

平面 Gunn 器件中静止畴的形成和转变

王守武 郑一阳 郁小林 潘国雄 张进昌

(中国科学院半导体研究所)

1982年11月2日收到

提 要

本文研究具有几何扩展结构的平面 Gunn 器件。实验上观察到静止畴的形成以及当外加电压升高时转变为渡越畴的现象,用计算机模拟研究也得到了上述过程。根据计算结果,讨论了影响静止畴的有关因素。本文指出,准静态时畴外电场的大小对静止畴的形成和转变具有关键的作用。还讨论了扩散作用对静止畴形成的影响。

一、引言

1971年 H. Thim 从实验上观察到,在 Gunn 器件中会产生静止的高场畴^[1]。1972年 Tateno 等在均匀掺杂但在有源区阳极侧具有几何扩展结构的 Gunn 器件中也观察到,高场畴会静止在几何扩展处^[2]。他们和 Tomizawa 一起用计算机模拟进行研究,也得到静止畴的结果^[3]。1974年报道了在平面 Gunn 器件中采用几何扩展结构实现了静止畴^[4]。静止畴的形成使 Gunn 器件得到一些新的特性,可望在高速开关电路和数字逻辑电路中得到应用。和夹层结构 Gunn 器件相比,平面 Gunn 器件在工艺上更容易实现形成静止畴的条件和要求,有利于实现平面集成,因此具有一定的实际意义。

1978年 A. Aishima 等在计算机模拟中发现,当外加电压升高时,静止畴会转变为渡越畴^[5]。王守武等在计算机模拟中也得到这一转变^[6],并在实验上观察到这一现象^[7]。这些现象都是在夹层器件中得到的,本文则对平面器件进行研究。首先从实验上观察了静止畴的形成和转变,然后用计算机模拟研究了这些过程。根据计算结果和分析,对平面 Gunn 器件中静止畴的形成和转变的机理进行了探讨,对影响上述过程的有关因素进行了研究。

二、实验观察和计算机模拟

实验采用的样品是有源区阳极侧具有几何扩展结构的平面 Gunn 器件。样品是在掺铬高阻半绝缘 GaAs 衬底上汽相外延生长一层厚约 $10\mu\text{m}$,掺杂浓度为 $2 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ 的 n 型 GaAs,蒸发 Au-Ge-Ni 合金,经烧结做成电极。图 1 是样品的几何图形,其中,有源区长 $90\mu\text{m}$,宽 $120\mu\text{m}$,在有源区阳极侧宽度扩展到 $310\mu\text{m}$ 。测量时,由电源提供重复频率为 1000Hz ,脉冲宽度为 20ns 的脉冲偏置电压,用 18GHz 的双通道取样示波器同时测量

外加电压和器件中的电流。图2、图3和图4是实验得到的照片。图中上支曲线为电压波形，下支曲线为电流波形。

图2是静止畴波形。从图中看到，当外加电压由0V起增加时，电流也相应升高，二者间大体服从欧姆定律。当电压继续升高时，有源区阴极附近局部区域的电场超过阈值，从而引起高场畴产生。因为GaAs具有负微分迁移率，高场畴将很快生长。由于畴吸收了外加电压，使得畴外电场下降，电流相应地迅速减小。后面计算表明，畴一边生长一边向阳极渡越。当畴到达几何扩展区后，要进行再调整过程，使电流有所升高，随后达到基本稳定状态，畴静止在几何扩展处。这种状态将一直持续到外加电压下降到低于维持电压时为止，这时不会产生微波电流振荡。

