一次透射波和多次透射波 (如图 1(c) 所示) 的相位差 (复波矢的实数部分) 为

$$\Delta\phi = \delta + 2\phi_2(x, V). \quad (17)$$

方程(17)除了多了一个相常数 δ 外, 与光波透射介质层发生干涉时的条件^[12]类似.

参照光学中透射率和反射率的定义^[13], 可将电子在势垒中传播至出射界面 $x = T_{0x}$ 时的电子波及其经出射界面透射的电子波分别写成

$$\psi(x, k) = T \times \psi(0, k) \times e^{-2 \times \phi_1(x, V)} \times e^{i \times \Delta\phi}, \quad (18)$$

$$\psi(T_{0x}, k) = T' \times \psi(0, k) \times \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} (R' \times R)^n \right. \\ \left. \times e^{-2 \times n \phi_1(x, V)} \times e^{i \times n \Delta\phi} \times \frac{T'}{T} \right). \quad (19)$$

R 和 T 是入射界面对电子的透射率和反射率的绝对值, R' 和 T' 是出射界面对电子的透射率和反射率的绝对值. 电子波穿透势垒后的强度为

$$I_t = |\psi(T_{0x}, k)|^2, \quad (20)$$

忽略(19)式中的高阶小量, (20)式可写为

$$I_t = T'^2 \times (1 + 2 \times R \times R' \frac{T}{T'} e^{-2 \times \phi_1(x, V)} \cdot \cos(\Delta\phi)) \times |\psi(T_{0x}, k)|^2. \quad (21)$$

(19)和(21)式清楚地表明它是一个叠加了周期函数的函数. 并且当 $\Delta\phi = (2n-1)\pi$ 时, 它处于极小值的情况, 而当 $\Delta\phi = 2n\pi$ 时, 它处于极大值的情况(这里, n 是自然数).

在以上的讨论中, 对于在整个势垒区域, 势垒高度总是大于电子的动能的情况, 一次和多次透射波的相位差始终是一个常数. 因此随电压的变化透射电子波或者被加强或者被削弱, 而不会呈现出振荡行为, 相应于电子的直接隧穿情况. 对于电子的动能在某些区域大于势垒高度的情况, 随电压的变化透射电子波会被周期性地加强和削弱. 也就是说透射电子波强度的表达式是一个叠加了周期函数的函数, 这相应于 FN 隧穿情况.

对于垂直入射情况, 由文献[4]可知电流密度可写为

$$J(E) = \frac{qm^3}{2\pi^2 \hbar^3} D(V) \int_E^\infty [f_0(E_x) - f_1(E_x)] dE_x, \quad (22)$$

式中 $f_0(E_x)$ 和 $f_1(E_x)$ 是电子在初态和终态的占据率, 其中电子的透射系数为

$$D(V) = \frac{I_t}{|\psi(0, k)|^2}. \quad (23)$$

从(23)式可看出对于垂直入射情况, 出现透射系数的极值之处也是透射电流出现极值处. 故只需得到透射电流在极值处的电压值, 就可相应地获得透射系数在极值处的电压值.

为验证干涉方法的可行性, 下面将计算一种简单的情况即势垒为矩形势垒的情况, 能带图如图 1(a), (b)所示. 此时薛定谔方程可精确求解, 因此可通过比较精确求解薛定谔方程和用干涉方法得到的在极值处的电压情况来验证干涉方法的可行性. 此时

