

高斯掺杂分布 GaAs 肖特基 结的雪崩击穿电压

程兆年 袁云芳 王渭源

(中国科学院上海冶金研究所)

1981年8月11日收到, 1982年1月11日修改定稿

提 要

由离子注入掺杂半绝缘 GaAs 所得到的材料可视为生长在半绝缘衬底上的高斯分布层。高斯掺杂分布用峰值浓度、投影射程和标准偏离三个参量来表征。在 DJS-130 计算机上用数值方法计算了各种不同参量下的耗尽层宽度、最大电场和击穿电压, 计算结果用图表示。计算证实, 高斯掺杂分布 GaAs 肖特基结的雪崩击穿行为, 类似于具有不同程度的 i 层的 p-i-n 结构。

一、引 言

半导体器件工艺中使用离子注入进行掺杂, 具有可精确控制掺杂分布、重复性好的优点。半绝缘 GaAs 的离子注入掺杂, 是 GaAs FET 及其集成电路工艺中的一项重要技术。离子注入造成的掺杂分布可以用高斯分布来近似。硅离子注入于掺 Cr 半绝缘 GaAs, 在 GaAs 中形成一 n 型掺杂分布, 退火过程中因 Si 在 GaAs 中热扩散较少, 故活化区的电子浓度分布也可以用高斯分布来近似。

鉴于在文献中迄今未见有关单边高斯掺杂分布下击穿电压计算结果的报道, 故本文就此作了计算。计算和讨论的对象是高斯掺杂分布情形的 GaAs 肖特基结, 但基本方法也适合于其他半导体材料。

二、击穿条件和电离系数的选取

在高斯掺杂分布下, 电子浓度 $n(x)$ 表示为

$$n(x) = n_0 e^{-\frac{(x-p)^2}{2q^2}} \quad (1)$$

式中, x 是从界面起算的深度, $n(x)$ 是 x 处的电子浓度, n_0 是高斯掺杂分布的峰值浓度, p 是投影射程(峰值离界面的距离), q 是标准偏离(高斯分布的方差)。 n_0 , p , q 三个参量

完全表征了所讨论的高斯掺杂分布(见图 1)[注 1].

雪崩击穿电压定义为电子或空穴的雪崩倍增因子趋于无穷大, 亦即电离积分的值达到 1 的电压. 如果雪崩是由电子产生, 则击穿条件为

$$\int_0^W \alpha e^{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx'} dx = 1. \quad (2)$$

如果雪崩是由空穴产生, 则击穿条件为

$$\int_0^W \beta e^{\int_0^x (\alpha - \beta) dx'} dx = 1. \quad (3)$$

式中, W 是击穿时的耗尽区宽度, α 和 β 分别是电子和空穴的碰撞电离系数. α 与 β 均视为仅仅依赖于电场强度, 因为电场强度是位置 x 的函数, 故 α, β 也是 x 的函数.

可以证明, 对于非零的 α 和 β , 如果式 (2) 成立, 则式 (3) 必成立, 反之亦然. 亦即击穿条件是唯一的. 因此在计算机中只需任取式 (2) 或 (3) 求解 W , 但另一式可用作计算程序校核和计算精度校验.

由于耗尽区边界 $x = W$ 处的电场强度 $E(W) = 0$, 电势 $\phi(W) = 0$, 故在耗尽区 $0 \leq x \leq W$ 内,

$$E(x) = -\frac{e}{\epsilon_0 \epsilon} \int_W^x n(x') dx' = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon} \int_x^W n(x') dx', \quad (4)$$

$$\phi(x) = -\int_W^x E(x') dx' = \int_x^W E(x') dx'. \quad (5)$$

式中, $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{Q}$, 电子电荷; $\epsilon_0 = 0.8854 \times 10^{-13} \text{Q/V} \cdot \text{cm}$, 真空介电常数; $\epsilon = 12.5$, GaAs 的相对介电常数.