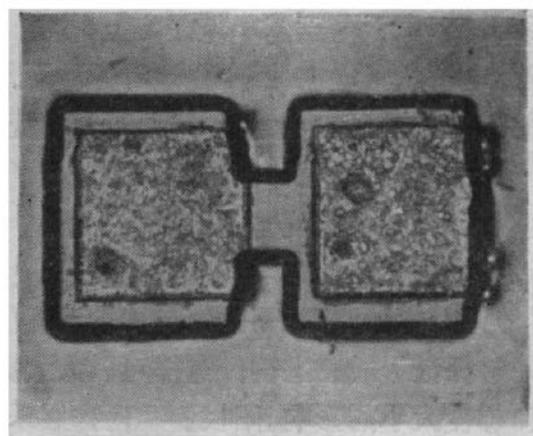


图1 样品的几何图形

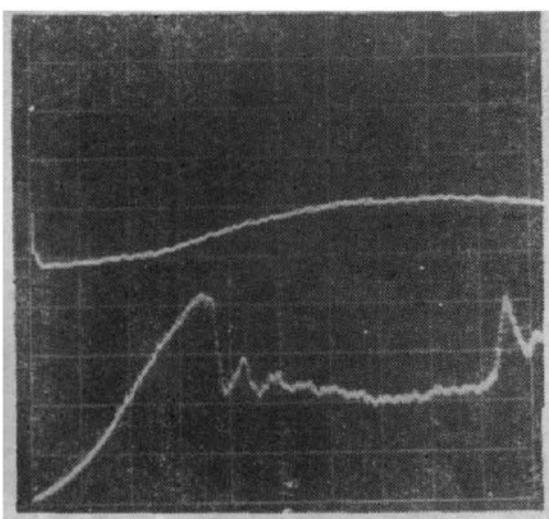


图2 静止畴波形

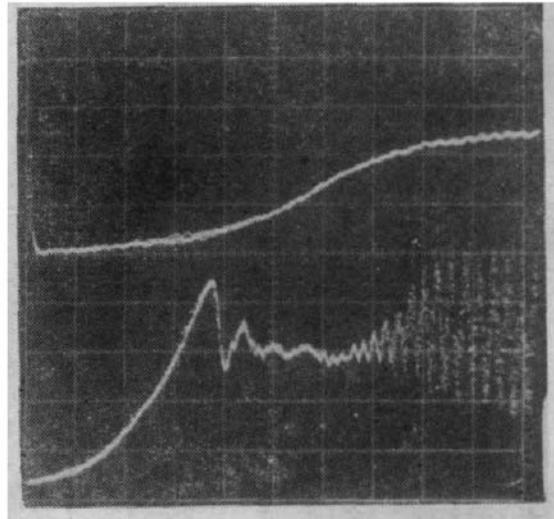


图3 转变后波形

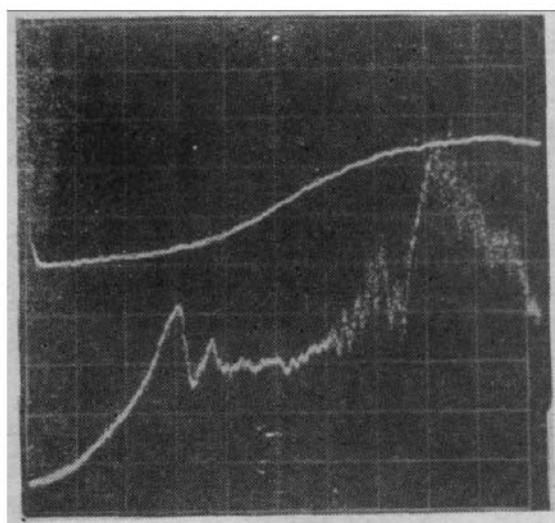


图4 雪崩时波形

X轴 $t = 2\text{ns}/\text{格}$ Y轴 上支: $V = 40\text{V}/\text{格}$ 下支: $I = 8\text{mA}/\text{格}$

从图中可以看出,最大电流约 34mA, 稳定状态电流约 18mA, 电流降落 47%。图 3 是外加电压升高时, 静止畴已转变为渡越畴, 这时出现通常的 Gunn 振荡。如果外加电压继续升高, 由于电压基本降在畴上, 使得畴不断扩展, 畴内峰值电场不断升高, 直到发生畴雪崩, 电流急骤增加, 图 4 是这时的波形。因为样品的有源区很长, 畴还没扩展到阴极附近的凹口处就已发生雪崩, 因此不会出现在短样品器件中的第二个静止区。

为了进一步研究上述现象, 进行了计算机模拟。计算中, 分别将几何截面 S 和电子浓度 n 以及掺杂浓度 n_0 的乘积用几何电子浓度 $N = nS$ 及几何掺杂浓度 $N_0 = n_0S$ 代替, 通过计算求出几何电子浓度的变化来研究畴的运动规律。

