

半导体异质结构中的谷间电子转移效应

薛 舫 时

南京电子器件研究所, 南京 210016

1989年8月1日收到

本文使用单带双谷理论研究了GaAs/AlGaAs异质结构中的谷间电子转移效应。计入每一异质界面上的能带交错, 谷间耦合和电场的贡献, 导出了计算异质结构隧穿概率和隧道电流的公式。以GaAs/AlGaAs异质结构为例, 算出不同结构、不同合金组分比及不同电压下的隧穿概率和隧道电流。讨论了异质结界面、势阱和势垒材料的能带结构以及外加电压对谷间电子转移效应的影响。算得的隧道电流同实验结果相符合, 证实了这一理论在研究多能谷系统中的适用性。在此基础上进一步分析了这一谷间电子转移效应与熟知的Gunn效应间的区别, 并讨论了它在半导体器件设计中的应用。

PACC: 7340L; 7340G

一、引言

由具有不同能带结构的半导体构成的异质结量子阱为低维物理的研究开辟了一条新的途径。在这种结构中, 原有的周期性势场受到了破坏, 产生许多新的量子限定能级。对半导体器件研究者来说, 最关心的是载流子经过这些结构以后所发生的状态变化。例如由于异质结界面上存在能带交错, 载流子通过界面时便得到一份额外的能量, 从而达到较高的温度。由此可以设计出种种具有优异性能的热电子器件。值得注意的是导带和价带往往具有不同的能带交错, 因此可以对电子和空穴独立地进行调制, 从而展现出许多大块体材料中不能产生的新性能。

当两种不同能带结构的材料构成异质结构时, 情况更为复杂。例如GaAs的导带底在 Γ 点, AlAs的导带底则在X点。当电子从GaAs层进入AlAs层时, 所遇到的 Γ 谷势垒为正而X谷势垒为负。这样电子除了能量发生变化以外, 它的波矢也可能经受改变。因而量子阱中的波函数应分解成 Γ 谷和X谷两种波函数之和, 也就是说产生了 Γ 和X态的混和。当电子离开量子阱再进入GaAs层时, 如果阱上加有较强的电场, 则电子有可能从电场中获取能量而转移到X谷中去。于是加有电场的异质结构可能构成一种有趣的状态转换器。由于X谷电子的有效质量远大于 Γ 谷电子的质量, 因此发生这种谷间电子转移效应以后, 载流子的迁移率就显著降低, 从而导致负阻的产生。特别是同Gunn效应结合起来, 可以构成很好的谷间电子布居控制器^[1,2], 因此它在器件设计中也是十分有用的。

从理论上分析这种谷间耦合效应是相当复杂的。首先它必须计入整个能带而不能使用只考虑一个能谷的有效质量理论。如果采用能带理论方法, 则总是用零电场下的布洛

赫函数来展开波函数, 不能恰当地计入电场的贡献。现在载流子正是借助于从电场中获取的能量来转移到较高能谷中去的, 因此能带计算方法也常常是不够理想的。

作者在单带双谷超晶格理论^[3]中提出了一种计入多能谷的广义有效质量理论, 它不仅计入了不同能谷的作用, 而且还能考虑电场的贡献。本文将简要介绍使用单带双谷模型来计算谷间耦合的方法; 讨论不同异质结构下的谷间耦合效应; 计算输出的 Γ 谷和 X 谷隧道电流, 并与现有的实验结果比较, 为有关器件的设计提供参考数据; 最后讨论这一谷间耦合效应的理论意义和实用价值。

二、计算方法

考虑图 1 所示的 GaAs/AlAs 量子阱。当一 Γ 电子从边界左侧入射到异质界面 0 处时, 将激励产生一 Γ 反射波自 0 处向左传输, 同时异质界面上的谷间耦合还将诱生出一 X 反射波。由于入射能量常常低于 GaAs 中 X 谷的能量, 该 X 反射波是一衰减型波。这样 0 点左侧的波函数可以写为

$$\psi = A_+^\Gamma e^{ik_\Gamma z} + A_-^\Gamma e^{-ik_\Gamma z} + A_-^X e^{-ik_X z}, \quad (1)$$