如果击穿时的 W 已知, 则由式 (4) 和 (5) 可得 $E(x)$ 和 $\phi(x)$. 根据式 (4) 和 (5), 在肖特基结界面 $x = 0$ 处, $E(x)$ 和 $\phi(x)$ 分别达最大值,

$$E_{\max} = E(0) = \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon} \int_0^W n(x) dx, \quad (6)$$

$$\phi_{\max} = \phi(0) = \int_0^W E(x) dx. \quad (7)$$

一个典型的 $E(x)$, $\phi(x)$ 与 $n(x)$ 一起在图 1 中给出. 显然, 在获知 $E(x)$ 后即可由 $\alpha(E)$ 和 $\beta(E)$ 关系算得式 (2) 和式 (3) 中的 $\alpha(x)$ 和 $\beta(x)$. 但击穿时的 W 却要由式 (2) 或 (3) 解得, 故必须将式 (4) 和式 (2) 或 (3) 联立求解方能得知 W 值. 联立方程的未知数 W 出现在积分限处, 难以解析求解.

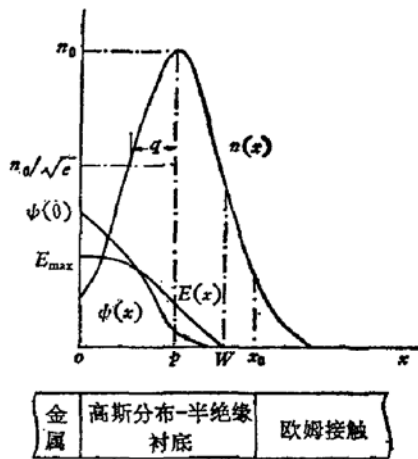


图 1 高斯掺杂分布下的 $n(x)$, $E(x)$, $\phi(x)$

[注 1] 离子注入于 GaAs, 在选定离子和入射能量下即有一组 p, q 值. q 与 p 有复杂的关系, 而粗略的关系为 $q \approx \frac{p}{\sqrt{2}}$. n_0 可按剂量及 q 值算得. 为对高斯分布掺杂作一般的讨论, 以便接近某些注入后工艺(如凹栅工艺)的实际状况, 本文计算扩充为对 n_0, p, q 均独立选取一定范围.

击穿电压 V_B 为击穿时界面电势 $\phi(0)$ 和肖特基结自建电势 V_{bi} 之差, 亦即

$$V_B = \phi(0) - V_{bi}. \quad (8)$$

自建电势 V_{bi} 借用均匀掺杂时的 V_{bi} 计算公式, 对 V_B 的计算精度不会有显著影响. 对 Al-nGaAs 肖特基结, V_{bi} 表示为^[1]

$$V_{bi} = \frac{kT}{e} \left[\ln \left(\frac{n_D}{n^*} \right) - 1 \right]. \quad (9)$$

式中, 室温下 $\frac{kT}{e} = 0.02586\text{V}$; $n^* = 5.14 \times 10^3\text{cm}^{-3}$, 为一由大量实验数据确定的特征量; n_D 是材料的载流子浓度, 我们在计算中代以 $n(0)$.

应该指出, 由于各种金属与 GaAs 肖特基结的 V_{bi} 值随金属不同的变化较小, 而且 $V_B \gg V_{bi}$, 因此计算所得的结果不仅适用于 Al-GaAs, 而且适用于其他金属与高斯掺杂分布 GaAs 的肖特基结的击穿电压.

关于电离系数 α 和 β , 1962 年以来, 已有许多作者用不同方法作了测定^[2-12]. 1974 年前的所有实验数据^[2-9], 均认为 $\alpha = \beta$ (以文献 [3] 较为广泛采用). 新近的实验数据^[12] 还表明, GaAs 的晶向不同, α 和 β 也不同. 我们取用的是 Lee 和 Eastman^[11] 的实验数据, 因为该文最为接近我们所讨论的肖特基结的击穿电压情形, 且测定比较细致, 对低、中和高掺杂的 GaAs, 分别测得了有所不同的 $\alpha(E)$ 关系 ($\beta(E)$ 关系相同). 考虑到分别使用低、中和高掺杂区域的 $\alpha(E)$ 会使 V_B 的计算过于复杂, 故将他们的 α 数据进行数学逼近, 近似为一个表式:

$$\alpha = 1.62 \times 10^5 e^{-\left(\frac{5.52 \times 10^3}{E}\right)^2} \quad (E: \text{V/cm}) \quad (10)$$