图 5 是计算采用的几何掺杂浓度的模型。模型中有源区尺寸远小于实际器件, 但已足够保证形成稳态畴。这样可以大大减少计算用机时而不影响研究静止畴。为了研究几何梯度大小的影响, 阳极侧几何扩展采用线性扩展的形式。阴极附近设有凹口, 在凹口处形成高阻区, 从而在这里激发畴的产生。

在考虑几何效应时, 所处理的是三维问题, 因此, 泊松方程和连续性方程为:

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{e}{\epsilon} (n - n_0),$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\nabla \cdot (n\vec{v}_f - D\nabla n).$$

其中, 电场强度 \vec{E} 和平均电子漂移速度 \vec{v}_f 为三维空间矢量。要精确求解这个问题是很复杂的。因此, 我们作了一些近似, 将三维问题化为准一维问题处理。考虑曲线坐标系中的一段管道, 如图 6 所示。 X 的方向与电场方向处处相同, 管道壁与电场平行, S_1 和 S_2 为相

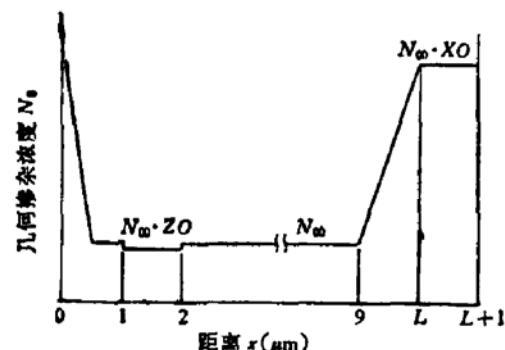


图 5 几何掺杂浓度模型

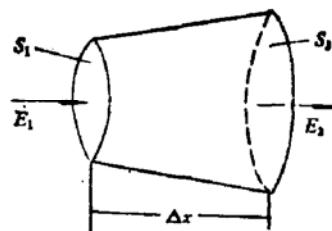


图 6 电流管道

邻 Δx 的垂直于 E_1 和 E_2 的两个端截面。由于几何截面变化, 每个端截面上各点的电场是不同的, 我们假设各处电场都等于中心处的值; 当几何截面变化不大时, 这个假设是可行的。另外, 假设各处 \vec{v}_f 和 ∇n 的方向均与电场方向相同。由散度定理可得到:

$$\int_V \nabla \cdot \vec{E} d\tau = \int_S \vec{E} \cdot \vec{d}\sigma.$$

上式左边是对管道的体积积分, 右边是对管道的表面积分。当 Δx 很小时, \vec{E} 和 S_1 与 S_2 垂直, 而和管道外壁平行, 同时 $\nabla \cdot \vec{E}$ 近似为常数, 因此可以得到:

$$(\nabla \cdot \vec{E}) \Delta x \cdot \left(\frac{S_1 + S_2}{2} \right) = E_2 S_2 - E_1 S_1.$$

当 $\Delta x \rightarrow 0$ 时, 上式成为:

$$S \nabla \cdot \vec{E} = \frac{\partial(ES)}{\partial x}.$$

这样, 前面的泊松方程成为:

$$\frac{\partial(ES)}{\partial x} = \frac{e}{\epsilon} (n - n_0) S.$$

根据同样的考虑, 连续性方程也可近似为:

$$S \frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} \left(S n v_f - S D \frac{\partial n}{\partial x} \right).$$

另外, 计算电流的公式为:

$$I = S \cdot \left(e n v_f - e D \frac{\partial n}{\partial x} + e \frac{\partial E}{\partial t} \right).$$

在上面三个公式中, n 和 n_0 为电子浓度和掺杂浓度, e 为电子电量, S 为几何截面面积, E 为电场强度, D 为扩散系数, v_f 为平均电子漂移速度, I 为电流强度, $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ 为材料的介电常数, 对于 GaAs 约为 1.1×10^{-12} 法拉/厘米.