$$U(x, V) = U(x) - \frac{qV}{T_{0x}} x, \quad (24)$$

式中 q 是电子的电荷, x 是电子到入射界面的距离, T_{0x} 是势垒的厚度, $U(x)$ 是位置 x 处的势垒高

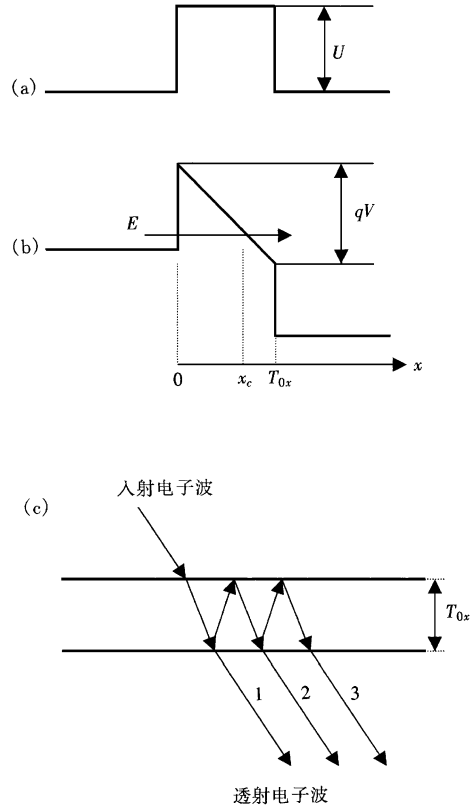


图 1 (a)未加偏压的能带图 (b)加偏压后的能带图
(c)电子波的干涉示意图

度, 对于矩形势垒它是一个常数 U . 则由(15)和(16)式可得到

$$\phi_1(x_c, V) = \frac{2 \times \sqrt{2m^*} (U - E)^{3/2}}{3 \times \hbar \times q \times V} T_{0x}, \quad (25)$$

$$\phi_2(x_c, V) = \frac{2 \times \sqrt{2m^*} (qV + E - V)^{3/2}}{3 \times \hbar \times qV} T_{0x}, \quad (26)$$

式中 x_c 是经典转向点(如图 1(b)所示). 联立方程(17)和(25), (26), 则可得到在 FN 振荡电流在极大值和极小值处分别有如下关系:

$$T_{0x} = \frac{3\hbar \times (2m^* \times q \times V)^{-1/2}}{4} \times \left(1 + \frac{E - U}{q \times V}\right)^{-3/2} \times (2n - 0.5)\pi, \quad (27)$$

$$T_{0x} = \frac{3\hbar \times (2m^* \times q \times V)^{-1/2}}{4} \times \left(1 + \frac{E - U}{q \times V}\right)^{-3/2} \times (2n - 1.5)\pi. \quad (28)$$

最后来讨论一下电子的相干长度的问题. 参照相干长度的光学定义^[12], 可定义电子在隧穿势垒时的相干长度 λ_{pb} 为

$$\lambda_{pb} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_1 - \lambda_2|} = \frac{\frac{2\pi}{K_1} \times \frac{2\pi}{K_2}}{\left| \frac{2\pi}{K_1} - \frac{2\pi}{K_2} \right|} = \frac{2\pi}{|K_2 - K_1|}, \tag{29}$$

式中 K_1 和 K_2 分别是一次透射波和二次透射波在势垒中的平均波矢, 并且有

$$K_2 - K_1 = K_1 + \frac{\Delta\phi}{T_{0x}} - K_1 = \frac{\Delta\phi}{T_{0x}}, \tag{30}$$

因此可得到电子波的相干长度为

$$\lambda_{ph} = \frac{2\pi T_{0x}}{\Delta\phi}. \tag{31}$$

4 分析与讨论

图 2 给出典型的 FN 振荡的振荡因子 B 随外加电

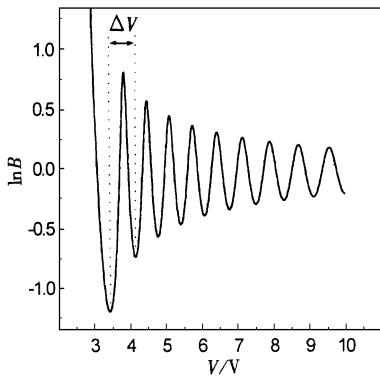


图 2 典型的 FN 振荡的振荡因子随外加电压的变化

电压变化的曲线. 它是通过精确求解三角势垒的薛定谔方程而提取出. 所用的参数, 栅氧化层的厚度 $T_{0x}=5\text{ nm}$, 电子的能量 $E=10^{-4}\text{ eV}$, 电子的有效质量 $m^*=0.9\text{ }m$ (m 是自由电子的质量), 势垒的高度 $U=3.15\text{ eV}$.

