

Gunn 器件中掺杂梯度引起的 静止畴的计算机模拟*

王守武 潘国雄 王重云
(中国科学院半导体研究所)

提 要

本文对 Gunn 器件中掺杂梯度引起的静止畴进行计算机模拟。在器件的阳极端的掺杂存在一定的递增梯度的情况下,静止畴可能产生两种方式:当扩散系数为常数时,畴在阴极形成,朝阳极渡越,最后静止于阳极,即渡越式的静止畴;当扩散系数与电场有某种一定的依赖关系时,畴可能在阳极成核、生长并静止于阳极,即非渡越式的静止畴。两者都导致一静态负阻特性,但电流波形不同。

从计算中归纳出掺杂梯度引起的静止畴的普遍特征: a) 在靠近阳极一侧边缘处的扩散速度等于或大于漂移速度的二分之一, b) 畴区内电子浓度分布趋于平坦。

计算中发现,当偏置电压高达一定值时,静止畴将转变为渡越畴。分析了这种转变的原因。并得出转变电压与均匀掺杂区的杂质浓度,阳极端的掺杂梯度及阴极端的凹口大小有关。

一、引 言

自从 1963 年 Gunn 器件问世以后,人们关心的一个问题是,在 Gunn 器件中,高场畴能否静止在某一位置上。若高场畴能静止,则 Gunn 器件将具有双稳态开关特性及静态微分负阻特性,于是 Gunn 器件将能应用在快速开关电路,数字逻辑电路以及放大电路中,这就扩大了 Gunn 器件的应用范围。但是,早在 1954 年 Shockley^[1] 曾提出,在具有均匀横截面及负微分迁移率的半导体器件两端不可能得到静态微分负阻。后来, Kroemer^[2] 在忽略扩散作用的情况下,将 Shockley 的这一论点推广到任意的几何形状及任意的杂质分布的普遍情形。这样一来,似乎在 Gunn 器件中不可能存在畴的静止问题。然而,1971 年 Thim^[3] 从实验上观察到临界掺杂的 Gunn 器件具有双稳态开关特性,接着他在理论上作了计算分析^[4],认为这是由于阳极俘获一积累层畴。此后,在文献中所看到的所谓“阳极俘获畴”的概念就渊源于此。关于这种阳极俘获畴的计算机模拟已有不少报道^[5, 9, 13, 15]。另外,1971 年 Hauge^[5] 从理论上指出,当扩散系数与电场有关,且在高于阈值的电场区中扩散系数的微商 $D'(E)$ 接近于临界值 $\epsilon v_0 / en_0$ (v_0 为均匀电场区中载流子的平均速度) 时,材料表现出静态负阻特性。

Thim 的发现,促进了人们对高场畴的行为的新领域,即畴的静止问题开展深入的研究。现在看来,就物理机理较清楚而言,实现畴静止有两个途径,即几何效应引起的静止

* 1979 年 11 月 15 日收到。

畴和掺杂梯度引起的静止畴。1972年 Tomizama^[6] 对掺杂浓度均匀,横截面在阳极端有一扩展区的器件模型进行了计算机模拟,计算结果得出,高场畴渡越到几何扩展区时将静止下来。同年, Tateno^[7] 制作了阳极有扩展区的器件,得到了静态负阻及电流从峰值下降到谷值后,稳定在谷值的实验结果,证实了几何效应引起的静止畴的存在。1973年 Murayama^[4] 以及 1974年 Colquhoun^[22] 对具有均匀横截面,但在阳极端有一递增的掺杂梯度的器件模型进行了计算机模拟,发现高场畴渡越到杂质递增区时就静止于这一区中。然而,他们都是在较低的偏置电压、且器件端电压恒定的情况下,对一种掺杂浓度进行计算机模拟的。

我们在较宽的偏压范围及掺杂浓度范围,不同的掺杂梯度及掺杂凹口的情况下,对掺杂梯度引起的静止畴进行计算机模拟,发现只有当阳极端递增的杂质梯度大于一定值时,高场畴才能静止;对于扩散系数为常数的情形,高场畴在阴极形成,朝阳极渡越,最后静止于阳极;对于扩散系数与电场有某种一定的依赖关系的情形,高场畴直接在阳极形成、生长并静止于阳极。我们从大量的计算结果中归纳出静止畴的普遍特征,并认为这些特征是畴静止的标志和判据。

更值得注意的是,计算机模拟得到了一个新的结果,即当偏置电压升高到一定值时,静止畴将转变为渡越畴。我们通过计算结果分析了这种转变发生的条件。计算还得出发生这种转变所需的偏置电压(我们把它称为畴动偏压,并以 V_{BM} 表示)与均匀掺杂区中的杂质浓度、阳极端的掺杂梯度及阴极端的掺杂凹口的关系。

二、器件模型及计算公式

1. 器件模型

计算所使用的器件模型如图 1 所示,它具有均匀的横截面,在距离阳极接触 L_a 处,掺杂浓度朝阳极端线性增加。在阴极端设有一个掺杂凹口,其宽度为 L_c ,深度为 D_c 。通常在器件工艺中,在制作电极时,由于作为电极的低阻区的杂质向有源区扩散有限深度,造成电极附近存在一定的递增的掺杂梯度,这是完全可能的,因此这样的器件模型是具有实际意义的。在我们的计算中,所取的参数是:均匀掺杂区的杂质浓度为 $2 \times 10^{15} - 6 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$,阳极端的掺杂梯度为 $1 \times 10^{15} - 1.2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}/\mu\text{m}$, $L_a = 2 \mu\text{m}$, $L = 20 \mu\text{m}$, $L_c = 0.5 - 1.1 \mu\text{m}$, $D_c = 10\% - 20\%$ 。

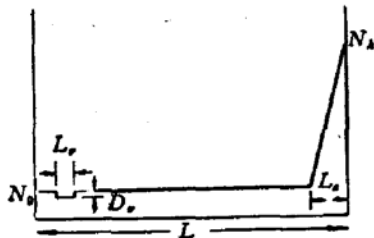


图 1 器件模型

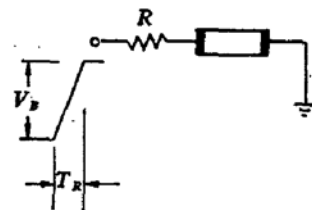


图 2 器件的工作电路

2. 器件的工作电路

器件的工作电路如图 2 所示。为了与实际的器件工作状况相接近,我们考虑有一限

流电阻 R 与器件相串联, 这有别于文献 [12], [14] 中器件端电压恒定的情形, 考虑到实际的偏置电压均具有一定的上升边, 也考虑到我们所使用的差分方法的要求, 偏置电压 V_B 需经过一定的上升时间 T_R 后才达到稳定值. 计算中 R 取值 50Ω , T_R 取值 $5 \times 10^{-11} - 10^{-10}\text{sec}$, $V_B = 10 - 90\text{V}$.