在计算中, v_f-E 特性采用 Rich-Kino 所得曲线的拟合公式^[6]:

$$v_f(E) = A \cdot E \cdot \frac{1 + BF^3}{1 + F^4}.$$

式中, $A = 0.75 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{s} \cdot \text{V}$, $B = 0.315$, $F = \frac{E}{3516}$. 扩散系数采用不随电场变化的常数, $D = 200 \text{ cm}^2/\text{s}$. 为研究 $D-E$ 关系的影响, 也采用了 Fawcett-Ross 用 Monte-Carlo 方法计算得到的曲线的近似公式^[8], 在下式中, $P = \frac{E}{1000}$, D 的单位为 cm^2/s .

$$D(E) = \begin{cases} 248 & 0 \leq P < 1.8 \\ 320 - 72 \cdot (P - 2.8)^2 & 1.8 \leq P < 2.8 \\ -78.5 + 1.84P + \frac{1214}{P} & 2.8 \leq P < 25 \\ 16 & 25 \leq P \end{cases}$$

计算采用显示法, 在给定的初始条件和边界条件下解差分方程. 在每一时刻, 先给出端电压和几何电子浓度的值, 然后由基本方程出发求出各参数. 为保证计算的稳定性, 对时间步长 Δt 和空间步长 Δx 都有所要求. 根据分析得知, Δt 应小于材料的介电弛豫时间, Δx 应小于材料的介电弛豫长度, 本计算中采用 $\Delta x = 5 \times 10^{-6} \text{ cm}$, $\Delta t = 5 \times 10^{-14} \text{ s}$. 计算表明, 这样的步长是可行的.

计算时, 先将泊松方程变换为:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + P \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{e}{\epsilon} \left(\frac{N - N_0}{S} \right) = f.$$

式中, V 为空间各点电位, $P = \frac{1}{S} \frac{\partial S}{\partial x}$, 将 $x = x_i$ 点的差分近似代入, 得到差分方程组:

$$\alpha_i V_{i-1} - 4V_i + \beta V_{i+1} - 2(\Delta x)^2 f_i = A_i.$$

式中, $\alpha_i = (2 - P_i \Delta x)$, $\beta_i = (2 + P_i \Delta x)$. 这是一个线性方程组, 其系数矩阵是三对角线矩阵, 利用追赶法求解, 可得各点 V_i 的递推公式:

$$V_i = U_i V_{i+1} + W_i$$

$$U_i = -\frac{\beta_i}{(\alpha_i U_{i-1} - 4)}$$

$$W_i = \frac{(A_i - \alpha_i W_{i-1})}{(\alpha_i U_{i-1} - 4)}.$$

在边界上 $U(0) = W(0) = 0$. 求出各点电位后, 由 $E = \frac{\partial V}{\partial x}$ 可求出各点电场:

$$E_i = \frac{V_{i+1} - V_{i-1}}{2 \Delta x}.$$

求出 E_i 后, 可由 $v_i(E)$ 和 $D(E)$ 关系求出各点 $v_i(E_i)$ 和 $D(E_i)$.

将连续性方程变换, 得到:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(N v_i - D \frac{\partial N}{\partial x} + DNP \right).$$

将差分近似代入, 得下一时刻几何电子浓度为:

$$N_i^{i+1} = N_i^i - \frac{\Delta t}{2 \Delta x} (N_{i+1}^i v_{ci+1} - N_{i-1}^i v_{ci-1}),$$

$$v_{ci} = v_{fi} - \frac{D_i}{N_i} \left(\frac{N_{i+1}^i - N_{i-1}^i}{2 \Delta x} \right) + D_i P_i.$$

将电流公式变换, 将差分近似代入, 得到:

$$I^i = e N_i v_{ci} + e \frac{S_i}{\Delta t} (E_i^i - E_{i-1}^i).$$

至此, 一个时刻的计算完毕, 转而进行下一时刻的计算, 反复循环, 直到要求的时间为止.

三、讨 论

1. 平面 Gunn 器件中的静止畴

实验上观察到, 在一些平面 Gunn 器件中会形成静止畴, 而另一些器件中只有渡越畴. 计算机模拟也得到同样的结果. 影响这一结果有各种因素, 图 7 到图 10 是几何扩展区尺寸不同时的计算的结果. 对于渡越畴的情况, 几何扩展梯度为 $2.5 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\mu\text{m}$, 静止畴时为 $3.75 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\mu\text{m}$. 计算采用外加电压 5V, $D = 200 \text{ cm}^2/\text{s}$, $n_0 = 2 \times 10^{15}/\text{cm}^3$, 均匀区几何截面面积 $S = 2.5 \times 10^{-6} \text{ cm}^2$, 掺杂凹口为 6%.