式中 A_+^Γ , A_-^Γ 及 A_-^X 分别表示入射 Γ

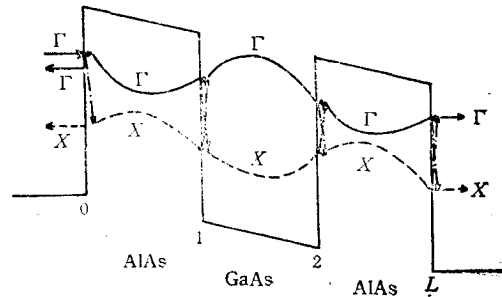


图 1 量子阱隧穿过程中的 Γ , X 波耦合机构

波、反射 Γ 波及 X 波的幅度, k_Γ 和 k_X 为它们的波矢。按照单带双谷理论^[3], 0 点右侧的波函数应包含 Γ 和 X 两种波函数, 写作

$$\psi = C_1' \varphi_1 + C_2' \varphi_2 + C_3' \varphi_3 + C_4' \varphi_4, \quad (2)$$

φ_1 和 φ_2 满足 Γ 点有效质量方程

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m_\Gamma(z)} \frac{\partial}{\partial z} + V_\Gamma(z) \right] \varphi = E \varphi \quad (3)$$

及边界条件

$$\begin{aligned} \varphi_1(0) &= 1, & \varphi_1'(0) &= 0; \\ \varphi_2(0) &= 0, & \varphi_2'(0) &= 1. \end{aligned} \quad (4)$$

式中 E 为电子能量, $m_\Gamma(z)$ 及 $V_\Gamma(z)$ 分别为 Γ 谷的有效质量及势场。 φ_3 和 φ_4 满足 X 点方程

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m_X(z)} \frac{\partial}{\partial z} + V_X(z) \right] \varphi = E \varphi \quad (5)$$

及边界条件

$$\begin{aligned} \varphi_3(0) &= 1, & \varphi_3'(0) &= 0; \\ \varphi_4(0) &= 0, & \varphi_4'(0) &= 1. \end{aligned} \quad (6)$$

$m_X(z)$ 和 $V_X(z)$ 分别为 X 谷的有效质量及势场。根据波函数及其微商的衔接条件, 可以写出边界方程

$$(A_+^{\Gamma} + A_-^{\Gamma})C_{\Gamma\Gamma}^0 + A_-^X C_{X\Gamma}^0 = C_1', \quad (7)$$

$$\frac{1}{m_{\Gamma}(\text{GaAs})} [ik_{\Gamma}(A_+^{\Gamma} - A_-^{\Gamma})C_{\Gamma\Gamma}^0 - ik_X A_-^X C_{X\Gamma}^0] = \frac{C_2'}{m_{\Gamma}(\text{AlAs})}, \quad (8)$$

$$(A_+^{\Gamma} + A_-^{\Gamma})C_{\Gamma X}^0 + A_-^X C_{XX}^0 = C_3', \quad (9)$$

$$\frac{1}{m_X(\text{GaAs})} [ik_{\Gamma}(A_+^{\Gamma} - A_-^{\Gamma})C_{\Gamma X}^0 - ik_X A_-^X C_{XX}^0] = \frac{C_4'}{m_X(\text{AlAs})}, \quad (10)$$

式中 $m_{\Gamma}(\text{GaAs})$, $m_X(\text{GaAs})$, $m_{\Gamma}(\text{AlAs})$ 和 $m_X(\text{AlAs})$ 分别对应两种材料中的 Γ 和 X 谷有效质量; $C_{\Gamma\Gamma}^0$, $C_{\Gamma X}^0$, $C_{X\Gamma}^0$ 和 C_{XX}^0 为边界 0 上两种波间的谷间耦合系数. 在界面 1 的右侧为一层 GaAs 材料, 波函数可以类似地展开成