3. 计算公式

计算中使用的公式为:

泊松方程:

$$\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = c(n - N_0). \quad (1)$$

连续方程:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} \left(n v_n - D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right). \quad (2)$$

电流公式:

$$Q = c n v_n - c D_n \frac{\partial n}{\partial x} + \epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (3)$$

其中 N_0 ——掺杂浓度, n ——电子浓度, v_n ——电子速度, D_n ——电子扩散系数, c ——电子电荷.

我们采用下面的速度-电场特性曲线的拟合公式:

$$v_n = A E \frac{1 + B \left(\frac{E}{E_0}\right)^3}{1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^4}. \quad (4)$$

其中常数 $A = 0.75 \times 10^4 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, $B = 0.315$, $E_0 = 3516$, 电场 E 的单位为 V/cm .

在考虑扩散系数不是常数的计算中, 对扩散系数与电场的关系, 我们以 Ruch-Kino^[10] 给出的实验曲线为依据, 找出它的拟合公式如下:

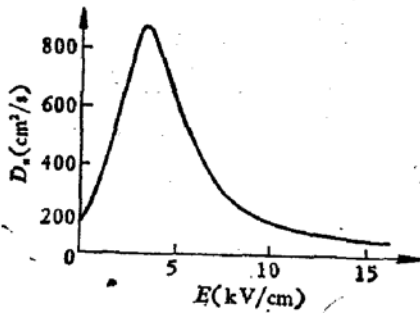


图3 $D_n \sim E$ 曲线

$$D_n = \frac{D_0}{1 + \frac{E}{P}} + C E^{1.5} \frac{1 + G \left(\frac{E}{F_0}\right)^2}{1 + \left(\frac{E}{F_0}\right)^5}. \quad (5)$$

其中 $D_0 = 200 \text{cm}^2/\text{s}$, $P = 40$, $C = 160$, $G = 0.01$, $F_0 = 4$.

电场的单位为 KV/cm , 此公式给出的 $D_n \sim E$ 曲线如图 3 所示, 基本上与 Ruch-Kino 的实验结果相接近.

4. 边界条件的处理

关于边界条件的处理, 我们采用浅 Schottky 势垒的欧姆接触模型. 所谓浅 Schottky 势垒的欧姆接触是认为接触处存在一很低的势垒, 其高度一般小于 $0.15 \sim 0.20 \text{eV}$, 因此接触势垒对载流子流动没有明显的阻挡作用, 所以可以认为是欧姆接触. 这样的模型对于一般 Gunn 器件是合理的, 因为 Gunn 器件的电极接触通常采用 $N^+ - N$ 接触, 或合金

金属与半导体的接触两种,对于 N^+-N 接触来说,可计算出其接触处的势垒高度(即费米能级之差)小于 0.2eV . 对于金属-半导体欧姆接触电极,当掺杂浓度 $N_0 = 2 \times 10^{15} - 6 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$ 时,它既然具有欧姆特性,其势垒是不会大的. 如果金属-半导体欧姆接触电极属于隧道穿透机构,用浅 Schottky 势垒对它进行模拟来作为数值计算的模型也是允许的. 于是,通过阴极接触的电子电流可利用 Richardson-Schottky 公式

$$J_c = Am^*T^2e^{-B/kT}(e^{\beta/E_c} - 1). \quad (6)$$

其中 $A = 120\text{A}/(\text{cm} \cdot \text{k})^2$ ——Richardson 常数,

m^* ——电子有效质量与自由电子质量之比,

B ——有效的接触势垒高度,取值 0.1eV ,

β ——反映镜像力的作用,其值为 3.79×10^{-4} ,

E_c ——接触处的电场,

T ——接触处的绝对温度.

三、计算方法

1. 计算机模拟的方法

我们采用显式法,在一定的初始条件及边界条件下解差分方程. 显式法使用灵活、少局限性. 但是,对空间网格点的间距 Δx 及时间步长 Δt 有相当严格的要求,才能满足计算中的稳定性,故需耗费较多的机时.

2. 时间步长及空间格点间距的推导

决定空间格点间距 Δx 的条件是要使两个邻近格点上电子浓度的差别远小于那里的本身的电子浓度. 我们假设在很短距离 Δx 范围内,电子处于准平衡状态下,则电子的分布与静电势 ϕ 的关系可以近似地用下式表示:

$$n = n_0 e^{e\phi/kT}. \quad (7)$$

将上式代入泊松方程(1)可得

$$\frac{kT}{e} \frac{\partial^2 \ln n}{\partial x^2} = \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} (n - N_0). \quad (8)$$

上式的一次积分为:

$$\frac{1}{n} \frac{dn}{dx} = \sqrt{\frac{e^2 N_0}{\epsilon\epsilon_0 kT}} \cdot \sqrt{2 \left(\frac{n}{N_0} - \ln \frac{n}{N_0} - 1 \right)}. \quad (9)$$

把 dn/dx 写成差分形式 $\Delta n/\Delta x$, 则得

$$\frac{\Delta n}{n} = \sqrt{\frac{e^2 N_0}{\epsilon\epsilon_0 kT}} \sqrt{2 \left(\frac{n}{N_0} - \ln \frac{n}{N_0} - 1 \right)} \cdot \Delta x. \quad (10)$$

如果我们要求 $\Delta n/n \ll 1$, 则得

$$\Delta x \ll \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 kT}{e^2 N_0}} \frac{1}{\sqrt{2 \left(\frac{n}{N_0} - \ln \frac{n}{N_0} - 1 \right)}}. \quad (11)$$

在一般情况下,如果 n 与 N_0 差别不太大,则

$$\frac{1}{\sqrt{2\left(\frac{n}{N_0} - \ln \frac{n}{N_0} - 1\right)}} \geq 1, \quad (12)$$

所以上述条件可以简单写成

$$\Delta x \ll \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 kT}{c^2 N_0}} = L_D. \quad (13)$$

其中 L_D 为材料的 Debye 长度.

如果 n 远大于 N_0 , 则对 Δx 的要求应改为

$$\Delta x \ll \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 kT}{c^2 n}}. \quad (14)$$

决定时间步长 Δt 的条件是要求在 Δt 时间内, 每一点电子浓度的变化远小于那里原来存在的空间电荷浓度. 现在我们考虑电子浓度在空间分布上基本不变的情况, 则由(2)式得

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n \frac{\partial V_n}{\partial E} \frac{\partial E}{\partial x} = -n\mu_n \frac{e}{\epsilon\epsilon_0} (n - N_0). \quad (15)$$

把上式写成差分方程得

$$\left| \frac{\Delta n}{n - N_0} \right| = \frac{en|\mu_n|}{\epsilon\epsilon_0} \Delta t \ll 1. \quad (16)$$

故得

$$\Delta t \ll \frac{\epsilon\epsilon_0}{en|\mu_n|} = \tau_r. \quad (17)$$

其中 τ_r 为材料的介电弛豫时间. 考虑到非负微分迁移率区为电中性, $(n - N_0)$ 为零, 因此需要考虑负微分迁移率区, $\mu(E)$ 应由最大的负微分迁移率的绝对值来决定, 一般取值 $2000\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$.

