

GaAs 中速度过冲特性的分析

冯育坤

(成都电讯工程学院)

1981年6月3日收到, 1981年11月24日修改定稿

提 要

借助玻尔兹曼输运方程和双温度电子转移模型分析了 GaAs 中的速度过冲特性, 获得了与 Monte Carlo 计算机模拟一致的结果。利用曲线拟合技术给出了电子漂移速度、电子温度与渡越距离的简单关系式。

一、引 言

最近, Huang^[1] 等人利用输运模型解释了亚微米沟道 GaAs MOS FET 中速度过冲的物理过程, 但数值结果与 Monte Carlo 计算机模拟^[2] 偏离较大。本文借助玻尔兹曼输运方程和双温度电子转移模型分析了 GaAs 样品中的瞬态电子输运特性, 获得了与 Monte Carlo 计算机模拟一致的结果。最后, 利用曲线拟合技术给出了 GaAs 中电子漂移速度、电子温度与渡越距离的简单关系式。

二、玻尔兹曼输运方程

玻尔兹曼输运方程的三维形式为

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m^*} \cdot \nabla_r f + \mathbf{F} \cdot \nabla_p f - \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c = 0. \quad (1)$$

其中 f 代表电子分布函数, \mathbf{p} 代表电子动量, m^* 是电子有效质量, \mathbf{F} 代表电子所受到的作用力, r 代表空间坐标。对于只有电场的情况, $\mathbf{F} = q\mathbf{E}$, q 是电子电荷, \mathbf{E} 是外加电场。(1)式左边各项分别代表由于时间, 电子漂移速度, 电子加速度以及与障碍物的碰撞所造成的分布函数的变化率。

利用弛豫时间近似, 并假设每次碰撞有较少的能量损失, (1)式中的碰撞项可写为

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c = - \frac{f_0 - F_0}{\tau_c} - \frac{f - f_0}{\tau_m}. \quad (2)$$

其中, τ_m 是动量弛豫时间, τ_c 是能量弛豫时间, F_0 是相应晶格温度 T_0 下的麦克斯韦分布, f_0 是动态平衡分布函数。假设碰撞过程中的能量损失对热平衡解的偏离为 h_0 , 则

$$f_0 = F_0 + h_0. \quad (3)$$

对于 GaAs 样品, 等能面为球形且各向同性, 每次碰撞损失的能量很少, 分布函数可按球谐

函数展开. 如果选择坐标轴使得 oz 方向沿着粒子流动方向, 分布函数的展开式中只保留平衡项和与 z 方向有关的项. 因此, 分布函数可写为

$$f = f_0 + f_3 \cos\theta. \quad (4)$$

将(3),(4)式代入(1)式, 用适当的球谐函数乘方程两边, 再在整个单位球上积分, 得到两个方程

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{p}{3m^*} \frac{\partial f_3}{\partial z} + \frac{1}{3} qE \left(\frac{\partial f_3}{\partial p} + \frac{2f_3}{p} \right) + \frac{h_0}{\tau_e} = 0. \quad (5)$$

$$\frac{\partial f_3}{\partial t} + \frac{p}{m^*} \frac{\partial f_0}{\partial z} + qE \frac{\partial f_0}{\partial p} + \frac{f_3}{\tau_m} = 0. \quad (6)$$

假设分布函数只是电场的函数, 与时间无关. 分别用适当函数乘(6)式和(5)式两边, 并对动量空间积分, 再把 z 轴换成 x 轴. 假设 $\mu(T_e)$ 是位置的缓变函数, 并忽略对空间的二次微分项, (6)式和(5)式分别化为

$$j_x = qnE\mu(T_e) + q \frac{d}{dx} [nD(T_e)], \quad (\text{动量守恒}) \quad (7)$$

$$j_x E = nB(T_e) + \frac{j_x}{q} \delta(T_e) k \frac{dT_e}{dx}. \quad (\text{能量守恒}) \quad (8)$$

其中,

$$D(T_e) = \frac{2}{3m^*} \langle \tau_m \varepsilon \rangle, \quad (9)$$

$$\mu(T_e) = - \frac{2q}{3m^*} \frac{\int \varepsilon \tau_m \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} d^3p}{\int f_0 d^3p}, \quad (10)$$

$$B(T_e) = (\varepsilon - \varepsilon_0) / \tau_e, \quad (11)$$

$$\delta(T_e) k T_e = \langle \tau_m \varepsilon^2 \rangle / \langle \tau_m \varepsilon \rangle. \quad (12)$$