$$\phi = C_1^i \phi_1 + C_2^i \phi_2 + C_3^i \phi_3 + C_4^i \phi_4, \quad (11)$$

ϕ_1 , ϕ_2 , ϕ_3 和 ϕ_4 满足类似于(3)和(5)的方程及初值, 只是 V_{Γ} , V_X , m_{Γ} 和 m_X 改取 GaAs 中的参数. 根据边界衔接条件可以写出系数 C_i^i 与 C_i^i 之间的方程为

$$\begin{pmatrix} C_1^i \\ C_2^i \\ C_3^i \\ C_4^i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi_1 C'_{\Gamma\Gamma} & \varphi_2 C'_{\Gamma\Gamma} & \varphi_3 C'_{X\Gamma} & \varphi_4 C'_{X\Gamma} \\ C_m^{\Gamma} \varphi_1 C'_{\Gamma\Gamma} & C_m^{\Gamma} \varphi_2 C'_{\Gamma\Gamma} & C_m^{\Gamma} \varphi_3 C'_{X\Gamma} & C_m^{\Gamma} \varphi_4 C'_{X\Gamma} \\ \varphi_1 C'_{\Gamma X} & \varphi_2 C'_{\Gamma X} & \varphi_3 C'_{XX} & \varphi_4 C'_{XX} \\ C_m^X \varphi_1 C'_{\Gamma X} & C_m^X \varphi_2 C'_{\Gamma X} & C_m^X \varphi_3 C'_{XX} & C_m^X \varphi_4 C'_{XX} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} C_1^i \\ C_2^i \\ C_3^i \\ C_4^i \end{pmatrix}, \quad (12)$$

式中 $C_m^{\Gamma} = m_{\Gamma}(2)/m_{\Gamma}(1)$, $C_m^X = m_X(2)/m_X(1)$ 为边界处(1)和(2)两层材料的有效质量之比, $C'_{\Gamma\Gamma}$, $C'_{\Gamma X}$, $C'_{X\Gamma}$, C'_{XX} 为边界 1 处的耦合系数, φ_i 和 φ_i' 为第 1 层材料中右边界处的波函数及微商值. (12)式可以方便地应用于其它边界上. 在边界 L 的右方, 出射波函数应该展开为

$$\begin{aligned} \phi_{\Gamma} &= B_+^{\Gamma} e^{ik_{\Gamma}'(z-L)} + B_-^{\Gamma} e^{-ik_{\Gamma}'(z-L)}, \\ \phi_X &= B_+^X e^{ik_X'(z-L)} + B_-^X e^{-ik_X'(z-L)}, \end{aligned} \quad (13)$$

式中 k_X' , k_{Γ}' 为右边界 L 处的输出波矢. 同样可以写出右边界 L 的衔接方程

$$\begin{aligned} (C_1^L \varphi_1 + C_2^L \varphi_2) C_{\Gamma\Gamma}^L + (C_3^L \varphi_3 + C_4^L \varphi_4) C_{X\Gamma}^L &= B_+^{\Gamma} + B_-^{\Gamma}, \\ (C_1^L \varphi_1 + C_2^L \varphi_2) C_{\Gamma X}^L + (C_3^L \varphi_3 + C_4^L \varphi_4) C_{XX}^L &= B_+^X + B_-^X, \\ \frac{1}{m_{\Gamma}(\text{AlAs})} [(C_1^L \varphi_1' + C_2^L \varphi_2') C_{\Gamma\Gamma}^L + (C_3^L \varphi_3' + C_4^L \varphi_4') C_{X\Gamma}^L] \\ &= \frac{1}{m_{\Gamma}(\text{GaAs})} ik_{\Gamma}' (B_+^{\Gamma} - B_-^{\Gamma}), \\ \frac{1}{m_X(\text{AlAs})} [(C_1^L \varphi_1' + C_2^L \varphi_2') C_{\Gamma X}^L + (C_3^L \varphi_3' + C_4^L \varphi_4') C_{XX}^L] \\ &= \frac{1}{m_X(\text{GaAs})} ik_X' (B_+^X - B_-^X). \end{aligned} \quad (14)$$