至此我们得知, 时间步长受到材料的介电弛豫时间的限制, 空间格点间距受到材料的 Debye 长度限制.

根据我们在计算中所取的参数范围, Δx 应取值 $5 \times 10^{-6}\text{cm}$, 即在 $20\mu\text{m}$ 的有源区内, 分成 400 个格点. Δt 应取值 $5 \times 10^{-14}\text{sec}$. 对应着瞬在 $20\mu\text{m}$ 的有源区内渡越 0.2ns , 用这样的步长要计算 4000 步.

3. 计算步骤

计算模拟中所用的具体方法采用 S. P. Yu^[11] 等人提出的方法, 我们作了一些改进. 其具体的计算步骤如下:

将基本方程(1)–(3)进行规格化, 可以写成

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = n(x) - N_0(x). \quad (18)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial(nv_c)}{\partial x}. \quad (19)$$

$$Q = nv_c + \frac{\partial E}{\partial t}. \quad (20)$$

$$nv_c = nv_f - D_n \frac{\partial n}{\partial x}. \quad (21)$$

式中规格化后的参数与原先参数的关系如下:

原先参数	→	规格化后参数
$\frac{eL^2}{\epsilon\epsilon_0} n$	→	n
$\frac{D_n}{v_s L}$	→	D_n
$\frac{v_n}{v_s}$	→	v_f
EL	→	E
$\frac{L^2}{\epsilon\epsilon_0 v_s} Q$	→	Q
$\frac{x}{L}$	→	x
$\frac{v_s t}{L}$	→	t

其中 v_s 为电子的饱和速度, L 为器件长度, Q 为电流密度.

设 V_k 为外加偏压值, 则得

$$V_k = AQR + \int_0^1 E dx. \quad (22)$$

其中 A 为器件的截面积, R 为规格化的串联电阻值, 它为原先串联电阻值乘规格化因子

$$\epsilon\epsilon_0 \frac{v_s}{L^2}.$$

将 (22) 式对时间求偏微商, 再利用 (20) 式, 不难得到:

$$AR \frac{dQ}{dt} + Q = \frac{dV_k}{dt} + \int_0^1 nv_c dx. \quad (23)$$

具体计算时, 假设 i 时刻的电子浓度 n^i 和器件的端电压 V_k^i 为已知, 将式 (18) 写成差分形式, 并令 $l = 1/\Delta x$ 则得

$$l^2 [\phi_{i+1}^i - 2\phi_i^i + \phi_{i-1}^i] = [n - N_0]^i,$$

或

$$\phi_{i+1}^i - 2\phi_i^i + \phi_{i-1}^i = \frac{1}{l^2} [n^i - N_0] = a_i^i \quad i = 1, 2, \dots, l-1. \quad (24)$$

同时有边界条件

$$\begin{cases} \phi_0^i = 0, \\ \phi_l^i = V_k^i. \end{cases}$$

引入中间变量

$$c_i^i = \frac{i}{1+i} (c_{i-1}^i - a_i^i) \quad i = 1, 2, \dots, l-1. \quad (25)$$

则有

$$\phi_i^j = \frac{i}{1+i} \phi_{i+1}^j + e_i^j \quad i = l-1, \dots, 1, 0. \quad (26)$$

因为 $e_0^j = 0$, 从式 (25) 可以使 i 由小到大求得 e_i^j , 再因 $\phi_l^j = V_T^j$, 从式 (26) 可以使 i 由大到小求得 ϕ_i^j .

从 ϕ_i^j 可以求出 E_i^j , 利用下式:

$$E_i^j = \frac{I}{2} (\phi_{i-1}^j - \phi_{i+1}^j) \quad i = 1, 2, \dots, l-1, \quad (27)$$

有了 E_i^j , 可由 (4), (5) 式求出 v_{ei}^j, D_{ni}^j .

将式 (19), (21) 化为差分方程, 并令 $J = \frac{1}{\Delta t}$, 得到求 n 的公式为:

$$n_i^{j+1} = n_i^j - \frac{I}{J} (n_i^j v_{ei}^j - n_{i-1}^j v_{ei-1}^j) \quad i = 2, 3, \dots, l. \quad (28)$$

其中

$$v_{ei}^j = v_{ei}^j - \frac{I}{2} D_{ni}^j \frac{n_{i+1}^j - n_{i-1}^j}{n_i^j}. \quad (29)$$

为了求通过器件的电流密度, 可将式 (23) 写成差分形式:

$$\begin{aligned} ARJ(Q^{j+1} - Q^j) + Q^{j+1} \\ = J(V_k^{j+1} - V_k^j) + \frac{1}{I} \sum_{i=1}^l n_i^{j+1} v_{ei}^j, \end{aligned}$$

或

$$\begin{aligned} Q^{j+1}(1 + JAR) = J(V_k^{j+1} - J(V_k^j - ARQ^j) \\ + \frac{1}{I} \sum_{i=1}^l n_i^{j+1} v_{ei}^j. \end{aligned} \quad (30)$$

但因

$$V_k^j - ARQ^j = V_T^j,$$

故得

$$Q^{j+1} = \frac{1}{1 + JAR} \left(J(V_k^{j+1} - J V_T^j + \frac{1}{I} \sum_{i=1}^l n_i^{j+1} v_{ei}^j) \right). \quad (31)$$

从上式求得 Q^{j+1} 后, 可由下式求得下一步的器件端电压

$$V_T^{j+1} = V_k^{j+1} - ARQ^{j+1}. \quad (32)$$

至此, 完成了一类(一个 Δt) 的计算, 再由新求得的 n_i^{j+1}, V_T^{j+1} 作为初值, 按上述步骤求出下一个 Δt 的各格点上的各种参数, 如此重复, 直到所需的时间为止.

四、计算结果

我们对扩散系数取常数值及考虑 D_n 与电场有某种一定的依赖关系的两种情形分别进行了计算.

1. 掺杂梯度小的情形

当阳极端的掺杂梯度较小时, 畴将不能静止. 图 4 示出在这种情况下器件内电场分布随时间的变化, 它表明了高场畴在器件中渡越的情形. 由于饱和速度 v_s 为 $0.84 \times$

$10^7 \text{cm}^2/\text{s}$, 有源区为 $20 \mu\text{m}$ 时, 畴的渡越时间约为 0.24ns . 当 $t = 0.26 \text{ns}$ 时, 新的畴又在阴极成长到稳定状态. 由图还可见, 在阳极附近, 电场逐渐递减, 这是由于那里有线性递增的掺杂梯度.