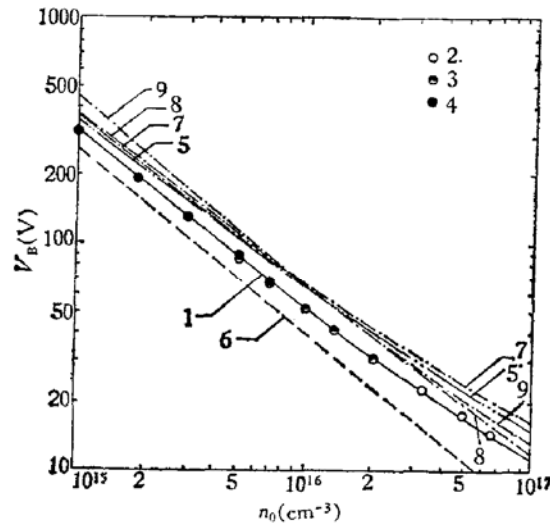


图2 均匀掺杂分布下 GaAs 肖特基结的击穿电压

- 1—— α 取自本文对 Lee 和 Eastman^[11] 的数据进行数学逼近得到的(10)式,
 β 取自 Lee 和 Eastman (即(11)式);
 2, 3, 4—— α, β 取自 Lee 和 Eastman^[11] (2——高掺杂, 3——中掺杂,
 4——低掺杂);
 5—— α, β 取自 Logan 和 Sze^[13];
 6—— α, β 取自 Stillman 等人^[10];
 7, 8, 9—— α, β 取自 Pearsall 等人^[12] (7—— $\langle 100 \rangle$,
 8—— $\langle 110 \rangle$, 9—— $\langle 111 \rangle$, 取自 [13]).

至于 β , 使用他们给出的表式,

$$\beta = 4.10 \times 10^5 e^{-\left(\frac{6.31 \times 10}{E}\right)^2} \quad (E: \text{V/cm}) \quad (11)$$

在 $E < 10^6 \text{V/cm}$ 时式(10)、(11)均可使用. 作为比较, 我们计算了各位作者给出的 α, β 下均匀掺杂分布肖特基结的击穿电压 V_B (图2). 为清晰起见, 图2中用计算点组2, 3, 4表示 Lee 与 Eastman 不同 $\alpha(E)$ 的结果. 可见, 我们根据式(10)、(11)的计算结果(曲线1)与 Lee 和 Eastman (算点组2, 3, 4)十分符合, 而且处于其他各家曲线之间, 看来所采用的数学逼近式(10)是可信的.

三、击穿电压的计算方法

数值联立求解(4)式和(2)式(或(3)式), 采用迭代法. 对给定的一组 n_0, p, q 参数, 先估计一个 W 的尝试解 $W^{(0)}$, 用(4)式计算 $0 \leq x \leq W^{(0)}$ 区间内的 $E(x)$, 代入(10)、(11)式算得 $\alpha(x)$ 和 $\beta(x)$, 然后代入(2)式(或(3)式)计算等式左边的积分. 设 I 为积分值, ε 为所需求的计算精度, 如果判别式

$$|1 - I| \leq \varepsilon \quad (12)$$

不成立, 则按

$$W^{(m)} = W^{(m-1)} \left(1 + \frac{1 - I}{c} \right) \quad (13)$$

计算 $W^{(m)}$, 式中 c 为一收敛因子. 再用所算得的 $W^{(1)}$ 计算 $0 \leq x \leq W^{(1)}$ 区间内的 $E(x)$, 如此反复循环, 直至式(12)成立, 迭代完毕. 此时得到该组 n_0, p, q 参数下击穿时的 W 值. 计算时取 $\varepsilon = 0.001$, 因电离积分值随积分限变化敏感, 故可确保 W 计算误差 $< 1\%$. 得 W 后, 即可由式(8)、(7)和(9)计算 V_B , 由式(6)计算 $E_{\max}$.

计算过程中一再出现的数值积分很费机器时间, 也许这是迄今未见单边高斯分布下击穿电压计算结果报道的原因之一. 为减少机器时间, 在计算方法上作了一些技巧性的处理:

(1) 积分 $\int_0^{W^{(m)}} \alpha e^{-\int_0^x (\alpha - \beta) dx'} dx$ 的计算

这是式(2)中等式左边的积分. 需对每次迭代所得到的 $W^{(m)}$, 将 $0 \leq x \leq W^{(m)}$ 区间分成 $2n$ 个小区间, 计算 $2n$ 个节点 $x_i (i = 0, 1, \dots, 2n)$ 上的被积函数. 为保证一定的计算精度, n 需取得足够大. 由于被积函数本身还包含一个积分, 故必须对每一 x_i 都作一次 $\int_0^{x_i} (\alpha - \beta) dx'$ 积分计算. 因此, 如果直接计算, 计算时间就要再增加 $2n$ 倍.