图 3(a), (b), (c) 和图 4(a), (b), (c) 分别给出当栅氧化层厚度 $T_{0x}=10, 6, 2\text{ nm}$, 电子能量 $E=1\text{ eV}$, 电子的有效质量 $m^*=0.9\text{ }m$, 势垒高度 $U=2\text{ eV}$ 时, FN 振荡的极值处的相位值. 它是通过精确求解三角势垒的薛定谔方程而得到透射系数出现极大值和极小值时的电压值后, 由方程(26)计算得到. 从图 3(a), (b), (c) 和图 4(a), (b), (c) 可看出这样所得到的相位值对于不同的栅氧化层厚度, 在 FN 振荡的极大值和极小值处均很好地满足线性关系, 且其斜率均近似为 2π , 这表明相邻两个极大值或极

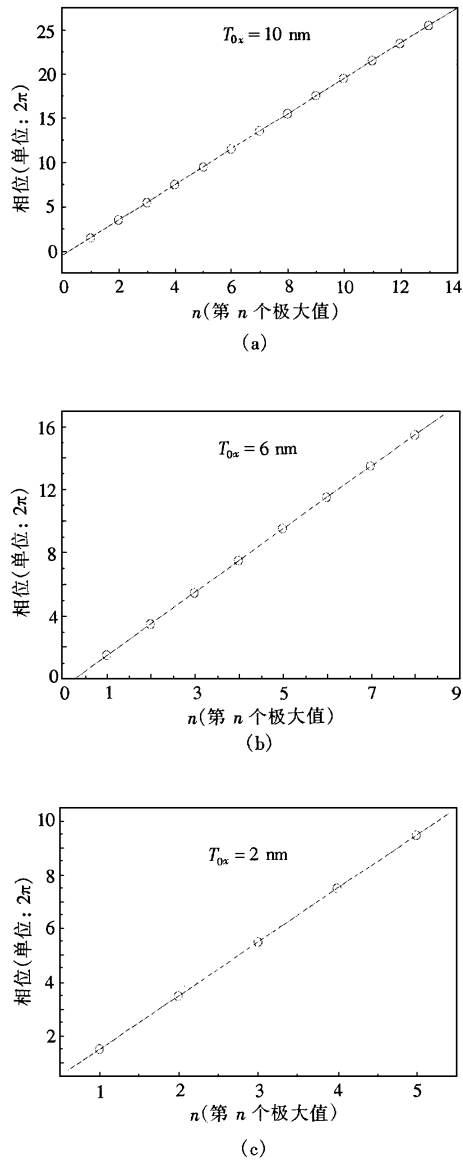


图 3 不同栅氧化层厚度对 δ 值的影响 (在极大值点处计算相位)

小值之间的相位差为 2π , 在纵轴上的截距均分别为 -0.5π 和 -1.5π (本应为 0 和 $-\pi$, 但由于存在 δ 的相移, 由此可求得 δ 值为 0.5π), 并且与由方程(26)计算所得到的在第一极大值处相位值为 1.5π 和第一极小值处的 0.5π 均相符.

图 5(a), (b), (c), (d) 和图 6(a), (b), (c), (d) 分别给出当栅氧化层厚度 $T_{0x}=6\text{ nm}$, 电子能量 $E=1\text{ eV}$, 电子的有效质量 $m^*=0.9\text{ }m$, 势垒高度 $U=2.5, 3, 4, 5\text{ eV}$ 时, FN 振荡的极值点处的相位值. 它是通过精确求解三角势垒的薛定谔方程而得到透射系数出现极大值和极小值时的电压值后, 由方程(26)计算得到. 从图 5(a), (b), (c), (d) 和图 6(a),