由于右边界上没有反射波, 所以 $B_-^{\Gamma} = B_-^X = 0$. 从这些方程可以解出 B_+^{Γ} 和 B_+^X 与入射波幅度 A_+^{Γ} 之比, 得到 Γ 和 X 波的透射系数 T^{Γ} 和 T^X 为

$$T^{\Gamma} = \frac{|B_+^{\Gamma}|^2 k_{\Gamma}'}{|A_+^{\Gamma}|^2 k_{\Gamma}}, \quad T^X = \frac{|B_+^X|^2 k_X'}{|A_+^{\Gamma}|^2 k_{\Gamma}}. \quad (15)$$

如偏压不太高, 出射电子的能量低于 GaAs 材料中的 X 谷能量, X 透射波成为一衰减波, 即不发生 Γ -X 谷间转移。在偏压高于阈值以后, T^X 迅速增大, T^X 与 T^Γ 之比就反映了这一隧穿过程中的谷间耦合效应。假设横向动量在隧穿过程中是守恒的, 容易求出通过异质结构的隧道电流为

$$J_\Gamma = \frac{2em_\Gamma(0_-)k_B\theta}{(2\pi)^2\hbar^3} \int_0^\infty dE_L T^\Gamma \ln \left(\frac{1 + \exp[(E_F - E_L)/k_B\theta]}{1 + \exp[(E_F - E_L - eV_a)/k_B\theta]} \right),$$

$$J_X = \frac{2em_\Gamma(0_-)k_B\theta}{(2\pi)^2\hbar^3} \int_0^\infty dE_L T^X \ln \left(\frac{1 + \exp[(E_F - E_L)/k_B\theta]}{1 + \exp[(E_F - E_L - eV_a)/k_B\theta]} \right)$$

$$E + eV_a > E_X, \quad (16)$$

式中 J_Γ , J_X 分别为 Γ 谷和 X 谷电流, e 为电子电荷, $m_\Gamma(0_-)$ 表示 0 边界左侧 GaAs 层中的 Γ 谷有效质量, E_L 和 E_F 分别为纵向能量和费密能量, V_a 为外加电压, k_B 为玻耳兹曼常数, θ 为绝对温度, E_X 为 GaAs 中的 X 谷能量。

三、异质结构中的谷间耦合效应

图 2 中画出介于两层 GaAs 电极之间的 $50\text{\AA}$ AlAs/ $50\text{\AA}$ GaAs/ $50\text{\AA}$ AlAs 异质结构的势阱、势垒分布。(以下简称该结构为 A) 图中实线所画的为 Γ 谷能量, 虚线指 X 谷能量。在 GaAs 层中 X 谷高于 Γ 谷 0.46eV , 而在 AlAs 层中 Γ 谷高于 X 谷 0.78eV 。因此从 GaAs 层进入 AlAs 层时 Γ 电子面临 $\Delta E = 1.04\text{eV}$ 的高势垒, 而 X 电子却遇上