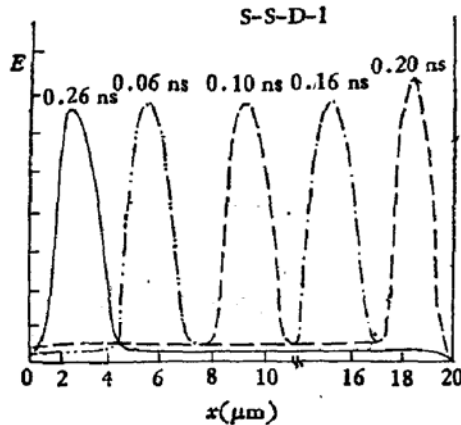


图 4 电场分布随时间的变化

$$N_0 = 6 \times 10^{13} \text{cm}^{-3} \quad L_0 = 0.6 \mu\text{m} \\ N_A = 1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3} \quad V_B = 10 \text{V}$$

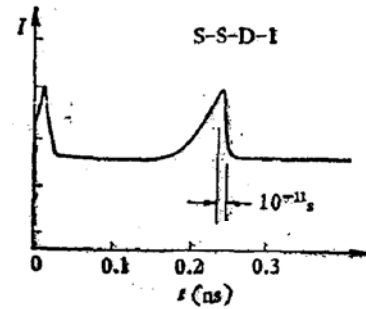


图 5 电流波形

$$N_0 = 6 \times 10^{13} \text{cm}^{-3} \quad L_0 = 0.6 \mu\text{m} \\ N_A = 1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3} \quad V_B = 10 \text{V}$$

图 5 示出其电流波形, 它是与一般 Gunn 器件相类似的振荡波形. 它与一般渡越畴的电流波形的差别在于电流峰值左边的电流变化比较缓慢, 反映了畴消失的时间较长, 这是由于阳极端的掺杂梯度所造成的. 电流从峰值降到谷值所需的时间为畴生长的时间, 计算得到的电流波形表明畴生长时间约为 10^{-11}s , 这与其它分析的结果相一致.

2. 渡越式的静止畴

我们取扩散系数 D_n 为常数, 且令它等于 $200 \text{cm}^2/\text{s}$. 在掺杂凹口的 $L_0 = 0.6 \mu\text{m}$, $D_n = 10\%$ 的情况下, 当掺杂梯度大于 $6 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}/\mu\text{m}$, 就一定得到畴的静止, 而且高场畴是从阴极产生, 朝阳极渡越, 到达阳极后静止于阳极, 我们称之为渡越式的静止畴. 图 6 所示出的器件内部电场分布随时间的变化清楚表明了上述情形. 高场畴在渡越过程中是稳定的. 当高场畴到达阳极附近后, 它将变窄, 畴内峰值电场有所增加. 因为这时高场畴已部份地进入掺杂递增区, 畴区的平均掺杂浓度增加. 另外畴外电场也有所增加, 这是因为在畴渡越时, 畴尾部的电子浓度是大于畴外电子浓度的, 而这里的位移电流是负的 (与电子的传导电流相反), 当畴到达阳极附近而慢下来的时候, 尾部的电子浓度趋向平坦, 而位移电流趋向于零, 这就使总电流有所增加, 因此要求畴外电场也有所增加. 计算还表明, 当掺杂均匀区的杂质浓度较低时, 畴外电场的增加较多. 当掺杂梯度较小时, 畴外电场的增加较小. 值得注意的是: 在高场畴达到稳定之前, 尽管它稍向阳极移动, 但其宽度并不进一步变窄, 同时畴内峰值电场也不进一步提高. 相反, 峰值电场却稍有降低, 使畴外电场进一步增加.

器件内电势分布随时间的变化示于图 7. 其中直线对应于器件端电压为 3.6V , 它低于阈值电压 6.4V , 这时没有高场畴的存在, 电势在器件内呈线性分布. 高场畴存在时, 电势分布出现跃升, 电势跃升区即为高场畴所在的位置. 跃升区随时间朝阳极移动, 对应着畴向阳极渡越的过程. 高场畴存在时的电势分布的计算结果与电容探针及扫描电子显微

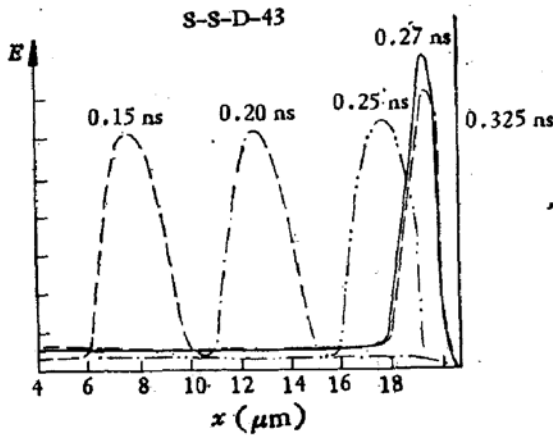


图 6 电场分布随时间的变化
 $N_0 = 2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ $L_p = 1 \mu\text{m}$
 $N_A = 1.4 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ $V_B = 10 \text{V}$

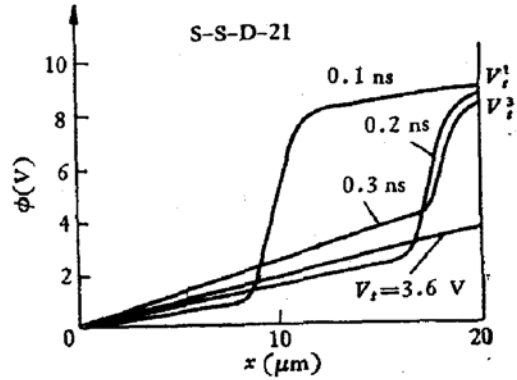


图 7 电势分布随时间的变化
 $N_0 = 2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ $L_p = 0.6 \mu\text{m}$
 $N_A = 2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ $V_B = 10 \text{V}$

镜观测到的电势分布是一致的。从图中还看到，高场畴渡越到阳极并静止于阳极的过程中，器件端电压由 V_1 减少到 V_2 ，这是因为高场畴静止时，器件电流有所增加，于是限流电阻上的压降增加，使得器件端电压下降。

图 8 示出畴电压及畴的过剩电压随时间的变化，它们随时间增加而减少，是由于畴静止时，畴外电场的增加所引起的。

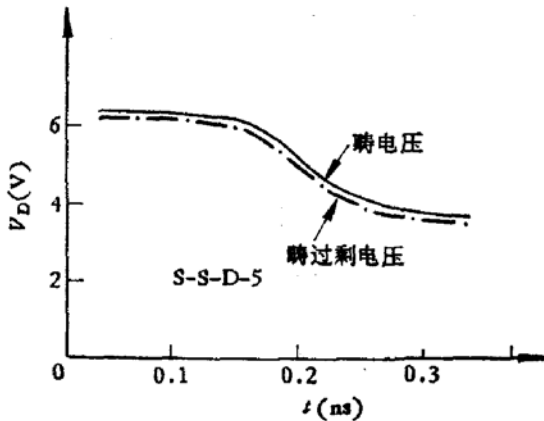


图 8 畴电压随时间的变化
 $N_0 = 6 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ $L_p = 0.6 \mu\text{m}$
 $N_A = 3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ $V_B = 60 \text{V}$