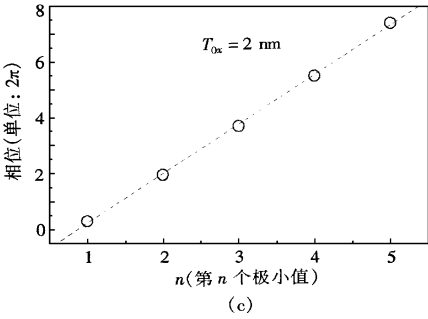
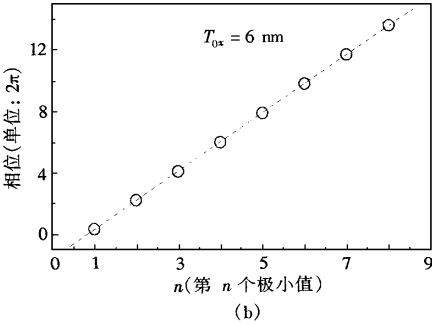
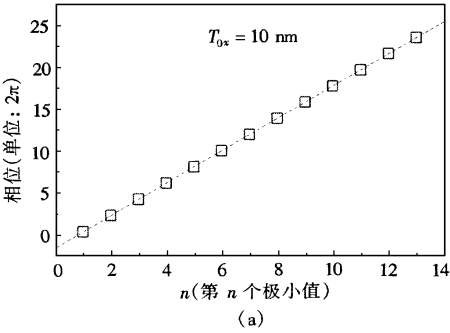


图 4 不同栅氧化层厚度对 δ 值的影响(在极小值点处计算相位)

(b), (c), (d) 可看出这样所得到的相位值对于不同的势垒高度, 在 FN 振荡的极大值和极小值处均很好地满足线性关系, 且其斜率均近似为 2π , 这表明相邻两个极大值或极小值之间的相位差为 2π , 在纵轴上的截距均分别为 -0.5π 和 -1.5π (本应为 0 和 $-\pi$, 但由于存在 δ 的相移, 由此可求得其值为 0.5π), 并且与第一极大值处由方程 (26) 计算所得到的相位值为 1.5π 和第一极小值处的 0.5π 均相符. 这与前面在不同栅氧化层厚度情况下所得的结果完全一样.

图 7(a), (b), (c) 和图 8(a), (b), (c) 分别给出当栅氧化层厚度 $T_{ox} = 10, 6, 2$ nm, 电子能量 $E = 1$ eV, 电子的有效质量 $m^* = 0.9 m$, 势垒高度 $U = 2$ eV 时, 由精确求解三角势垒的薛定谔方程和由方程

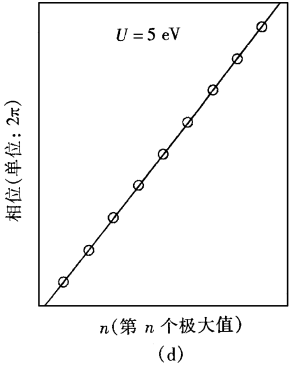
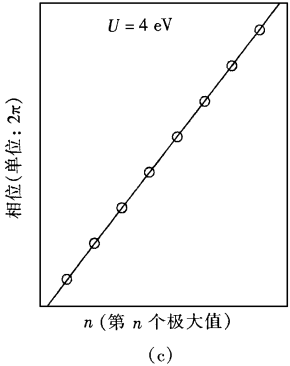
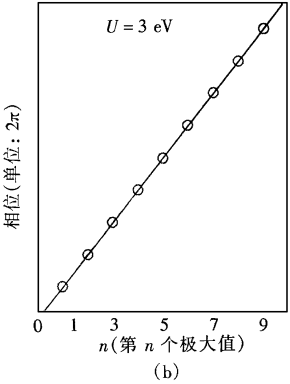
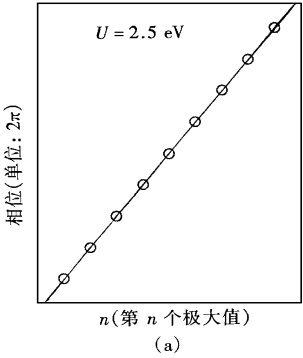


图 5 不同势垒高度对 δ 值的影响(在极大值点处计算相位)