我们采用递推方法, 对每一 x_i , 写

$$\int_0^{x_i} (\alpha - \beta) dx' = \sum_i \int_{x_{i-1}}^{x_i} (\alpha - \beta) dx' = \sum_i H(i). \quad (14)$$

计算时令 $H(0) = 0$, 并保存上次的 $\sum_i H(i-1)$, 于是对每一 x_i , 不必计算 $\int_0^{x_i} (\alpha - \beta) dx'$, 而只需计算 $H(i) = \int_{x_{i-1}}^{x_i} (\alpha - \beta) dx'$, 因 $x_{i-1} \leq x \leq x_i$ 区间比 $0 \leq x \leq x_i$ 区间

大大减小,故在计算 $H(i)$ 时 n 可以取得相当小,从而节省机器时间.

(2) 积分 $\int_0^{W^{(m)}} \beta e^{\int_x^{W^{(m)}} (\alpha - \beta) dx'} dx$ 的计算

式(3)中的这一积分,可改写成 $-\int_{W^{(m)}}^0 \beta e^{-\int_{W^{(m)}}^x (\alpha - \beta) dx'} dx$, 于是和上面一个积分的数值计算形式完全相同,差别仅在于积分上下限,指数函数前是 α 还是 β , 以及一个负号. 因此略加逻辑判断就可以使用同一计算程序.

(3) 积分 $\phi(t) = \int_0^t e^{-\frac{t'^2}{2}} dt'$ 的计算

设 $t' = \frac{x' - p}{q}$, 即能用此积分表示式(4)中的积分 $E(x)$, 因每得到一个 $W^{(m)}$, 就需对 $0 \leq x \leq W^{(m)}$ 区间中的每一 x_i 计算积分 $E(x_i)$ 以得到 $\alpha(x_i)$ 和 $\beta(x_i)$, 且在每一 x_i 点计算 $H(i)$ 时又需对 $x_{i-1} \leq x \leq x_i$ 区间内的若干节点 $x_j^{(i)}$ 计算积分 $E(x_j^{(i)})$ 以得到 $\alpha(x_j^{(i)})$ 和 $\beta(x_j^{(i)})$. 故计算 $E(x)$ 积分实际上化费了大部分的机器时间.

用数值积分公式进行计算费机器时间太长. 我们将 $e^{-\frac{t^2}{2}}$ 展开为

$$e^{-\frac{t^2}{2}} = 1 - \frac{t^2}{2} + \frac{t^4}{2^2 \cdot 2!} - \dots + \frac{(-1)^n t^{2n}}{2^n \cdot n!} + \dots \quad (15)$$

这样,

$$\phi(t) = t - \frac{t^3}{3 \cdot 2 \cdot 1} + \frac{t^5}{5 \cdot 2^2 \cdot 2!} - \dots + \frac{(-1)^n \cdot t^{2n+1}}{(2n+1) \cdot 2^n \cdot n!} + \dots \quad (16)$$

机器计算时以写成递推形式为最适宜. 写

$$\phi(t) = \sum_n z_n. \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (17)$$

式中 z_n 的递推表示为

$$z_n = \frac{(-1)(2n-1)t^2}{2n(2n+1)} z_{n-1}. \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (18)$$

$$z_0 = t. \quad (19)$$

计算时取 n 到满足 $|z_n| < \varepsilon_\phi$ (ε_ϕ 为所要求的计算精度), 实际上只算几步就达到要求.

(4) 积分 $\xi(t) = \int_0^t \phi(t') dt'$ 的计算

此积分用以表示式(5)中的积分 $\phi(x)$. 类似于式(17), 写成递推形式

$$\xi(t) = \sum_n G_n. \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (20)$$

式中

$$G_n = \frac{(-1)(2n-1)t^2}{(2n+1)(2n+2)} G_{n-1}. \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (21)$$

$$G_0 = \frac{t^2}{2}. \quad (22)$$

计算时亦取 n 到满足 $|G_n| < \varepsilon_\xi$ (ε_ξ 为所要求的计算精度), 实际上也只算几步就达到要求.