$\langle \rangle$ 表示关于 f_0 的平均, j_x 代表 x 方向的电流密度, n 是电子密度, μ 是电子迁移率, D 是电子扩散系数, k 是玻尔兹曼常数, $B(T_e)$ 代表由于电子与晶格碰撞单位时间单位体积中损失的平均能量, $\delta(T_e) k T_e$ 代表每个电子输运的平均动量, T_e 是电子温度, ε 是电子能量, ε_0 是上能谷底与中心能谷底之间的能量间隔. 对于 GaAs, $\varepsilon_0 = 0.36\text{eV}$.

三、输运方程的解

解(7)式可以获得电子漂移速度与电子温度的关系. 解(8)式可以获得电子温度与渡越距离的关系. 结合两个解便得到电子漂移速度的一维空间分布特性.

假设 GaAs 样品中电场各处相同; 空间每一点电子能量必须守恒, 即有 $j_x = nqv_x$, v_x 为 x 方向电子漂移速度. 这两个假设等于忽略所有空间电荷效应, 包括扩散效应. 因此(7)式右端第二项为零, (7)式可化为熟知的形式

$$v(T_e) = E\mu(T_e), \quad (13)$$

$\mu(T_e)$ 是两个能谷的平均电子迁移率, 取决于样品中电子所经受的散射机构.

对于 GaAs 的能带结构,在导带有一电子有效质量低、迁移率高的中心能谷(由脚标 1 表示). 在这个能谷之上能量为 ϵ_0 处有六个电子有效质量高、迁移率低的上能谷. 这六个上能谷位于密勒指数 [100] 标记的六个方向上,然而,它们的位置紧靠布里渊区的边缘,大体上是与邻近区域共有的. 因此,在计算有效量子态密度时,有效能谷数只能算三个. 由于中心能谷中电子的分布基本上是球对称的,它对每个上能谷中电子分布的贡献也应该是球对称的. 因此,六个上能谷可以看成有效质量为 $m_2^{(3)}$ 的一个等效能谷(由脚标 2 表示). 在低电场下,电子占据中心能谷,所经受的散射机构主要是极性光学模散射. 当电子从电场获得的能量超过 ϵ_0 时,电子便从中心能谷跃迁到上能谷,在这种情况下,电子所经受的散射机构主要是谷际散射. 充分考虑到这些情况, $\mu(T_e)$ 可以写成

$$\mu(T_e) = \left[\frac{n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2}{n_1 + n_2} \right]. \quad (14)$$

n_1 是中心能谷的电子数, n_2 是等效上能谷的电子数, μ_1 是中心能谷电子迁移率, μ_2 是上能谷电子迁移率. 对于上能谷,电子从两个能源获得超过晶格给出的热平衡能量: 第一, 电场将以比率 $qn_2 v_2 E$ 把能量提供给 n_2 个电子, v_2 是上能谷电子的漂移速度; 第二, 中心能谷的热电子上升到上能谷. 然而, 上能谷的迁移率是如此之低 (~ 180 厘米²/伏·秒), 直到电场接近 60 千伏/厘米, 漂移速度才能与一般的热速度相比. 所以, 在低电场下, 电场是一个劣等能源, 这是因为在转移时它们的动能中部分转为势能 ϵ_0 (能量标度以中心能谷底为零). 此外, 为了转移, 电子还要和高能声子发生碰撞, 也会引起一定的能量损失. 考虑到这些因素, 由上能谷的能量平衡指出, 此能谷的多数电子直到很高的电场下仍然保持接近晶格温度, 只有低能谷电子才是热电子. 这就是说, 上能谷的电子迁移率可以认为是常数, 在后面的计算中取 $\mu_2 = 180$ 厘米²/秒·伏.

下面计算中心能谷的电子迁移率 μ_1 .