(27), (28) 计算所得到的 FN 振荡的极值处的电压

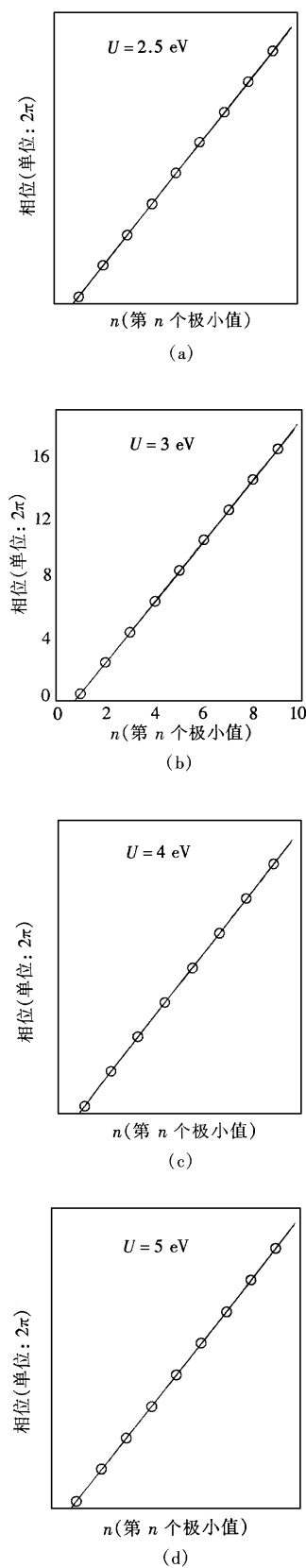


图 6 不同势垒高度对 δ 值的影响(在极小值点处计算相位)

对于不同的栅氧化层,在 FN 振荡的极大值和极小值处干涉方法的结果和精确求解的结果吻合得非常好.

图 9(a), (b), (c), (d)和图 10(a), (b), (c), (d) 分别给出当栅氧化层厚度 $T_{\text{ox}}=6 \text{ nm}$, 电子能量 $E=1 \text{ eV}$, 电子的有效质量 $m^*=0.9 m$, 势垒高度 $U=2.5, 3, 4, 5 \text{ eV}$ 时, 由精确求解三角势垒的薛定谔方程和由方程(27), (28) 计算所得到的 FN 振荡的极值处的电压值. 从图 9(a), (b), (c), (d) 和图 10(a), (b), (c), (d) 可发现对于不同的势垒高度, 在 FN 振荡的极大值和极小值处干涉方法的结果均和精确求解的结果吻合得非常好.