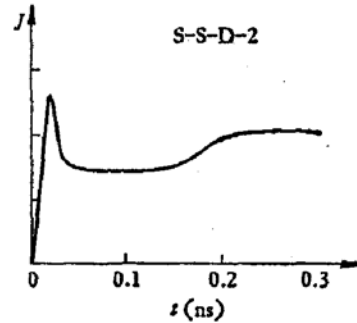


图 9 电流波形
 $N_0 = 6 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ $L_p = 0.6 \mu\text{m}$
 $N_A = 3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ $V_B = 90 \text{V}$

电流随时间的变化示于图 9，从图中看出，在高场畴在阴极产生，然后渡越到阳极并静止于阳极的过程中，通过器件的电流从电流峰值下降到谷值，在谷值保持一段与渡越时间相当的时间后，又开始缓慢地回升，最后达到稳定值。它与文献 [7] 中观测到的电流波形相类似，而且这也和前面所述的畴外电场逐步回升到稳定值是相对应的。由图可见，峰值电流与稳定电流之比为 1.31，电流落差约为 24%。从前面提到的畴外电场与均匀掺杂浓度及阳极端掺杂梯度的关系来看，为了得到较大的电流峰谷比，器件有较高的掺杂浓度及较小的掺杂梯度是比较适宜的。然而掺杂浓度高，对器件的功耗不利。而掺杂梯度较

小,则对静止畴的产生和稳定都是不利的。对静上畴的产生不利已在前面提及,对畴的稳定不利将在下面谈到。

图 10 示出高场畴在渡越状态及静止时,畴区内的电场分布,电子浓度分布以及空间电荷分布。在畴渡越过程中,畴区中的电子分布很不平坦。但当它达到阳极并静止于阳极时,畴内电子分布趋于平坦状态,而且其浓度远高于均匀掺杂区的杂质浓度。这里电子的速度接近饱和速度,而稳定时没有位移电流,因此流过器件中的总电流必须增加,所以要求畴外电场也增加,这就是畴到达阳极端静止时,畴外电场提高的原因。当均匀掺杂区的杂质浓度较低时,只有当畴外电场提高更多才能满足畴内电流增加的需要,当阳极端的

掺杂梯度较小时,畴渡越时的畴外电场较高,当畴尾部的位移电流趋向于零时,要求畴外电场提高的量少些。这就说明了前面提到的,当掺杂浓度小时,畴外电场提高较多,而当掺杂梯度较小时,畴外电场提高较小的计算结果。

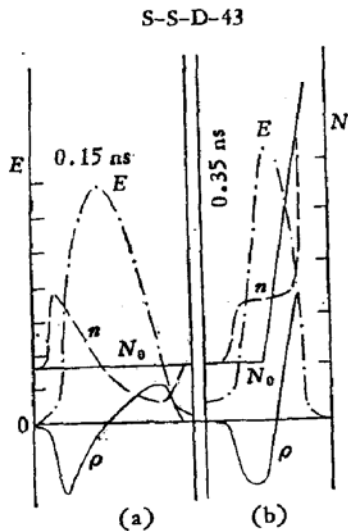


图 10 畴区的空间电荷分布
 $N_0 = 2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ $L_0 = 1 \mu\text{m}$
 $N_h = 1.4 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ $V_B = 10 \text{V}$

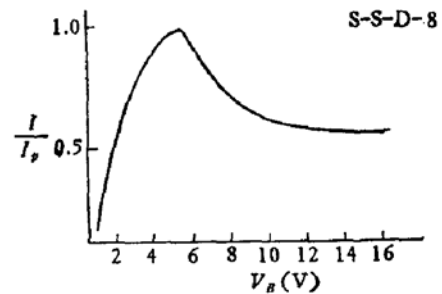


图 11 $I \sim V$ 曲线
 $N_0 = 6 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ $L_0 = 0.6 \mu\text{m}$
 $N_h = 3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ $V_B = 40 \text{V}$

将通过器件的电流用峰值电流来规格化,规格化之值与器件端电压的关系示于图 11,它清楚表明器件两端存在着电压控制的静态负阻特性,这也与文献 [7] 中实验观测的结果相一致。

图 12 示出畴在渡越过程中与静止时,畴电压与器件端电压的关系,它们之间的直线关系说明,当器件端电压增加时,畴全部吸收所增加的电压,而没有把电压分配到畴外区。

我们将不同的偏置电压下,高场畴在渡越状态及静止状态中的畴外电场 E_R ,畴宽 d 及畴内峰值电场 E_p 的计算值列于表 1 中,可以看到,畴宽及畴内峰值电场随偏置电压升高而增加,但畴外电场几乎不随偏置电压升高而变化。正如前面所提到的,器件端电压的增加,只增加畴的电压,而不分配给畴外区,使畴外电场几乎保持不变。

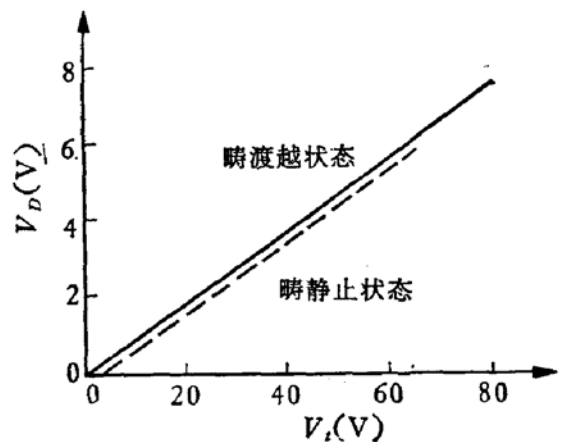


图 12 畴电压与器件端电压的关系

表 1

状态	参数	偏压 (V)			
		S-S-D-2 10	S-S-D-3 20	S-S-D-8 40	S-S-D-9 60
渡 越	$E_R(\text{V/cm})$	1300	1213	1235	1239
	$d(\mu\text{m})$	2.6	4.4	5.0	8.0
	$E_P(\text{kV/cm})$	33	55	68	110
静 止	$E_R(\text{V/cm})$	1904	1908	1904	1912
	$d(\mu\text{m})$	1.4	2.6	4.0	5.0
	$E_P(\text{kV/cm})$	41	87	145	188