根据量子力学的细致平衡原理, 一个电子和一个声子碰撞, 使电子从谷 1 到谷 2 的转移几率与从谷 2 到谷 1 的逆过程的几率是相等的. 同时, 由上面可知, 当中心能谷电子的能量达到 ϵ_0 时会实现转移, 中心能谷具备这个能量的电子的几率为 $\exp(-\epsilon_0/kT_e)$. 假设一个纵向光学声子的能量为 $\hbar\omega_1 = k\Theta_D = 0.036\text{eV}$, 可以写出等效上能谷的电子数与中心能谷电子数之比为

$$\frac{n_2}{n_1} = R \exp\left(-\frac{10\Theta_D}{T_e}\right). \quad (15)$$

R 是有效状态密度比, T_e 是渡越距离 x 的函数,

$$R = \frac{M_2}{M_1} \left(\frac{m_1^*}{m_2^*}\right)^{-3/2}. \quad (16)$$

M_1, M_2 分别代表中心能谷和上能谷的能谷数, m_1^* 和 m_2^* 分别代表中心能谷和上能谷电子的电导性有效质量, Θ_D 为德拜温度. 对于 GaAs, $\Theta_D = 418\text{K}$.

假设上能谷的电子转移到中心能谷时平均动量可以达到零, 则从上能谷转移来的电子可以同留在中心能谷的电子一样看待, 在外电场的作用下, 它们的动量同样达到 $m_1^* v_1$. 对于中心能谷, 在单位时间内电场给 n_1 个电子提供的动量为 $n_1 q E$, 极性光学模散射在单位时间内损失的动量为

$$\frac{n_1 m_1^* v_1}{\bar{\tau}_{m1}},$$

谷际散射在单位时间内损失的动量为 $\frac{n_2 m_1^* v_1}{\bar{\tau}_{21}}$. 在动量平衡情况下,

$$n_1 q E = \frac{n_1 m_1^* v_1}{\bar{\tau}_{m1}} + \frac{n_2 m_1^* v_1}{\bar{\tau}_{21}}. \quad (17)$$

$\bar{\tau}_{m1}$ 和 $\bar{\tau}_{21}$ 分别代表中心能谷的谷内和谷际平均动量弛豫时间, v_1 是中心能谷电子漂移速度.

令

$$v_1 = \mu_1 E, \quad (18)$$

$$\mu_0 = \frac{q}{m_1^*} \bar{\tau}_{m1}. \quad (18a)$$

由(17)式

$$\mu_1 = \mu_0 \left\{ 1 + \frac{\bar{\tau}_{m1} n_2}{\bar{\tau}_{21} n_1} \right\}^{-1}. \quad (19)$$

μ_0 代表不考虑谷际散射时中心能谷电子迁移率, 是电子温度 T_e 的函数. 比较(10)式和(18)式后给出

$$\bar{\tau}_{m1} = -\frac{2}{3} \frac{\int \epsilon \tau_{m1} \frac{\partial f_{01}}{\partial \epsilon} d^3 p}{\int f_{01} d^3 p}. \quad (20)$$

同理, $\bar{\tau}_{21}$ 可定义为

$$\bar{\tau}_{21} = -\frac{2}{3} \frac{\int \epsilon \tau_{21} \frac{\partial f_{01}}{\partial \epsilon} d^3 p}{\int f_{01} d^3 p}. \quad (21)$$

f_{01} 是中心能谷的电子分布函数. 假设 f_{01} 为温度 T_e 下的麦克斯韦分布, 则

$$\mu_0 = \frac{4q}{3\sqrt{\pi} m_1^*} \int_0^\infty \tau_{m1} \eta^{3/2} \exp(-\eta) d\eta. \quad (22)$$

η 是引入的无量纲变量,

$$\eta = \epsilon/kT_e.$$

弛豫时间 τ_{m1} 和 τ_{21} 可以用 Conwell^[3] 描述的方法进行计算. 假设中心能谷的散射机构主要是极性光学模散射, 在 $T_e > \Theta_D$ 的条件下, τ_{m1} 可以写为

$$\tau_{m1} = \frac{(2m_1^* \hbar \omega_l)^{1/2}}{q E_0} \frac{e^{\chi_0} - 1}{e^{\chi_0} + 1} \chi^{1/2}. \quad (23)$$

χ, χ_0 是引入的无量纲变量,

$$\chi = \epsilon/\hbar \omega_l, \quad \chi_0 = \hbar \omega_0/kT_e.$$

$\hbar \omega_l, \hbar \omega_0$ 分别表示纵向声子和光学声子的能量, 通常取 $\hbar \omega_l = \hbar \omega_0$, E_0 是与极性光学模耦合的强度. 可以看出, 中心能谷的能量弛豫时间随 $\epsilon^{1/2}$ 而增加, 这与两次碰撞之间的平均自由时间稍有不同.