上面这些结论都表明方程(26)是成立的, 用于

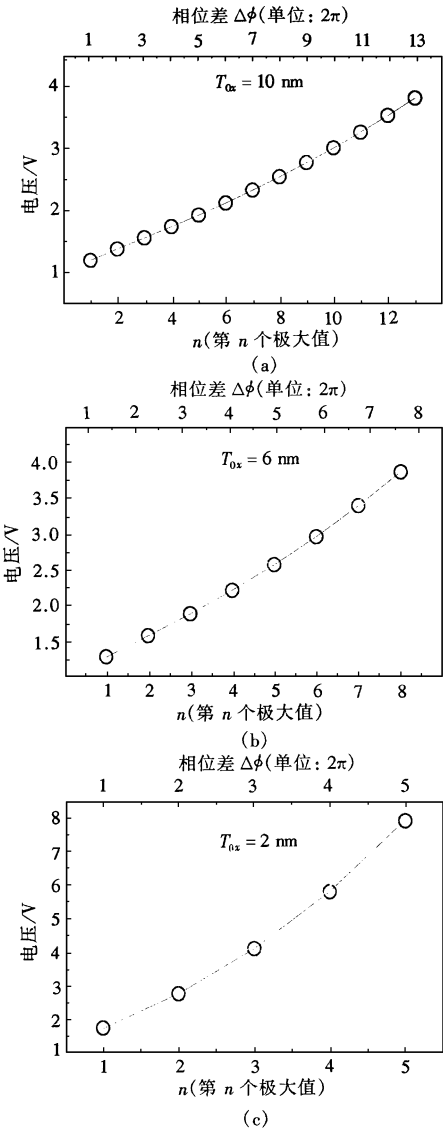


图 7 不同栅氧化层厚度下极大值处干涉方法(——)和精确解(\circ)的比较

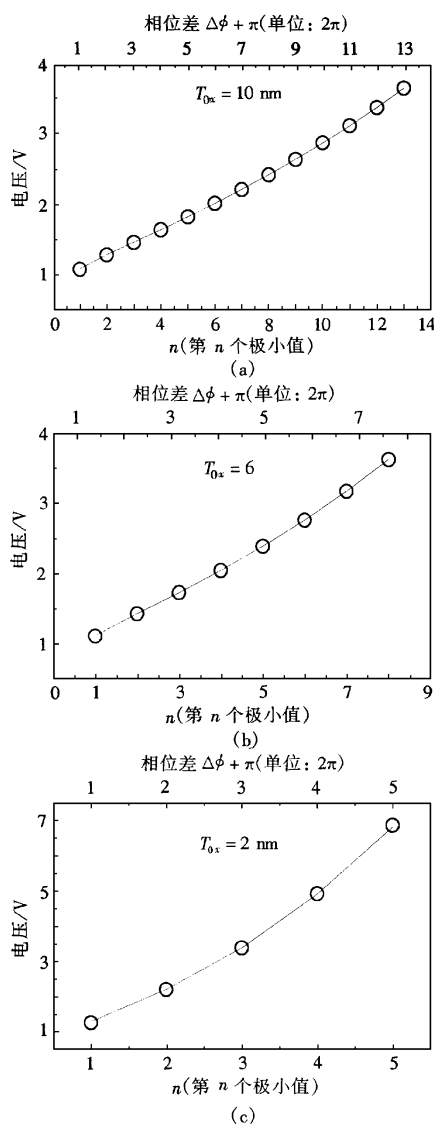


图 8 不同栅氧化层厚度下极小值处干涉方法(—)和精确解(○)的比较

涉方法来研究 FN 振荡是可行的. 下面根据干涉方法对于有关的实验现象进行物理解释.

在 1997 年, Hebert 等人^[9]观测到对于同一 MOS 样品施加正偏压时的 FN 振荡的振幅小于施加负偏压时的实验现象. 这一问题可以利用方程(19)解释. 由于 MOS 样品的两个界面反射和透射电子的性能存在差异, 因此除非这两个界面是完全等同, 否则施加正偏压和负偏压时 FN 振荡的振幅不应该一样. 这一实验结果表明了 MOS 样品的两个界面的质量的差异. 同样道理可用来解释他们所观测到的快速热处理样品的 FN 振荡的振幅大于普通的热处理样品. 另外他们认为在第一个极值点计算栅氧化层厚度时存在的较大误差是由于此时 FN 电流较小而导致的测量误差引起, 但是由于

涉方法可以给出一个更合理的解释, 即由于界面转变区的存在特别是出射界面引起的一个预存在的相位漂移, 而在第一极值点该相位漂移占总相位的比例最大, 因此由它计算所得到的结果的误差也最大. 综上所述, 使用干涉的方法研究 FN 振荡电流将有助于加深对势垒转变区的了解. 另外由方程(27)和(28)还可以解释为什么 FN 振荡的准周期 ΔV 会强烈地依赖于栅氧化层的厚度^[7].