$$\Delta E = -0.205\text{eV}$$

的势阱。

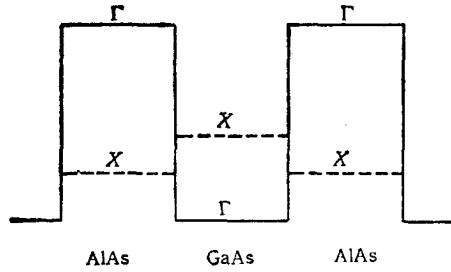


图 2 异质结构 A 的 Γ 和 X 谷能量

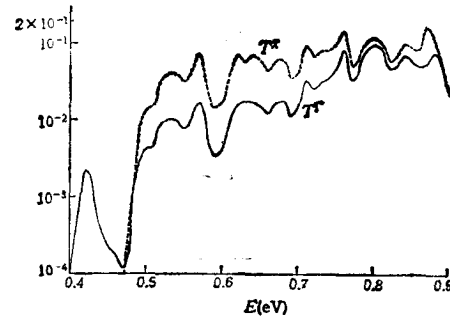


图 3 零电场下异质结构 A 的 Γ 和 X 谷电子透射系数

当一个 Γ 电子从左 GaAs 电极入射到异质结构中时, 如果不加电场, 则仅当其能量高于 Γ 谷能量 0.46eV 时才可能在右 GaAs 电极层中转移到 X 谷中去。图 3 中画出该能量范围下的 Γ 和 X 电子透射系数 T^Γ 与 T^X 。图中实线所画为 T^Γ , 虚线为 T^X 。在 0.46eV 以下, T^X 为零, 只出现 T^Γ 的谐振峰。在 $0.5-0.75\text{eV}$ 能量范围内, T^X 迅速上升并超过 T^Γ 。这是因为右端 AlAs 层是一 X 阱, 使 Γ 波衰减而 X 波得以通过, 增大了 T^X 的值。 T^Γ 和 T^X 曲线中出现了一些高峰, 相应于此两能级的谐振。当能量高于 0.75eV 以后, T^Γ 和 T^X 都较高而相互接近。在此高能下势垒降得较低, Γ 波的衰减变小而产

生较大的透射系数。

图 4 中画出加电压 0.5V 以后的 Γ 和 X 波的透射系数。由于电场的作用,使输出电子的能量高于 GaAs 异质结构外 GaAs 中的 X 谷能量。因而在整个能量范围内都有较大的 X 波透射系数。同图 3 对照,容易看出电场的存在大大地提高了 X 波的透射系数,同时曲线中的波峰数有所减少。说明电场减弱了原有量子限定能级的谐振作用,同时产生了较强的谷间转移效应。

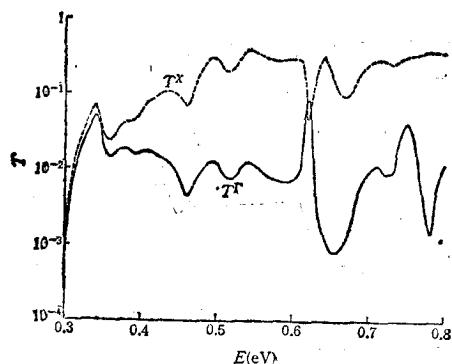


图 4 异质结构 A 在 $V = 0.5V$ 下的透射系数 T^Γ 和 T^X

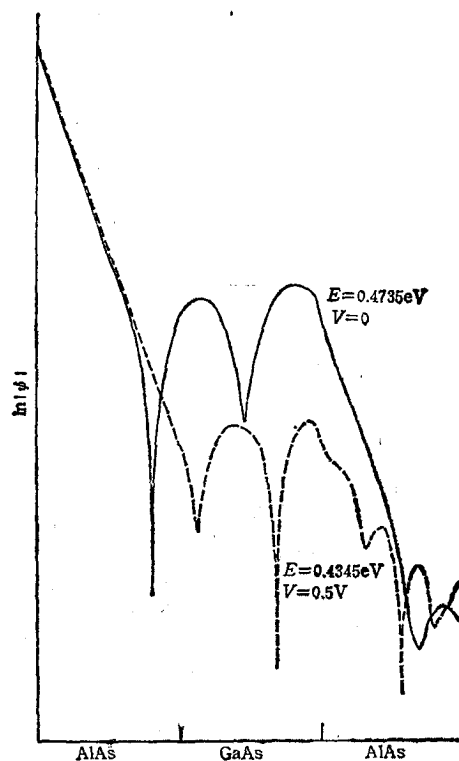


图 5 异质结构 A 在 $V = 0V$ (实线)和 $V = 0.5V$ (虚线)下的电子波函数

图 5 中画出异质结构 A 在 $V = 0V$ 和 $V = 0.5V$ 下的波函数。因为波函数是一复数,图中仅画出了它的绝对值。这样当波函数经过零点而变号时就在图中出现一个下陷很深的尖峰,所以在这些点上实际波函数的微商仍是连续的。实线所画的为电压 $V = 0V$, 能量 $E = 0.4735eV$ 的波函数。在左边 AlAs 层中 Γ 波分量为主,波函数呈迅速衰减。中间 GaAs 层是 Γ 波的势阱,波函数产生振荡。在右边 AlAs 层中 Γ 波仍然衰减, X 波却得以通过,由 Γ -X 混和所诱生的 X 波在右边界产生一个较小的 X 波振荡。虚线所画的为 $V = 0.5V$, $E = 0.4345eV$ 的波函数。电场使 GaAs 层中的谐振峰减弱,同时产生相应的 Stark 移位。右端 AlAs 层中较强的 X 波分量导致波函数产生较强的振荡。