利用同样方法,谷际动量弛豫时间可写为

$$\tau_{21}^{-1} = \frac{(m_1^*/m_2^{(3)})^{3/2}}{\chi_{\Delta}^{1/2}\tau_0} [(\chi + \chi_1)^{1/2} + e^{\chi_{12}}(\chi - \chi_1)^{1/2}]. \quad (24)$$

χ_{Δ} , χ_1 以及 χ_{12} 是引入的无量纲变量.

$$\chi_{\Delta} \equiv \varepsilon_0/\hbar\omega_1, \quad \chi_1 \equiv \hbar\omega_{12}/\hbar\omega_1, \quad \chi_{12} \equiv \hbar\omega_{12}/kT_0.$$

$\hbar\omega_{12}$ 是发生从中心能谷到上能谷的谷际跃迁时所需要的声子能量,一般取为 $0.8\hbar\omega_1$, 相当于布里渊区边缘处的纵向光学频率.

$$\tau_0^{-1} = \frac{D_{12}^2(m_2^{(3)})^{3/2}\varepsilon_0^{1/2}}{2^{1/2}\pi\hbar^3\rho\omega_{12}} \frac{1}{e^{\chi_{12}} - 1}. \quad (25)$$

$m_2^{(3)}$ 是等效上能谷的电子有效质量, D_{12} 是从中心能谷散射到等效能谷的相互作用常数, ρ 是质量密度, ω_{12} 是从中心能谷到上能谷跃迁所需要的角频率.

图 1 是根据(20), (21)式绘出的 $\bar{\tau}_{m1}$, $\bar{\tau}_{21}$ 随电子温度 T_e 的变化曲线. 可以看到, $\bar{\tau}_{m1}$ 与 $\bar{\tau}_{21}$ 之比在发生谷际跃迁的温度下 ($\sim 3000\text{K}$) 变化较小, 温度在 $2800\text{--}3200\text{K}$, $\bar{\tau}_{m1}/\bar{\tau}_{21}$ 在 $0.22\text{--}0.25$ 之间. 为了与 Monte Carlo 计算机模拟的结果一致, 在电子漂移速度的计算中选 $\bar{\tau}_{m1}/\bar{\tau}_{21} = 0.2$. 计算中所用的各参量数值如表 1 所示.

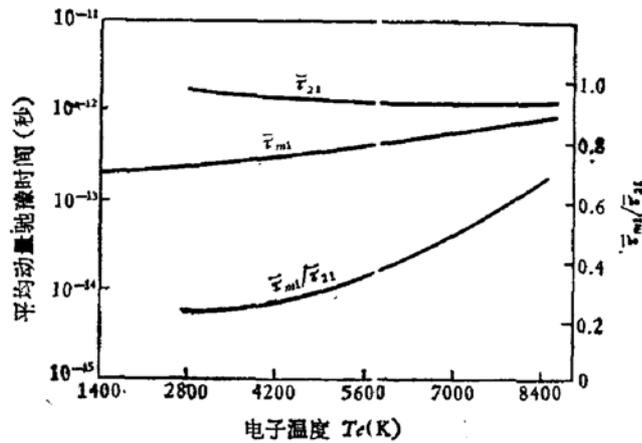


图 1 中心能谷的谷内平均动量弛豫时间 $\bar{\tau}_{m1}$ 和谷际平均动量弛豫时间 $\bar{\tau}_{21}$ 随电子温度 T_e 的变化

表 1 计算所用的 GaAs 材料的参数

参 数	数 值	参 数	数 值
m_1^*	$0.07m_0$	E_0	6.95kV/cm
$m_2^{(3)}$	$1.26m_0$	ω_{12}	$0.8\omega_1$
$\hbar\omega_1$	0.036eV	ρ	5.31克/厘米^3
ε_0	0.36eV	D_{12}	$5 \times 10^8\text{eV/cm}$
m_2^*	$0.42m_0$	m_0	自由电子质量

图 2 表示 $\bar{\tau}_{m1}/\bar{\tau}_{21}$ 的取值对电子漂移速度空间分布特性的影响.