四、无背景浓度下的击穿电压、耗尽层宽度和最大电场的计算结果与讨论

我们在 DJS-130 计算机上计算了材料背景浓度 $n_c = 0$ 时不同 p, q, n_0 下的击穿电压 V_B , 耗尽区宽度 W 和最大电场 $E_{\max}$. 计算中假定欧姆接触电极 (位置 x_0 , 见图 1) 做得离 W 足够近 (否则空间电荷区以外的 $W < x < x_0$ 区间, 有可能因 $n(x)$ 衰减得太低而

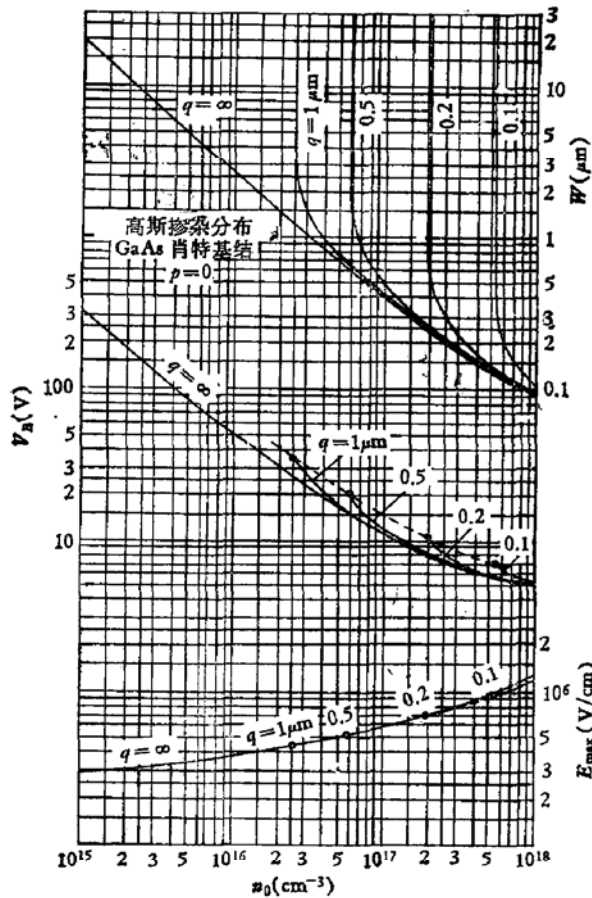


图 3 $p = 0$ 时的 $V_B, W, E_{\max}-n_0$ 关系
(背景浓度 $n_c = 0$)

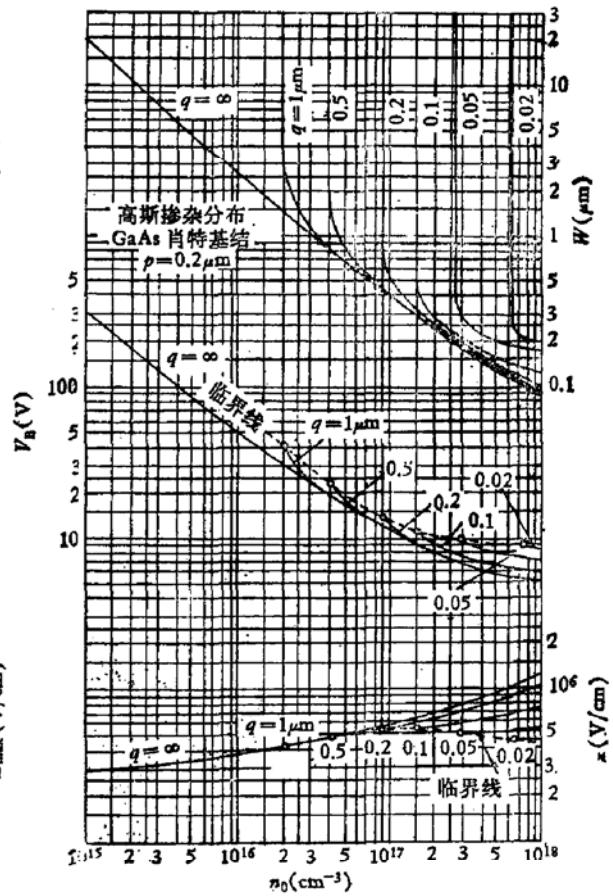


图 4 $p = 0.2 \mu\text{m}$ 时的 $V_B, W, E_{\max}-n_0$ 关系
(背景浓度 $n_c = 0$)