图 6 中的实线和虚线分别画出 GaAs/ $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ 异质结构 A 在零电场下的 Γ 和 X 波透射系数。当能量高于 $0.46eV$ 以后 T^X 迅速上升并超过了 T^Γ 。在 $0.46-0.7eV$ 的能量范围内两条曲线显示类似的起伏,异质结构中的一些限定能级诱生出一系列的谐振峰。当能量高于 $0.7eV$ 时 T^Γ 产生近于 1 的强谐振峰,与其相应 T^X 便跌落到很低的谷值。这是因为该结构中的 Γ 势垒高 $0.71eV$, 高能谐振峰对应于一系列谐振态,波函数峰落在势垒区中,透射系数接近于 1, 于是 T^X 就被抑制得很小。

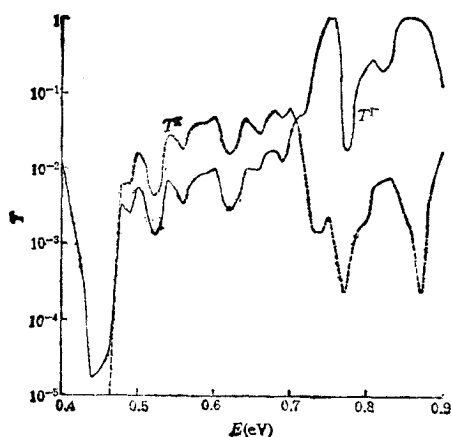


图6 GaAs/Al_{0.7}Ga_{0.3}As 异质结构A在零电场下的 Γ 和X波透射系数 T^Γ 与 T^X

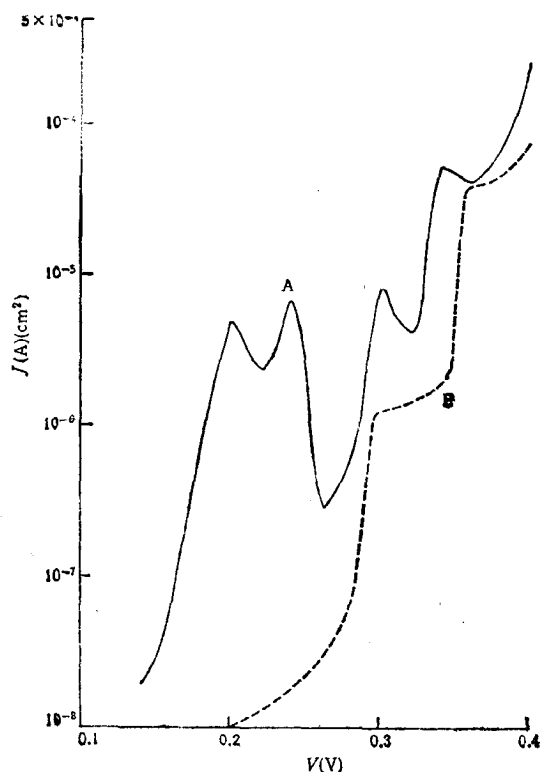


图7 GaAs/AlAs 异质结构A和B的隧道电流

四、隧道电流和 Γ -X 谷间电子转移器

Mendez 等人^[4]对 GaAs/AlAs 异质结构的隧道电流进行了详细的实验研究,本文针对结构 A (50 Å AlAs/50 Å GaAs/50 Å AlAs) 和结构 B (50 Å AlAs/20 Å GaAs/50 Å AlAs) 计算了隧道电流,以便进行比较。