下面解(8)式. 解(8)式可获得电子温度 T_e 与电子渡越距离的关系.

由前面的讨论可知,在较宽的能量范围内,上能谷的电子处于晶格温度 T_0 , 只有中心

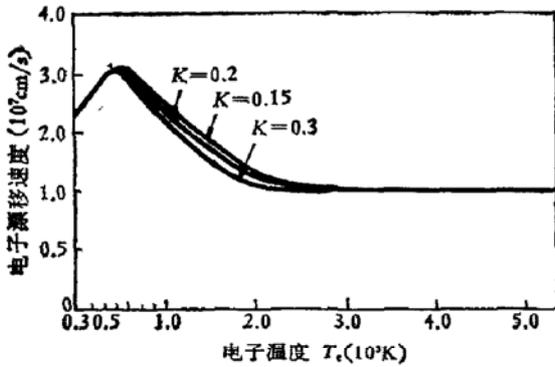


图2 $\bar{v}_{m1}/\bar{v}_{21}$ 对电子漂移速度空间分布的影响. $E = 5\text{kV/cm}$, $K = \bar{v}_{m1}/\bar{v}_{21}$

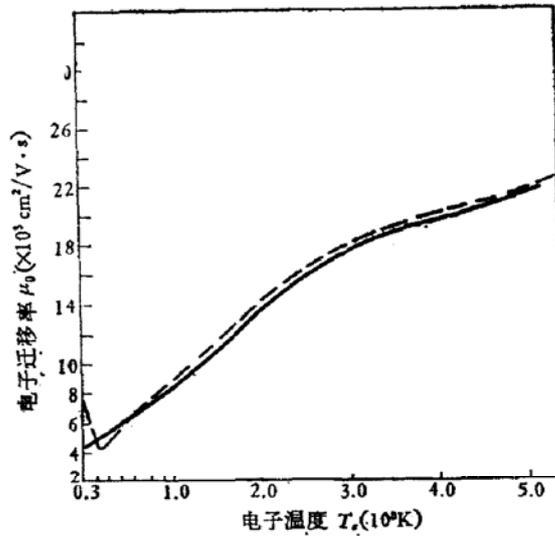


图3 (28)式与(29)式的比较——表示温度 T_e 下的麦克斯韦分布(28)式, ——表示温度 T_e 下的位移麦克斯韦分布(29)式

能谷的电子才是热电子。因此,解(8)式时只需考虑中心能谷的情况。忽略电子温度梯度对 v_1 的贡献,(8)式可化为

$$\frac{dT_e}{dx} + \frac{T_0}{\delta(T_e)} \frac{B(T_e)}{(kT_0/q)E} = \frac{T_0 E}{\delta(T_e)(kT_0/q)} \quad (26)$$

对于平均能量损失率 $B(T_e)$, Conwell^[3] 已作过计算,在假设分布函数具有温度 T_e 下的麦克斯韦分布的条件下,他的表达式为

$$B(T_e) = \left(\frac{2k\Theta_D}{\pi m_1^*} \right)^{1/2} qE_0 \frac{e^{(\chi_0 - \chi_c)} - 1}{e^{\chi_0} - 1} \chi_c^{1/2} e^{\chi_c/2} K_0(\chi_c/2) \quad (27)$$

χ_c 是引入的无量纲变量, $\chi_c = \hbar\omega_c/kT_e$, K_0 是第二类变型贝塞尔函数。分布函数为温度 T_e 下的麦克斯韦分布时,由(12)式和(23)式, $\delta(T_e)$ 与 T_e 无关,取 $\delta(T_e) = 2$ 。再由(23)式和表1给出的数值,(22)式可化为

$$\mu_0 \approx 260T_e^{1/2} \quad (28)$$

(28)式表明,不考虑上能谷影响时,中心能谷电子迁移率随电子温度增加而增加。如果假设电子分布函数为位移麦克斯韦分布,则 μ_0 的表达式为^[3]

$$\mu_0 = \frac{3(2\pi k\Theta_D/m_1^*)^{1/2} (e^{\chi_0} - 1)}{2E_0 \chi_c^{3/2} e^{\chi_c/2}} \cdot [(e^{\chi_0 - \chi_c} - 1)K_0(\chi_c/2) + (e^{\chi_0 - \chi_c} + 1)K_1(\chi_c/2)]^{-1} \quad (29)$$