从图中可以看到, $t = 60 \text{ ps}$ 之前, 高场畴尚未到达几何扩展区, 两种情况下的 $N(x)$ 和 $E(x)$ 分布及电流波形基本相同. 计算结果表明, 电压从 0V 起上升, 电流相应增加, 当 $t = 12 \text{ ps}$ 时, 畴在阴极附近产生. 畴一边生长一边向阳极渡越, 由于畴吸收了外加电压, 使畴外电场下降, 电流迅速减小. 当 $t = 30 \text{ ps}$ 时, 形成稳态畴, 畴的大小不再随时间变化, 电流达到稳定. 这时, 畴宽 $3.5 \mu\text{m}$, 畴外电场 1.4 kV/cm , 畴内最大电场达到 20.8

kV/cm .

$t = 60\text{ps}$ 之后，高场畴进入几何扩展区。由于几何截面变化， $N(x)$ 和 $E(x)$ 都发生变化，开始重新分布即再调整的过程，这时畴外电场和电流将逐渐升高。在渡越畴的情况下

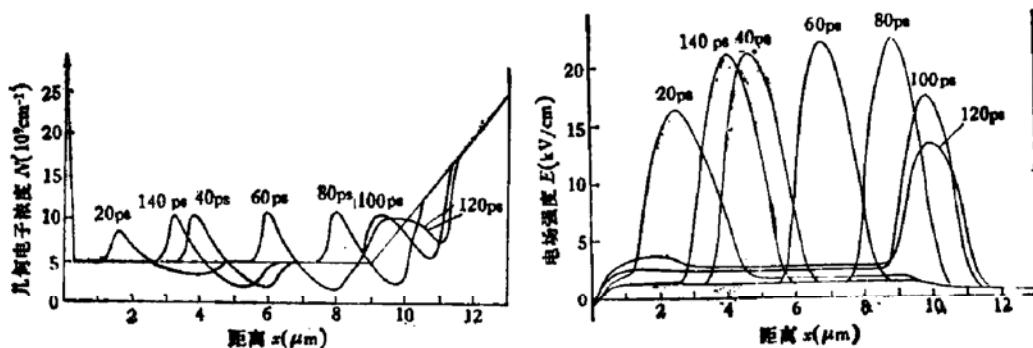


图 7 渡越畴的 $N(x)$ 和 $E(x)$

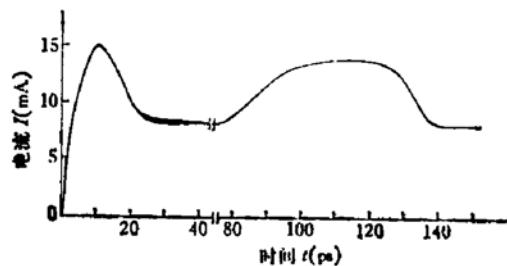


图 8 渡越畴的电流

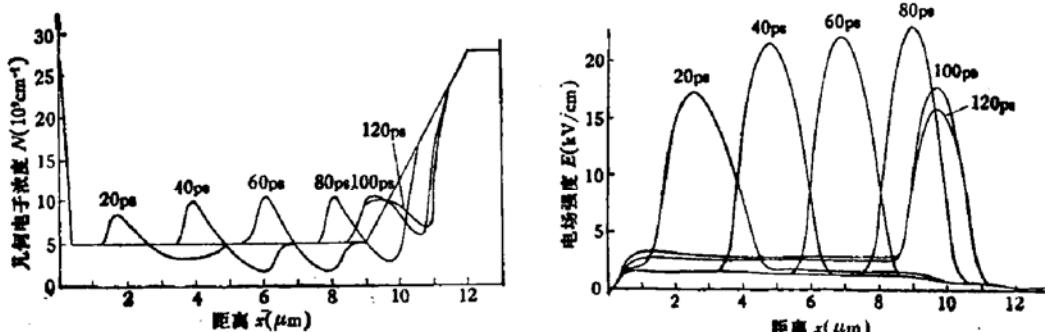


图 9 静止畴的 $N(x)$ 和 $E(x)$

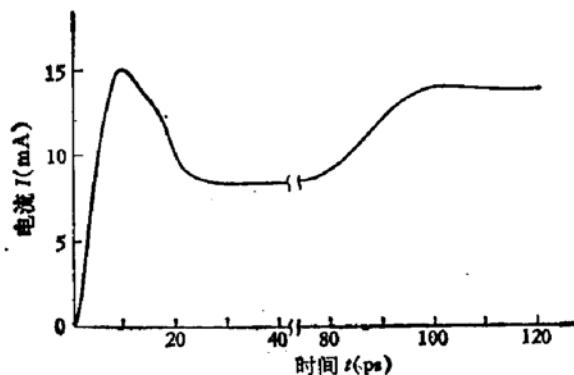


图 10 静止畴的电流

下, $t = 120\text{ps}$ 时, 瞬外电场和电流达到最大值, 瞬外电场已高到使新的瞬在阴极侧产生。此后, 新瞬不断生长, 旧瞬不断变小直到消亡, 新瞬又开始了下一周期的运动。在静止瞬的情况下, $t = 120\text{ps}$ 时, 瞬外电场和电流也达到最大值, 但还不足以激发新瞬产生, 此后, 瞬外电场将逐渐减小, 很快达到稳定状态, $N(x)$ 和 $E(x)$ 以及电流都不再随时间变化, 形成静止瞬。计算表明, $t = 120\text{ps}$ 后, 高场瞬的电场峰值位置基本不变, 可以认为瞬已经停下来。我们称这时的瞬为准静止瞬, 器件所处的状态为准静态。渡越瞬和静止瞬的差别就在于, 当瞬进行再调整而进入准静态时, 瞬外电场达到最大值, 如果瞬外电场高到可以激发新瞬产生, 则出现渡越瞬, 否则, 在准静态后各参数将趋于稳定, 形成静止瞬。