在一定程度上形成高阻区, 该高阻区的压降对击穿电压有时也会产生显著影响), 并且认为材料纯度足够好, 不存在足以影响击穿电压的高浓度电子陷阱, 也不考虑位错密度、结构缺陷等晶体不完整性的影响. 计算时取 $p = 0-1 \mu\text{m}$, $q = 0.01-1 \mu\text{m}$, $n_0 = 10^{15}-10^{18} \text{cm}^{-3}$. 图 3—5 给出了 $p = 0, 0.2 \mu\text{m}, 1 \mu\text{m}$ 下的不同 q 值时 $V_B, W, E_{\max}-n_0$ 关系曲线. 图中的 $q = \infty$ 即 n_0 均匀掺杂分布情形. 当电场接近 10^6V/cm 时, 隧道机构逐渐支配地位^[14], 图中个别处 (q 大时) 出现 $E_{\max} > 10^6 \text{V/cm}$, 此时对应的 V_B 结果不再适用. 由图可见, 随 q 的减小, 高斯分布的 $E_{\max}$ 比起均匀分布 ($q = \infty$) 迅速降低, 故隧道机构对单边高斯结的影响比突变结为小.

我们对图 3—5 中的临界点和以虚线表示的“临界线”作一讨论. 参见图 1, 单边高斯

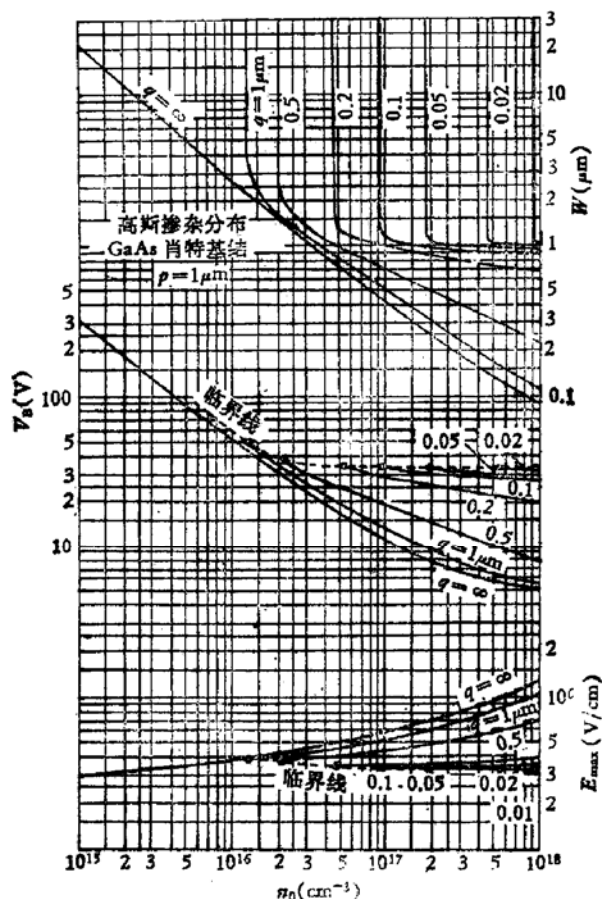


图5 $p = 1 \mu\text{m}$ 时的 V_B , W , $E_{\text{max}}-n_0$ 关系
(背景浓度 $n_e = 0$)

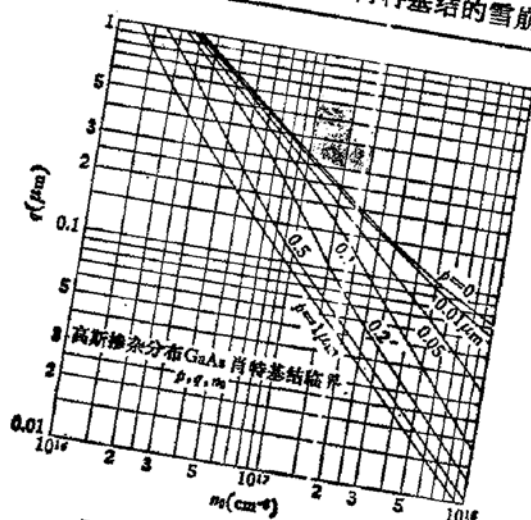
结不同于单边突变结,也不同于线性缓变结. 在高斯分布下,峰值 $x = p$ 处浓度为 n_0 , 峰值两侧的浓度 $N(x)$ 随离开 p 的距离而迅速下降,例如当 $x = p \pm 3q$ 处, $n(x) \simeq 0.01n_0$. 因此,在一定条件下,有可能出现即使是由全区间浓度积分 $\int_0^\infty n(x)dx$ 算得的 E_{max} 也总是较低,因而由此计算的电离积分 $\int_0^\infty \alpha e^{-\int_0^x (\alpha-\beta)dx'} dx$ 和 $\int_0^\infty \beta e^{-\int_x^\infty (\alpha-\beta)dx'} dx$ 也总是小于 1. 定义临界点为在给定 p, q 值下的某一 n_0 处,使