图3表示(28)式和(29)式的比较,可以看出, $T_e > \Theta_D$ 后,(28)式和(29)式的数值十分接近,这说明在这个能量范围,弛豫时间近似带来的误差甚小,分布函数可以假设为温度 T_e 下的麦克斯韦分布。很显然,(28)式比(29)式简单。

直接解(26)式是困难的,可以用 Huang^[1] 描述的方法,先将 $B(T_e)/q\mu_0$ 通过一分式函数

$$f(T_e) = \frac{c_1 T_e^2 + d_1 T_e + e_1}{T_e^2 + a_1 T_e + b_1}$$

进行拟合,确定出因子 a_1, b_1, c_1, d_1 以及 e_1 ,再将 $f(T_e)$ 代入(26)式求积分,可得到 T_e 的隐

解为

$$\frac{T_0}{2(kT_0/q)E}x + \text{常数} = \frac{T_e}{A} - \left(\frac{B - a_1A}{2A^2}\right) \ln(AT_e^2 + BT_e + C) + \left(b_1 + \frac{B^2 - 2AC - a_1AB}{2A^2}\right) G(T_e), \quad (30a)$$

其中

$$G(T_e) = \frac{2}{(4AC - B^2)^{1/2}} \tan^{-1} \left[\frac{2AT_e + B}{(4AC - B^2)^{1/2}} \right], \quad B^2 - 4AC < 0$$

或者

$$G(T_e) = \frac{1}{(B^2 - 4AC)^{1/2}} \ln \left[\frac{2AT_e + B - (B^2 - 4AC)^{1/2}}{2AT_e + B + (B^2 - 4AC)^{1/2}} \right], \quad B^2 - 4AC > 0. \quad (30b)$$

其中, $A = E^2 - c_1$, $B = a_1E^2 - d_1$, $C = b_1E^2 - c_1$. 积分常数由 $x = 0$ 处初始条件 $T_e = T_0 = 300\text{K}$ 确定.

$$a_1 = 1.27 \times 10^3, \quad b_1 = 4.07 \times 10^5, \quad c_1 = 3.95 \times 10^5, \\ d_1 = 4.49 \times 10^{10}, \quad e_1 = -1.35 \times 10^{13}.$$

由(13)–(19)式,电子漂移速度为

$$v(T_e) = \mu_0 E \left\{ \left[1 + \frac{\bar{\tau}_{m1} n_2}{\bar{\tau}_{21} n_1} \right]^{-1} + \frac{\mu_2 n_2}{\mu_0 n_1} \right\} / \left(1 + \frac{n_2}{n_1} \right). \quad (31)$$

利用简单的迭代程序,由(30)和(31)式可以给出电子温度和电子漂移速度的空间分布,如图4所示.