对于形成静止瞬来说, 扩散作用具有很大影响。当静止瞬形成时, 位移电流为 0, 样品中各点电流为 $I = eNv_f - eNv_D$, 瞬内必有一段区域, 其中 $N > N_0$, $v_f > v_0$, 使 $eNv_f > eN_0v_0$, 即瞬内漂移电流大于瞬外值。所以, 要保证电流连续, 必须有扩散电流 eNv_D 来平衡。计算机模拟也表明, 如果扩散作用为 0 或扩散作用不够强时, 瞬无法静止。我们用 $v_D = D \left(\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial x} - P \right)$ 作为扩散速度来衡量扩散作用的大小。在计算机模拟中, 当取 $D = 0$ 或 $D = 50\text{cm}^2/\text{s}$ 时, $v_D = 0$ 或很小, 虽然采用了各种有利于静止瞬形成的参数, 也得不到静止瞬。此外, 当几何扩展梯度较小时, 也由于 v_D 较小而得不到静止瞬。因此扩散作用对形成静止瞬是非常重要的。然而另一方面, 过去有些文献提出, 静止瞬形成是扩散和漂移两种作用相平衡或相抵消引起的, 这种说法是不恰当的。两种作用相平衡或相抵消, 就是说扩散作用等于漂移作用, 这将使传导电流为 0, 即瞬静止时电流为 0, 这是不可能的。计算机模拟还表明, 不论是静止瞬还是渡越瞬, 都会随条件不同, 出现扩散速度大于或小于漂移速度的二分之一的情况。因此, 简单地将扩散速度和漂移速度相比来说明静止瞬的形成是不恰当的。

静止瞬形成后, 体内存在一个稳定电流。它小于瞬将要产生时的电流。这意味着, 器件会产生静态负阻, 即存在一个低电压大电流状态和一个高电压小电流状态, 这就是静止瞬的双稳开关效应。我们用计算机模拟研究了掺杂浓度对电流的影响, 表 1 是计算的结果。可以看到, 掺杂浓度越高, 则电场达到阈值时的电流最大值和静止瞬形成后的电流稳定值越大, 两个状态下的电流之差和电流降落的比率也越大。因此, 从利用静止瞬的双稳开关效应来看, 掺杂浓度高些是有利的。当然, 掺杂浓度高会产生一些不利影响, 需要综合考虑。