最后, 由于干涉方法中电子的相干长度的定义可以帮助我们了解为什么对于厚的栅氧化层 MOS 样品不能观测到 FN 振荡. 为简单起见, 可假定 $\phi_2(x, V) \gg \delta$, 这样由(31)式, 电子的相干长度可写成

$$\lambda_{pb} \approx \frac{3 \times \hbar \times qV}{4\pi \times \sqrt{2m^*} (qV + E - U)^{3/2}}. \quad (32)$$

从(32)式可知, 当样品变厚时由于电子的相干长度几乎不变, 但电子在势垒中运动的路径却变长了, 这样如果二次透射电子波比一次透射电子波在势垒中运动的路径大于电子的相干长度, 那么出射电子波之间的干涉就会消失, 不会出现 FN 振荡. 因此 FN 振荡仅能在超薄栅的 MOS 器件中观测到. 同样的道理可用来解释 Hebert 等人^[9]观测到的在高电场情况下不能观测到 FN 振荡或者不超过 4 个极值点. 这是因为电子的相干长度随外加电压的增加而减小到比电子在势垒中的运动路程短而导致振荡效应消失.

5 结 论

本文阐述了利用干涉方法研究 FN 振荡的可行性, 并对有关 FN 振荡的实验现象进行了初步的物理解释. 用干涉方法来研究 FN 振荡体现了 FN 振荡的物理本质, 计算结果表明电子波在理想的介质的禁带中传播一个来回时, 电子波有一个 0.5π 的相位变化. 干涉方法的一个重要优点是可以应用到任意形状的势垒或势阱(因为方程 16, 19 具有普适性), 而且可以比较方便地得到关于势垒的高度、厚度和形状, 转变区的宽度及电子在导带中的有效质量和界面的质量等有用信息(这是 Airy 函数方法^[6,7]不具备的, Airy 函数方法仅对于三角势垒适用).

本文给出了一种从 FN 振荡电流获取有关超薄栅 MOS 器件的有用信息的有效、简单的方法. 由于 FN 振荡电流对超薄栅氧化层的质量很敏感, 因此它可帮助我们进一步了解超薄栅 MOS 器件的老化机制. FN 振荡是电子的波动性的体现.