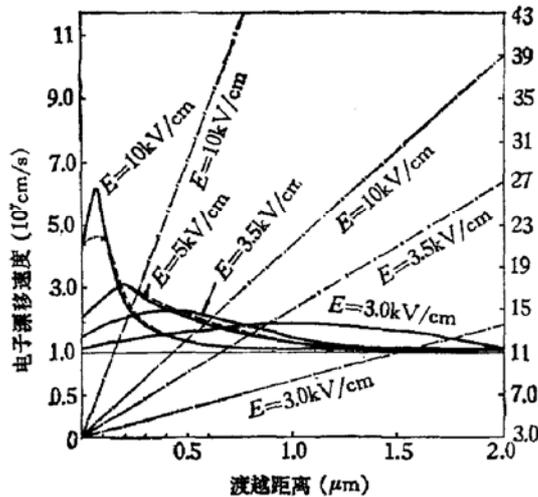


图4 电子漂移速度与电子渡越距离的关系
——电子漂移速度——电子漂移速度的 Monte Carlo 法数据^[2]---电子温度

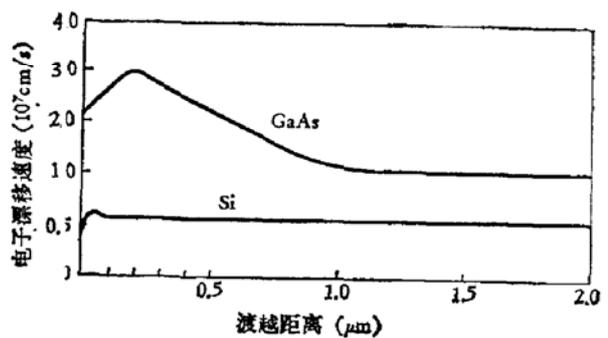


图5 GaAs 和 Si 的速度特性比较
 $E = 5\text{kV/cm}$, Si 的数据取自[1]

由图4可看到: ①电子温度随电子渡越距离的增长线性升高; ②当电场超过 3.5kV/cm 后, 电子漂移速度会冲过平衡值, 然后再降低到平衡值, 即发生速度过冲现象. 这是可以理解的, 因为当 $E < E_c$ (出现速度峰的电场) 时, 电子保持在迁移率高的中心能谷, 当 $E > E_c$ 时, 部分电子跃迁到上能谷, 在这个能谷电子迁移率低, 电场一定时速度较低.

如果电场突然从低于 E_c 跳变到大于 E_c , 则电子从中心能谷转移到上能谷之前要经过大约 1 微微秒的时间(谷际转移时间), 在这段时间内, 电子保持在高迁移率状态, 能在高电场中获得高的速度. 因此, 可以认为 GaAs 中的速度过冲主要是由于谷际散射造成的. 从这点来看, GaAs 样品中的速度过冲一定比 Si 中显著, 因为 Si 中谷际散射(等效能谷间)比 GaAs 中弱得多, 图 5 证实了这一点; ③速度过冲所维持的距离依赖于样品中的电场; ④样品长度越短, 速度过冲效应越显著, 例如, 电场为 10kV/cm, 样品长度为 $2\mu\text{m}$ 时, 速度过冲维持的距离只占样品长度的 20%, 当样品长度减为 $1\mu\text{m}$ 时, 在同样的电场下, 速度过冲维持的距离占样品长度的 40%, 样品长度继续减为 $0.5\mu\text{m}$, 在整个样品内几乎不会出现速度饱和现象, 由这一点可以预料, 速度过冲有可能使短栅 MOS FET 的特性有重要改进.

对图 4 中的曲线在 300—6000K 范围内使用拟合技术, 可以给出两个简单关系式,

$$v(x) = \frac{ax^2 + bx + c}{x^2 + dx + e} \quad (32)$$

$$T_c(x) = T_0(1 + hx) \quad (33)$$

$v(x)$ 是电子漂移速度, 以 10^7cm/s 为单位, x 是位置坐标, 以微米为单位, T_0 是晶格温度 (300K), a, b, c, d, e 以及 h 是依赖于电场的拟合因子, 表 2 给出了某些电场下, 这些因子的数值.

表 2 拟 合 因 子

因子 电场 (kV/cm)	a	b	c	d	e	h
3.5	0.719	-0.256	0.51	-0.608	0.32	3.698
5	0.871	-0.031	0.1733	-0.2638	0.077	6.077
10	1.0442	-0.1394	0.0565	-0.1286	0.0458	17.5169
20	1.1829	-0.0915	0.0241	-0.0577	0.0027	37.61
30	1.3311	-0.0758	0.0168	-0.0385	0.0012	57.125
40	1.3515	-0.0517	0.0116	-0.027	6.47×10^{-4}	76.4978
50	1.478	-5.37×10^{-2}	9.53×10^{-3}	-0.0219	4.24×10^{-4}	95.814
60	1.5852	-5.127×10^{-2}	7.97×10^{-3}	-1.829×10^{-2}	2.953×10^{-4}	115.1
70	1.6552	-4.15×10^{-2}	6.522×10^{-3}	-1.514×10^{-2}	2.07×10^{-4}	134.37
80	1.8733	-5.834×10^{-2}	6.226×10^{-3}	-1.415×10^{-2}	1.73×10^{-4}	153.63
90	2.2359	-9.087×10^{-2}	6.383×10^{-3}	-1.408×10^{-2}	1.576×10^{-4}	172.888
100	1.9594	-4.59×10^{-2}	4.548×10^{-3}	-1.068×10^{-2}	1.01×10^{-4}	192.138
110	2.0582	-0.0496	4.79×10^{-3}	-0.0104	9.68×10^{-5}	211.39
120	2.2099	-0.0637	5.02×10^{-3}	-0.0105	9.3×10^{-5}	230.6
130	2.3358	-0.0684	4.85×10^{-3}	-0.01	8.3×10^{-5}	249.93
140	2.43	-0.0646	4.46×10^{-3}	-0.0092	7.08×10^{-5}	269.12
150	2.5172	-0.0618	4.1×10^{-3}	-0.0084	6.06×10^{-5}	288.36