表 1

掺杂浓度 (l/cm^3)	2×10^{19}	3×10^{19}	4×10^{19}	5×10^{19}
电流最大值 (mA)	14.87	21.94	28.87	36.92
电流稳定值 (mA)	13.74	19.35	24.52	30.74
电流差 (mA)	1.13	2.59	4.35	6.48
电流降落 (%)	7.6	11.8	15.1	16.7

2. Gunn 器件中静止畴到渡越畴的转变

从实验上已经观察到，当加在器件上的外加偏压升高时，器件会由静止畴工作模式转变为渡越畴工作模式。在计算机模拟中，采用了两种电压上升形式。在第一种形式中，电压由 0V 上升到 V_D ，然后保持不变，在各个计算中，通过改变 V_D 得到电压的升高。计算表明，是否发生转变的关键是准静态的畴外电场。当外加电压比较低时，准静态时的畴外电场也比较低，这时形成静止畴。随着电压升高，准静态的畴外电场也相应升高，直到电压升高使得在准静态时的畴外电场高到引起新的畴在阴极产生，这时将发生工作模式的转变。计算机模拟的结果表明，掺杂浓度和凹口的大小也对转变过程产生很大影响，掺杂浓度越高，凹口越浅，则准静态时畴外最大电场值越小，越不容易发生转变。对于静止畴形成后的情况，计算机模拟给出了如表 2 的结果。可以看到，外加电压越高，则畴区越宽，畴内最大电场也越高，但畴外电场和凹口电场基本不变。这说明，外加电压的升高全都降在畴上。在 Murayama 等和王守武等的文献中已经指出过，静止畴的畴外电场只和掺杂浓度的大小有关而与外加电压的大小无关^[9,10]。这进一步说明，静止畴到渡越畴的转变，只能从动态的变化中寻找原因，正如前面所述，再调整过程中准静态时畴外电场的大小是能否发生转变的关键。在第二种电压上升形式中，先使器件在稳定电压下形成静止畴，然后逐渐升高外加电压。计算表明，当外加电压很快升高时，畴外电场也会随之增加，变化的情况与外加电压升高的快慢和具体形式有关。如果外加电压的升高使得畴外电场增加而引起新的畴在阴极产生，则静止畴将转变为渡越畴。

表 2

外 加 电 压	5V	10V	15V	19V
畴外电场 (V/cm)	2695	2678	2678	2678
凹口电场 (V/cm)	3323	3269	3268	3267
畴内最大电场 (kV/cm)	27.2	55.2	75.0	87.1
耗尽层宽度 (μm)	1.00	1.25	1.50	1.50
积累层宽度 (μm)	1.50	2.50	3.00	3.50

3. 与静止畴有关的几个因素

(1) 掺杂浓度 我们通过计算得知，掺杂浓度越高越容易得到静止畴，而且已经形成的静止畴也更稳定，而当掺杂浓度较小时畴不易静止，当小于 $1 \times 10^{15}/\text{cm}^3$ 时很难形成静止畴。这是因为，掺杂浓度较低时，畴外电场较高，当畴进入几何扩展区后进行再调整时，畴外电场的升高幅度也较大，所以较容易在阴极侧凹口激发新畴产生。计算机模拟也证明了这一结论。

(2) 凹口 阴极侧凹口对应着实际器件中的掺杂或几何截面积的起伏，在凹口处形成的高阻区会引起电场集中。在再调整过程中，畴外电场上升，凹口越深则凹口处电场上升幅度越大，越容易激发新的畴产生。反之，凹口越浅，越容易形成静止畴，已经静止的畴也更稳定。因此，为在器件中形成静止畴并使其稳定，要求器件具有较好的均匀性。

(3) $D(E)$ 关系 在以前的一些文献中, 提出 $D(E)$ 关系对静止畴有重要影响, 除 D 为常数或某个特定关系外, 其它 $D(E)$ 关系都不能形成静止畴。我们用 Ross-Fawcett 利用 Monte-Carlo 方法计算得到的曲线的近似公式进行计算, 结果也得到了静止畴, 而在以前的文献中, 这种关系是得不到静止畴的。我们认为, 只要 $D(E)$ 具有一定大小的合理的值, 都应能得到静止畴。以前文献中对 $D(E)$ 关系得到的结论, 可能是由于计算方法或条件不同引起的。