3. 非渡越式的静止畴

考虑扩散系数与电场有关的情形,在计算中用式(5)来描述它们的关系。计算机模拟的结果得出,高场畴直接在阳极端成核,生长、最后静止于阳极,我们称这样的静止畴为非渡越式的静止畴。图 13 示出 $N_0 = 2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 的器件内电场分布随时间的变化,它表明了非渡越式静止畴的形成过程。当畴稳定时,畴宽为 $2.4 \mu\text{m}$,畴外电场为 1870V/cm ,畴内峰值电场为 40.1KV/cm 。

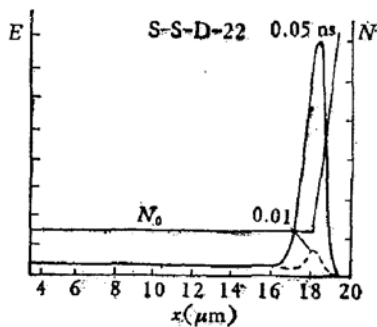


图 13 电场分布随时间的变化

$$N_0 = 2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3} \quad L_v = 0.6 \mu\text{m}$$

$$N_A = 2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3} \quad V_B = 10 \text{V}$$

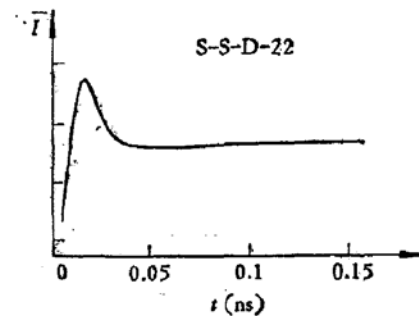


图 14 电流波形

$$N_0 = 2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3} \quad L_v = 0.6 \mu\text{m}$$

$$N_A = 2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3} \quad V_B = 10 \text{V}$$

非渡越式的静止畴所给出的电流波形示于图 14。与图 9 所示的电流波形相比,它没有电流谷值的回升过程。当电流从峰值下降到谷值后,就一直稳定在谷值。这是由于高场畴是直接于阳极成核生长的,所以当它达到稳定时,高场畴一直没有移动,畴尾部没有负位移电流的变化,因此也没有畴外电场的增加。由此得出,电流有回升与无回升是两种不同方式的静止畴在器件外特性上表现出的差别,而这种不同的器件外特性又反映了器件内静止畴不同的形成方式。图 14 给出的电流峰谷比 $I_p/I_v = 15.2$, 电流落差约为 34%。

图 15 示出器件的阳极附近电势分布随时间的变化。

4. 静止畴向渡越畴的转变

在有关掺杂梯度引起的静止畴的计算机模拟的有限文献中,计算机模拟所用的偏置

电压都接近于阈值, 偏置电压是比较低的. 我们在计算中, 在较宽的偏置电压范围进行计算, 结果发现当偏置电压高达一定值时, 畴将不再能静止于阳极, 这时畴渡越到阳极后, 将在阳极消失, 新的畴在阴极形成, 出现通常的 Gunn 渡越畴. 由此可见, 在较高的偏置电压下, 静止畴将转变为渡越畴. 这是我们的计算工作中得出的新结论.

图 16 示出对于 $N_0 = 2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$, 掺杂凹口 $L_v = 1 \mu\text{m}$, $D_v = 10\%$ 的器件在 $V_B = 50\text{V}$ 时, 器件内电场分布随时间的变化, 这时静止畴已转变为渡越畴. 表 1 列出的数据对应的器件参数为 $N_0 = 6 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$, 掺杂凹口 $L_v = 0.6 \mu\text{m}$, $D_v = 10\%$. 表中的数据表明, 在偏置电压为 60V 时, 高场畴仍能静止于阳极. 而当偏置电压升高到 90V 时, 静止畴已转变为渡越畴. 计算得的相应的电流波形示于图 17.

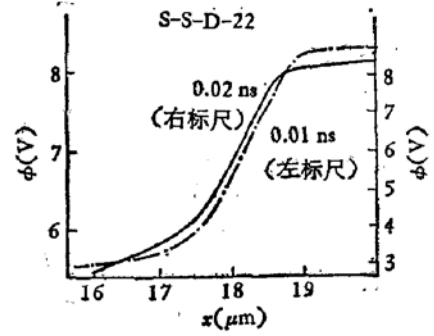


图 15 电势分布随时间的变化

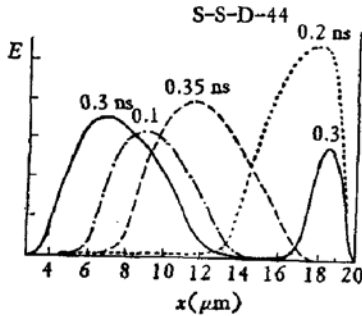


图 16 电场分布随时间的变化
 $N_0 = 2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ $L_v = 1 \mu\text{m}$
 $N_A = 1.4 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ $V_B = 50\text{V}$

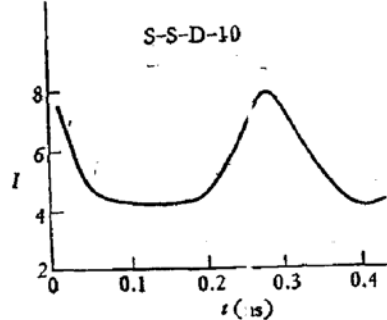


图 17 电流波形

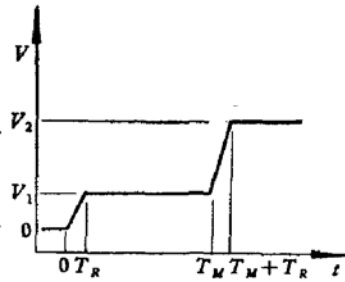


图 18 偏置电压波形

我们曾用如图 18 所示的偏置电压波形进行计算, 在时间 t 小于 T_M 时, 器件偏置电压为 $V_1 = 10\text{V}$, 畴静止于阳极. 在时间 t 大于 $(T_M + T_R)$ 时, 器件偏置电压升高到 $V_2 = 30\text{V}$, 静止畴就能转变为渡越畴.

将静止畴转变为渡越畴所对应的偏置电压称为畴动偏压, 并用 V_{BM} 表示. 在计算中发现, 畴动偏压与均匀区的掺杂浓度 N_0 , 阳极端的掺杂梯度 G_s , 以及阴极端的掺杂凹口的大小有一定的关系. 当掺杂浓度较低时, 畴动偏压较小; 掺杂凹口 L_v 愈大, D_v 愈深, 则畴动偏压愈低. 所以, 掺杂梯度较小时, 对静止畴的稳定是不利的, 而且当器件内掺杂浓度起伏较大时, 对静止畴的产生与稳定都是不利的.