(32), (33)式以及表2,很方便地给出了在 GaAs 样品中电子漂移速度和电子温度的瞬态特性. 将(33)式代入(28), (19)式,可以给出电子迁移率的瞬态特性,

$$\mu_0 \approx 4500(1 + hx)^{1/2}, \quad (34)$$

$$\mu_1 \approx \frac{4500(1 + hx)^{1/2}}{1 + 10 \exp\left(-\frac{14}{1 + hx}\right)} \quad (35)$$

图6表示 μ_0 , μ_1 以及 μ 随渡越距离的变化情况. 不考虑上能谷影响时, 电子迁移率随着电子渡越距离的增加而上升, 这正是没有考虑谷际散射的结果. 考虑到上能谷影响时, 电子迁移率随渡越距离上升到一定程度后转而下降, 这显然是谷际散射所致.

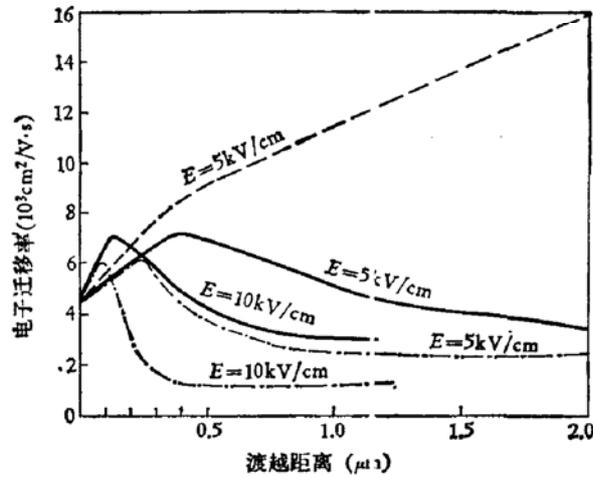


图6 电子迁移率与渡越距离的关系
 ——不考虑上能谷影响时中心能谷电子迁移率(μ_0)——考虑上能谷影响时中心能谷电子迁移率(μ_1)——两能谷平均电子迁移率(μ)

四、结 论

根据前面分析,可以得出几个有意义的结论:

- ① GaAs 中的速度过冲主要是由谷际散射引起的;
- ② 速度过冲所维持的距离取决于电场;
- ③ 样品长度愈短,速度过冲愈显著,在短沟道 GaAs MOS FET 的分析中应该考虑速度过冲效应.

本工作得到我院毛钧业教授的直接指导,并得到中国科学院的李惕碚先生和东北工学院王惠德先生的热情帮助,在此表示感谢.

参 考 文 献

- [1] R. S. Huang and P. H. Ladbroke, *J. Appl. Phys.*, 48, 4791 (1977).
- [2] J. G. Ruch, *IEEE Trans. Electron Dev.*, 5, 652 (1972).
- [3] Conwell, E. M., *High Field Transport in Semiconductors Solid-State Physics*, Edited by F. Seitz, (1967).

An Analysis of Velocity Overshoot Effect in GaAs

Feng Yukun

(Chengdu Institute of Radio Engineering)

Abstract

An analysis of velocity overshoot effect in GaAs has been developed by means of the Boltzmann transport equations and the two-temperature electron transfer model. The results are in good agreement with the results of the Monte Carlo Technique. The relations between the drift velocity and temperature of electrons and the transit distance of electrons have been given by the method of curve fitting.