$$\int_0^\infty \alpha e^{-\int_0^x (\alpha-\beta)dx'} dx = 1 \quad (23)$$

和

$$\int_0^\infty \beta e^{-\int_x^\infty (\alpha-\beta)dx'} dx = 1 \quad (24)$$

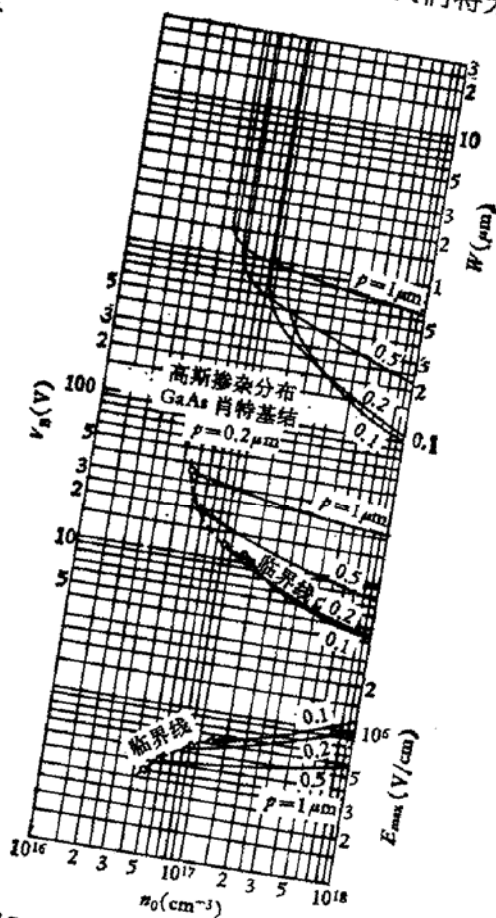
两式成立. 在图 3—5 中, V_B-n_0 和 $E_{\text{max}}-n_0$ 曲线上的“○”即这些临界点. 在临界点 n_0 处的 $W \rightarrow \infty$. 图 6 归纳了临界 p, q, n_0 关系. 将同一 p 值,不同 q 值下对应的不同临界 n_0 值连起来,成为图 3—5 中的临界线. 因此,临界线以外的区域,不存在满足式(2)、(3)意义下的雪崩击穿. 应该指出,这里讨论的高斯浓度分布表式(1)中没有考虑本底浓度 n_e ($n_e = 0$), 如果加上本底浓度项,就不会出现临界情形,因为至少会在本底掺杂浓度的单边突变结的击穿电压处达到击穿. 下节给出具体计算结果和讨论.

图6 临界 p 、 q 、 n_0 关系

现在以具体实例来说明一下临界点和临界线. 例如对于 $p = 0.2 \mu\text{m}$ 和 $q = 0.1 \mu\text{m}$, 由图 4 和 6, $n_0 = 1.55 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, 假如 $n'_0 = 1.0 \times 10^{17} \text{cm}^{-3} (< n_0)$, 我们将无法读出 V_B 和 E_{max} , 就是说不存在式 (2)、(3) 所定义的雪崩击穿电压和最大击穿电场, 而此時 $W \rightarrow \infty$. 假如 $n'_0 = 2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3} (> n_0)$, 可得 $W = 0.29 \mu\text{m}$, $V_B = 9 \text{V}$, $E_{\text{max}} = 5.6 \times 10^5 \text{V/cm}$.

为进一步看出 p 值变化时对 W , V_B 和 E_{max} 的影响, 图 7 给出了 $q = 0.2 \mu\text{m}$ 时不同 p 值下的计算结果. 由图可见, 随着 p 值增加 (峰值离表面越远), W 变宽, V_B 显著升高. (图中, $p < q$ 而趋近于零时, 击穿电压在低的 n_0 处略有升高, 是由于 p 值很小时电离中心的分布峰值较靠近表面因而强场区较窄的缘故), 而 E_{max} 则下降.