五、讨 论

下面我们就几个问题进行讨论

1. 静止畴靠近阳极一侧的边缘处, 扩散速度等于或大于漂移速度的一半

我们知道, 粒子流是由粒子的漂移流与粒子的扩散流组成, 可由下式示出

$$nv_c = nv_f - D_n \frac{\partial n}{\partial x} = n \left(v_f - \frac{1}{n} D_n \frac{\partial n}{\partial x} \right) = n(v_f - v_D)$$

其中 $v_D = \frac{1}{n} D_n \frac{\partial n}{\partial x}$ 反映了扩散作用的速度,叫它扩散速度. v_c 为反映粒子传导作用的速度,叫它传导速度. 我们将静止畴区内电子的漂移速度、扩散速度和传导速度的分布示于图 19. 图中平行于纵轴的虚线为畴的两侧边缘. 我们规定电场值 E 等于阈值电场 E_{th} 的位置为畴的边缘. 由图 19 看出,静止畴靠近阳极一侧的边缘处,扩散速度 v_D 大于漂移速度的一半,扩散速度大于传导速度. 这是掺杂梯度引起的静止畴的一个普遍特征. 因此可以说,静止畴的存在,是扩散作用处于支配地位,起着重要作用的结果. 在这里,扩散作用能起重要作用又是由于较大的掺杂梯度所造成的.

2. 静止畴内电子浓度分布接近于平坦状态

在偏置电压大于畴动偏压及小于畴动偏压的两种情况下,我们将阳极端的电子浓度分布及电场分布示于图 20 及图 21 中,从图 21 可以看到畴静止时,畴区的电子浓度分布接近于平坦状态,而且在偏置电压小于畴动偏压时,畴内电子浓度平坦区的电子浓度与偏压无关,这从表 2 中列出的数据可以看到. 表中 \bar{N} 即是平坦区的电子浓度值. 因此得出结论,畴静止时,畴内电子浓度分布接近于平坦状态. 这是掺杂梯度引起的静止畴的第二

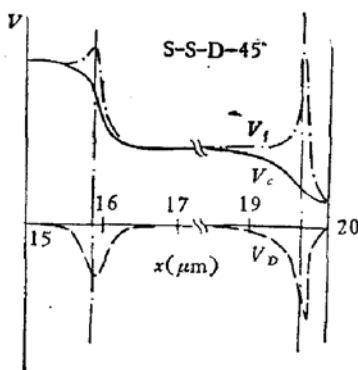


图 19 畴区内电子的漂移速度、扩散速度及传导速度的分布
 $N_0 = 2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ $L_v = 0.6 \mu\text{m}$
 $N_A = 1.4 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ $V_B = 20 \text{V}$

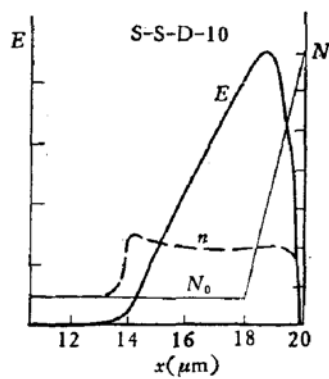


图 20 畴区内的电子浓度及电场的分布
 $N_0 = 6 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ $L_v = 0.6 \mu\text{m}$
 $N_A = 3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ $V_B = 90 \text{V}$

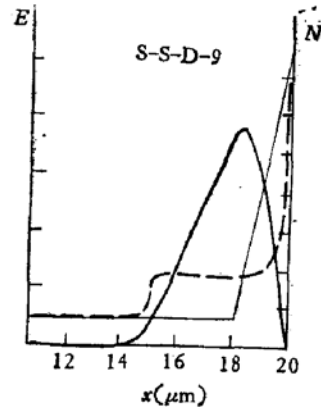


图 21 畴区内的电子浓度及电场的分布
 $N_0 = 6 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ $L_v = 0.6 \mu\text{m}$
 $N_A = 3 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ $V_B = 60 \text{V}$

表 2

$V_B(\text{V})$	\bar{N}	N^*	$L^*(\mu\text{m})$
10	0.58×10^4	1.13×10^4	19.15
20	0.576×10^4	1.39×10^4	19.53
30	0.573×10^4	1.55×10^4	19.75
40	0.575×10^4	1.64×10^4	19.88
60	0.574×10^4	1.72×10^4	~20.00

个普遍特征.

我们作下面的分析也能得到上述结论. 在畴区内,电场都很高,电子速度在很大区域内接近饱和速度. 在畴静止的情况下,没有位移电流,于是有下面的关系式

$$en v_i - e D_n \frac{\partial n}{\partial x} = en_0 E_0 \mu_0. \tag{33}$$

其中 v_s 为电子饱和速度, n_0 , E_0 , μ_0 为畴外区的电子浓度, 电场强度及电子迁移率. 上式右边为一常数. 此式的普遍解为

$$n = \frac{n_0 E_0 \mu_0}{v_s} + A e^{\frac{v_s}{D_n} x} \quad (34)$$

其中 A 为任意常数. 由于 $v_s/D_n \approx 10^5 \text{cm}^{-1}$, 即 x 变化 $0.1 \mu\text{m}$ 时, 后面指数项的值将增大 2.7 倍. 如果 $A \neq 0$, 这种 n 值的急剧变化在较大区域内是不可能实现的, 因此要求 A 取值为零, 则有

$$n = \frac{n_0 E_0 \mu_0}{v_s} \quad (35)$$

即畴区电子浓度为一常数值, 这常数值基本上与偏置电压无关.

3. 静止畴转变为渡越畴的转变条件

计算中得到静止畴在较高的偏压下转变为渡越畴的结果. 人们自然会问, 为什么会发生这种转变? 在什么条件下才能发生这种转变? 表 2 中的 N^* 及 L^* 表示畴静止后, 电子浓度分布曲线与杂质递增区的掺杂浓度曲线的交点对应的电子浓度值及该点在有源区中对应的位置. 从表 2 可见, 随着偏置电压的增加, L^* 越来越靠近阳极接触, 畴的边缘也越来越接近阳极接触. 当偏置电压提高到临近静止畴转变为渡越畴时, L^* 到达阳极接触处, 畴的边缘也到达了阳极接触. 对比一下图 10(b) 与图 21 就更清楚地看到这种情况. 在图 10(b) 中, 因偏置电压低于畴动偏压, 电子分布曲线与掺杂浓度分布曲线的交点远离阳极接触, 高场畴的边缘也远离阳极接触. 而在图 21 中, 由于偏置电压已临近于畴动偏压, 两曲线的交点及高场畴的边缘都已到达阳极接触. 在这种情况下, 如果进一步提高偏置电压时, 高场畴的边缘将进入阳极接触, 畴开始消失过程, 有源区的畴外部份的电场逐渐提高. 当阴极的掺杂凹口处的电场升高到阈值时, 新的高场畴将在阴极产生. 于是, 静止畴就转变为渡越畴. 所以, 转变的条件就是偏置电压提高到使高场畴的边缘到达阳极接触.