图7中画出 GaAs/AlAs 异质结构A和B在低电压下的隧道电流。偏压低于0.4V,没有X电流,所画的全是 Γ 电流。实线所画的结构A的隧道电流在0.2—0.24V电压范围内出现谐振峰。50 Å厚的GaAs阱在0.1eV附近形成一个束缚能级,诱生出0.2eV附近的隧道电流谐振峰。在0.3V以上出现了小的谐振峰,它是由AlAs层中的X能级谐振诱生的 Γ -X- Γ 隧道电流。

图7中的虚线画出异质结构B中的隧道电流。因为GaAs阱减小到20 Å厚,对应的束缚能级升得很高,低电压下没有产生谐振电流峰。随着电压升高,异质结构中的 Γ -X混和感生的X波在AlAs层中产生谐振,然后在GaAs层中转换成 Γ 电流输出,形成 Γ -X- Γ 电流。由于电压低,X波不能直接输出,这一结构比较弱,仅在0.3V和0.36V附近形成两个上升台阶。

这两条曲线总的来说是与Mendez实验结果符合。结构A的隧道谐振电流峰和实验

曲线形状一致。正如 Mendez 等人指出的,由于实验样品中串联电阻的影响,使他们的谐振峰升高到 0.35V 处。曲线 B 中的两个台阶正好与他们的实验结果符合。

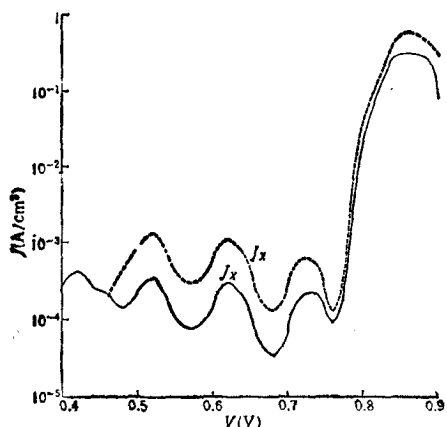


图 8 GaAs/AlAs 异质结构 A 在大电压下的隧道电流

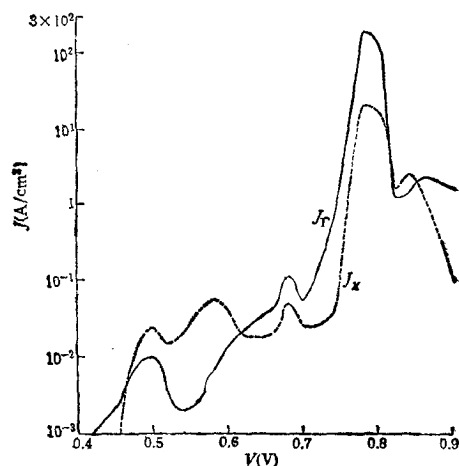


图 9 GaAs/Al₀.₇Ga₀.₃As 异质结构 A 的隧道电流

图 8 中画出异质结构 A 在大电压下的隧道电流。电子从电场中获得的能量已高于 GaAs 中 X 谷的能量,出现了 X 谷电流。图中的实线和虚线分别示出 Γ 、X 谷电流 J_Γ 和 J_X 。当电压高于 0.46V 以后, J_X 迅速上升超过 J_Γ , 这是由于 Γ 波在右端 AlAs 层中受到较大衰减所造成的。在能量较高时,异质结构中的能级分布比较密,因而形成三个连续的谐振峰。当电压高于 0.8V 以后出现一个强 Γ 谐振峰, J_X 仅略大于 J_Γ 。

图 9 中画出 GaAs/Al₀.₇Ga₀.₃As 异质结构 A 中的隧道电流。由于 Al₀.₇Ga₀.₃As 的势垒高度比 AlAs 低,在 Al₀.₇Ga₀.₃As 层中 Γ 波所受到的抑制比较小,使隧道电流中 J_Γ 的分量增大。因而图 9 中仅在 0.46—0.6V 的狭小电压范围内虚线所示的 J_X 大于实线所示的 J_Γ 。在更高的电压下, Γ 波所受的抑制已很小,总是给出较强的 J 电流。