(4) 几何扩展 在平面 Gunn 器件中, 高场畴会静止在几何扩展处。计算机模拟的结果表明, 几何扩展梯度的大小具有重要作用。在外加电压 5V 并保持其它条件不变时, 几何扩展梯度分别采用 $2.5 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\mu\text{m}$ 和 $3.75 \times 10^{-6} \text{ cm}^2/\mu\text{m}$, 前者得到渡越畴, 而后者得到静止畴。因此, 足够大的几何梯度是形成静止畴的重要条件。计算还表明, 几何扩展区的尺寸对静止畴转变为渡越畴的转变电压影响不大。当梯度由小变大时, 转变电压基本保持不变。

四、结 论

在平面 Gunn 器件中观察到静止畴, 得到 47% 的电流降落。首次报道了在平面 Gunn 器件中观察到当外加电压升高时静止畴转变为渡越畴。计算机模拟也得到上述过程。计算机模拟表明, 畴进入几何扩展区后进行再调整, 准静态时畴外电场达到最大, 如果它能激发新畴产生, 则出现渡越畴, 否则, 将形成静止畴。

根据计算结果, 研究了影响静止畴的因素。

1. 足够大的几何梯度是形成静止畴的重要条件, 但它对转变电压影响不大。
2. 外加电压很快升高时静止畴转变为渡越畴, 转变电压与电压上升形式, 掺杂浓度以及凹口大小有关。
3. 掺杂浓度和凹口对静止畴的形成和稳定都有重要影响。掺杂浓度高或凹口小, 则畴外电场和凹口电场都小, 再调整过程中上升幅度也小, 有利于形成静止畴并保持稳定。
4. 扩散系数足够大时才能形成静止畴。但是只要 $D(E)$ 具有一定大小的合理的值, 都应可以得到静止畴。以往文献对 $D(E)$ 关系提出的苛刻要求, 可能是因计算方法或条件不同所致。

本工作得到计算站同志的大力协助, 清华大学李志坚和我所王启明两位同志也对本工作提出了不少宝贵意见。在此, 我们表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] H. Thim, *Electron. Lett.*, **7**, 246(1971).
- [2] H. Tateno and S. Kataoka, *Proc. IEEE*, **60**, 919(1972).
- [3] K. Tomizawa, H. Tateno and S. Kataoka, *IEEE Trans.*, **ED-19**, 1299(1972).
- [4] A. Colquhoun, T. Hariu, H. L. Hartnagel, L. H. Herron, T. J. Hutchinson and J. T. Kennair, *IEEE Trans.*, **ED-21**, 681(1974).
- [5] A. Aishima, K. Tokoo and S. Ono, *IEEE Trans.*, **ED-25**, 640(1978).
- [6] 王守武,潘国雄,王重云,半导体学报, **1**, 204(1980).
- [7] 王守武,郑一阳,“静止畴和畴雪崩的研究”(未发表).
- [8] K. R. Freeman and G. S. Hobson, *IEEE Trans.*, **ED-19**, 62(1972).
- [9] K. Murayama and T. Ohmi, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **12**, 1931(1973).
- [10] 王守武,郑一阳,郁小林,张进昌,半导体学报, **4**, 321(1983).

Formation and Transformation of the Stationary Domain in a Planar Gunn Device

Wang Shouwu, Zheng Yiyang, Xi Xiaolin, Pan Guoxiong and Zhang Jinchang
(Institute of Semiconductors, Academia Sinica)

Abstract

The stationary domain in a planar Gunn device with expanded cross-section near anode has been investigated. As the bias voltage increases, the transformation from stationary domain mode to transit domain mode was observed experimentally, and further verified by computer simulation. The effects of cross-sectional gradient, doping concentration, notch depth, bias voltage and D - E relationship on the formation of stationary domain are discussed. It is noticed that the electric field outside the domain reaches its maximum value while the domain is in a quasi-stationary but not real stationary state, and this maximum value plays an important role in determining whether the domain will finally become stationary or will transform into transit mode. The significance of diffusion of electrons to formation of a stationary domain is also discussed.