4. 畴动偏压与掺杂浓度、掺杂梯度及掺杂凹口大小的关系:

表 3 示出畴动偏压与这三个参数之间的关系. 前面我们讨论了静止畴转变为渡越畴的转变条件之后, 就可以对表 3 中所列的关系进行分析. 在阳极端的掺杂梯度 G_s 及阴极

表 3

固定参数	变动参数	畴动偏压 $V_{BM}(V)$
$G_s = 6 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}/\mu\text{m}$ $L_0 = 0.6 \mu\text{m}$ $D_0 = 10\%$	$N_0 = 6 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$	> 60
	$N_0 = 2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$	< 50
$N_0 = 2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ $L_0 = 0.6 \mu\text{m}$ $D_0 = 10\%$	$G_s = 6 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}/\mu\text{m}$	< 30
	$G_s = 1.2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}/\mu\text{m}$	> 30
$N_0 = 2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ $G_s = 6 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}/\mu\text{m}$ $D_0 = 10\%$	$L_0 = 0.6 \mu\text{m}$	> 30
	$L_0 = 1.1 \mu\text{m}$	< 30

端的凹口大小 L_s, D_s 固定不变的情况下, 当掺杂浓度较低时, 一方面是由于畴宽随偏置电压升高而加宽较快, 使得在较低的偏置电压下畴的边缘就到达阳极接触; 另一方面, 畴在阳极静止时, 畴外电场升高到较大的值, 更容易达到阈值, 使得静止畴容易转变为渡越畴, 因此畴动偏压较低. 在均匀区的掺杂浓度 N_0 及 L_s, D_s 固定不变的情况下, 当阳极端的掺杂梯度较大时(如 $G_s = 1.2 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}/\mu\text{m}$), 畴动偏压较高(大于 30V), 因为 G_s 较大时, 随着偏压的升高, 畴向阳极接触靠拢得比较缓慢, 因而此时的畴动偏压较高, 反之畴动偏压则较低. 在 N_0 及 G_s 固定不变的情况下, L_s 大, 即器件有源区内掺杂浓度的起伏较严重, 则畴动偏压较低.

六、结 束 语

从上述的计算机模拟结果得出如下结论:

- 1, 在均匀掺杂区的杂质浓度为 $2 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 到 $6 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 的范围内, 掺杂梯度大于 $6 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}/\mu\text{m}$ 时才能获得静止畴.
- 2, 掺杂梯度引起的静止畴分为渡越式的静止畴和非渡越式的静止畴二种方式, 其电流波形有所不同. 前者电流经过回升才达到稳定值, 后者无电流回升.
- 3, 畴在阳极端静止时, 畴区存在两个普遍特征: a) 静止畴靠近阳极一侧的边缘处, 扩散速度等于或大于漂移速度的一半. b) 静止畴内的电子分布近于平坦, $\partial n/\partial x \approx 0$.
- 4, 静止畴器件要得到较大的电流峰谷比, 掺杂浓度应大些, 而掺杂梯度应小些. 在同样的器件参数与偏置条件下, 非渡越式的静止畴的电流峰谷比大于渡越式的静止畴.
- 5, 当偏置电压升高到一定值时, 静止畴将转变为渡越畴. 转变的条件是电子分布曲线与掺杂曲线的交点及高场畴的边缘移到阳极接触处.
- 6, 静止畴转变为渡越畴的畴动偏压与均匀掺杂区的杂质浓度、阳极端的掺杂梯度及阴极端的掺杂凹口大小有关.

在以上计算结果中, 静止畴转变为渡越畴已得到实验的初步证实^[4]. 由于实验工作是利用现成的夹层 Gunn 器件观测的, 其掺杂梯度大小不能准确知道, 所以有关畴动偏压与掺杂梯度的关系还无法验证. 实验中有些样品在远低于计算所用的偏置电压下发生静止畴向渡越畴的转变, 这也许是因为样品中掺杂浓度起伏较大, 相当于掺杂凹口较大较深, 使得畴动偏压大大降低的原因.

在目前的文献中, 尚未看到有人有意识地制备阳极端存在掺杂梯度的样品, 并对这样的样品进行观测.

本文的计算工作使用了北京市计算中心及科学院计算中心的 TQ-16 计算机, 特此向他们表示感谢.

参 考 文 献

- [1] Shockley, W., *BSTT*, **33**, 799(1954).
- [2] Kroemer, H., *PIEEE*, **58**, 1844(1970).
- [3] Thim, H., *Electron. Lett.*, **7**, 10(1971).
- [4] Thim, H., *PIEEE*, **59**, 1285(1971).
- [5] Pauge, P. S., *IEEE Trans.*, **ED-18**, 390(1971).

- [6] Tomizawa, K., *IEEE Trans.*, ED-19, 1279(1972).
- [7] Tateno, H., *PIEEE*, 60, 919(1972).
- [8] Jeppesen, P., *IEEE Trans.*, ED-23, 1028(1976).
- [9] Atohou, I. G., *PIEEE*, 64, 385(1976).
- [10] Buch, J. G., Kino, G. S., *Phys. Rev.*, 174, 921(1969).
- [11] Yu, S. P., *IEEE Trans.*, ED-22, 515(1975).
- [12] Colquhoun, A., *IEEE Trans.*, ED-21, 681(1974).
- [13] Masuda, M., *IEEE Trans.*, ED-25, 358(1978).
- [14] Murayama, K., *Jap. J. Appl. Phys.*, 12, 1931(1973).
- [15] Aishma, A., *IEEE Trans.*, ED-25, 640(1978).
- [16] 王守武, 郑一阳, “静止畴及畴雪崩的研究”, 未发表.
- [17] Thim, H. W., *J. Appl. Phys.*, 39, 3879(1968).

COMPUTER SIMULATION OF THE STATIONARY DOMAIN IN A GUNN DIODE WITH A POSITIVE DOPING GRADIENT NEAR THE ANODE

Wang Shouwu, Pan Guoxueng and Wang Chongyun
(*Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences*)

Abstract

Computer simulation of the stationary domain in a Gunn diode with a positive doping gradient near the anode was carried out. Two different kinds of stationary domain modes were obtained. When the diffusion coefficient of the electrons is assumed to be constant, the high-field domain is initiated at cathode and propagates through the active region and finally becomes stationary at the anode. If the diffusion coefficient is assumed to be dependent on the field of certain definite form, a high-field domain may nucleate and grow at anode where it becomes stationary. In both cases the device exhibits a static negative resistance at its terminals, whereas the current waveforms are different.

The results of the simulation show that the stationary domain generally has the following two features: a) At the edge of the domain near to the anode contact, the diffusion velocity is equal to, or greater than one half of the drift velocity. b) The distribution of the electron density is nearly flat in the most part of the domain.

The results of the simulation also show that after a stationary domain has been formed near the anode, further increase of the applied voltage over a certain threshold value will turn the stationary domain into a transit domain again. The critical condition of this turnover is analyzed, the results show that the threshold voltage depends on the doping concentration in the homogeneous doping region, the doping gradient at the anode and the size of the notch near the cathode.