在大电压下隧道电流中出现强 X 谷电流是一个有趣的新现象。它说明加有电压的异质结构可以把输入的 Γ 电子转换成 X 电子输出,从而构成一种 Γ -X 谷间电子转移器。从图 8 和图 9 的结果来看,这一转移过程显著地依赖于异质结上的降压,因此可以方便地通过电压来控制。

五、讨 论

本文使用单带双谷理论研究了 GaAs/AlAs 异质结构隧穿过程中的 Γ -X 谷间电子转移效应。由于计入了各个异质结界面上两个能谷之间的相互耦合,对异质结构 A 和 B 所算得的隧道电流与 Mendez 等人的实验结果符合。特别对于结构 B 中 Γ -X- Γ 隧道电流所产生的台阶状结构,还没有在其它理论计算中得到过。说明用这一理论来讨论谷间电子转移效应是可行的。

在异质结构中体材料内的周期性势场受到了破坏, 电子所处的状态不再能用单一能谷的布洛赫函数来描述。正因为如此, 当电子隧穿通过这种异质结构时, 可能产生不同能谷之间的转移。从上面的讨论中可以得出产生这种谷间电子转移效应需要具备两个必要条件:

1. 必须提供适当的异质结界面和具有适当能带结构的势阱、势垒层材料。异质结界面上的能带交错使不同能谷的波函数之间产生相互耦合, 而各种势阱、势垒材料构成了对应能谷波函数的带通、带阻滤波器。例如 AlAs 的导带底位于 X 点, 构成了 X 波的带通滤波器和 Γ 波的带阻滤波器。当它被 $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ 材料所替代时, 滤波作用减弱, 这已在图 6 和图 9 的计算结果中得到证实。

2. 一般来说大部分电子都聚集于能谷底, 因而要从一个能谷转移到另一能谷中去必须获得相应的能量。在异质结构上加适当的外电压, 使电子从电场中获取所需的能量, 是产生谷间电子转移的另一重要条件。从图 3—图 5 中可以看出, 电场能使波函数形状发生改变, 增强两能谷之间的转移效应。

与熟知的 Gunn 效应不同, 异质结构中的谷间电子转移效应是没有散射参与的, 转移过程取决于异质结上的降压而不是象 Gunn 效应那样受电场所控制。在 Gunn 效应器件中, 谷间电子转移所产生的负微分电阻导致强场畴的形成, 使得外电压大部分降落在畴上。畴外电场不能通过外电压来控制, 因而 LSA 等高频大功率模式一直未能在实际电路中实现。如果利用异质结谷间电子转移器来控制 Gunn 器件的工作, 由于异质结上的降压容易控制, 就能方便地实现 LSA 振荡模式^[2]和各类新的功能电路的工作。因此异质结构谷间电子转移效应的研究可望为半导体新器件的研究开辟新的途径。

[1] Xue Fangshi, *Semicond. Sci. Technol.*, **4** (1989), 150.

[2] 薛舫时, 电子学报, 待发表.

[3] 薛舫时, 物理学报, **38**(1989), 1103.

[4] E.E.Mendez, W.I.Wang, E. Calleja and C.E.T. Goncalves da Silva, *Appl. Phys. Lett.*, **50** (1987), 1263.

TRANSFERRED ELECTRON EFFECT BETWEEN DIFFERENT ENERGY VALLEYS IN SEMICONDUCTOR HETEROSTRUCTURE

XUE FANG-SHI

Nanjing Electronic Devices Institute, Nanjing, 210016

(Received 1 August 1989)

ABSTRACT

The transferred electron effect between different valleys in AlGaAs/GaAs/AlGaAs heterostructure is studied using the one band two valleys model in this paper. Taking the contributions from various electric field and the band offset and current are derived. The tunnelling probabilities and currents for various heterostructures, alloy components and electric fields have been calculated. The dependence of transferred electron effect on the heterojunction interface, the band structures of the well and barrier materials, and the electric field is discussed. The computed tunnelling current agrees with the experimental results, and so the effectiveness of this model in the research of many valleys system is demonstrated. Furthermore, the difference between this transferred electron effect and the well known Gunn effect is pointed out and its application in the developing of semiconductor devices is discussed.

PACC: 7340L; 7340G