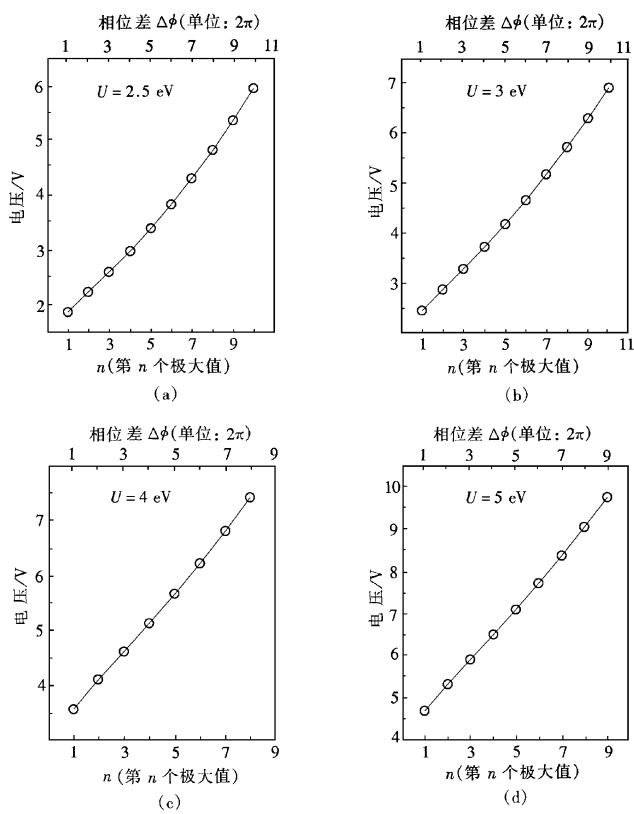


图 9 不同势垒高度下极大值处干涉方法(——)和精确解(○)的比较

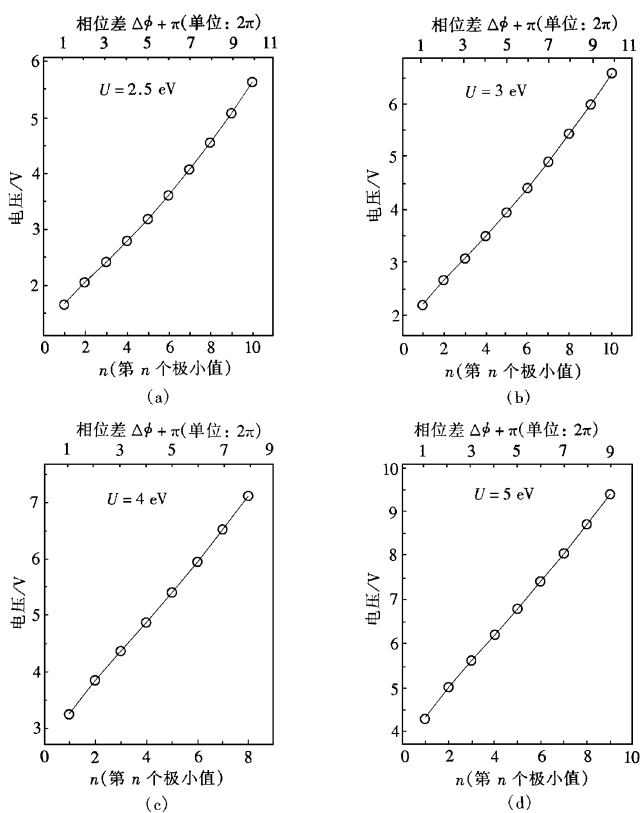


图 10 不同势垒高度下极小值处干涉方法(——)和精确解(○)的比较

- [1] R. H. Fowler, L. Nordheim, *Roy. Soc. Proc.*, **A119** (1928), 173.
- [2] Z. A. Weinberg, *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 5052.
- [3] K. H. Gundlach, *Solid-State Electron.*, **9**(1966), 949.
- [4] Y. Ando, T. Itoh, *J. Appl. Phys.*, **61**(1987), 1497.
- [5] W. W. Lui, M. Fukuma, *J. Appl. Phys.*, **60**(1986), 1555.
- [6] S. Zafar, Q. Liu, E. A. Irene, *J. Vac. Sci. Technol.*, **A13** (1995), 47.
- [7] S. Zafar, K. A. Conrad, Q. Liu, E. Irene, G. Hames, R. Kuehn, J. Wortman, *Appl. Phys. Lett.*, **67**(1995), 1031.
- [8] O. Briere, K. Brlla, A. Hamaui, G. Ghibaudo, *Solid-State Electron.*, **41**(1997), 987.
- [9] K. J. Hebert, E. A. Irene, *J. Appl. Phys.*, **82**(1997), 291.
- [10] J. Maserjian, N. Zamani, *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 559.
- [11] J. Sune, I. Placencia, N. Barniol, E. Farres, X. Aymerich, *Surface Science*, **208**(1989), 463.
- [12] Max Born, Emil Wolf, *Principles of Optics* (Pregamon Press Ltd., Oxford, 1980), pp. 60—319.
- [13] Melvin Schwartz, *Principles of Electrodynamics* (McGraw-Hill, Inc. USA, 1972), pp. 234—272.

STUDY OF FOWLER-NORDHEIM TUNNELING CURRENT OSCILLATIONS IN ULTRA-THIN INSULATOR MOS STRUCTURE BY INTERFERENCE METHOD

MAO LING-FENG TAN CHANG-HUA XU MING-ZHEN WEI JIN-LIN

(*Institute of Microelectronics Peking University, Beijing 100871*)

(Received 2 July 1999; revised manuscript received 14 September 1999)

ABSTRACT

Interference method is introduced to study the Fowler-Nordheim tunneling current oscillations. An accurate and simple formula for measuring the oxide thickness and the electron effective mass in the conduction band of the oxide is given. A comparison between the results calculated directly from the Schrödinger equation and those from the interference method for the triangular barrier case shows that the interference method suits very well for studying Fowler-Nordheim tunneling current oscillations. The interference method reveals the wave nature of the electron tunneling in the barrier. An important feature of this method is that it may be applicable to various shapes of potential barriers and wells. We also analyze the experimental results and give the physical meanings of them.

PACC: 7340GK; 7340RW