高斯掺杂分布下 $0 < x < p$ 区域内掺杂浓度低于峰值, 相对说来是一高阻区, 其行为类似于 p - n 结间有一个程度不同的 I 层. 图 7 中数值计算的 V_B , W , E_{max} 结果明显地表明了这一高阻区的作用. 据报道, I 层的存在对 GaAs 肖特基栅微波场效应管有好处. Nagashima 等^[15] 计算结果指出, 在栅金属和沟道层之间插入一层低载流子浓度的缓冲层, 有助于提高截止频率和最高振荡频率. 最近, Higgins 关于载流子浓度分布对 MES FET 特性的影响的报道^[16] 中也指出这一结构可减小源栅电容从而提高截止频率, 并且噪声性能也会有所改善. 看来, 离子注入工艺所

图7 $q = 0.2 \mu\text{m}$ 时不同 p 值下的 V_B , W , E_{max} - n_0 关系 ($n_0 = 0$)

产生的高斯型掺杂的有峰分布,由于有类似于在栅和沟道间添加缓冲层的作用,可能会提高 GaAs MES FET 的微波性能。

五、有背景浓度下的击穿电压、耗尽层宽度和最大电场的计算结果与讨论

为了比较符合实际的情况,我们计算了背景浓度 $n_e = 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 时不同 p, q, n_0 下的 V_B, W 和 $E_{\max}$. 计算时仅将式(1)改为

$$n(x) = n_0 e^{-\frac{(x-p)^2}{2q^2}} + n_e. \quad (25)$$

图 8—10 系 $p = 0, 0.2 \mu\text{m}, 1 \mu\text{m}$ 下不同 q 值时的 V_B, W 和 $E_{\max} - (n_0 + n_e)$ 关系曲线. 如同所预期的,当 $n_0 \gg n_e$ 时计算得到的 $V_B, W, E_{\max}$ 均接近于图 3—5 所示的无背景的情形,当 $n_0 \rightarrow 0$ 时则趋近于 N_e 均匀掺杂分布肖特基结(单边突变结)情形。

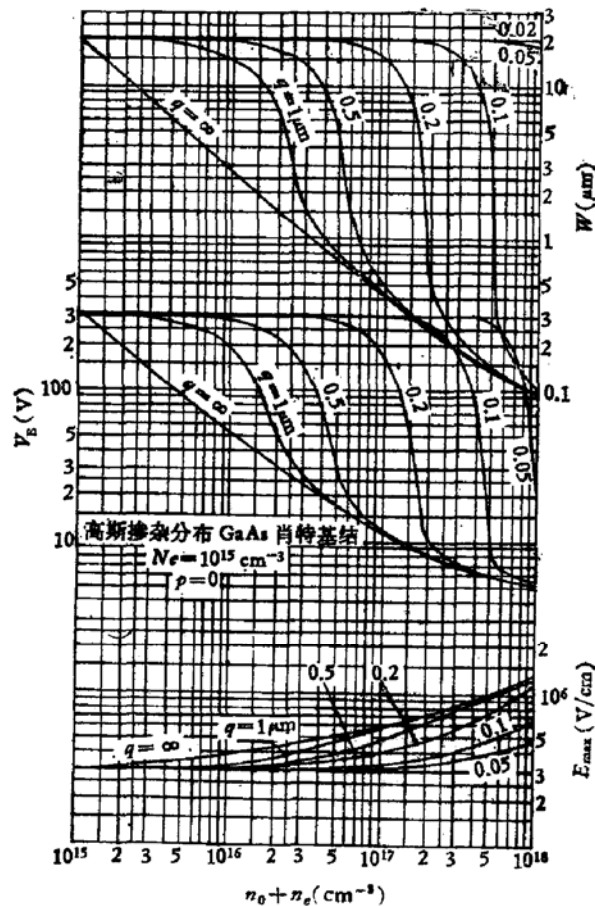


图 8 $p = 0$ 时的 $V_B, W, E_{\max} - n_0$ 关系 ($n_e = 10^{15} \text{cm}^{-3}$)

六、结 论

我们对高斯掺杂分布式(1),计算了峰值浓度 $n_0 = 10^{15} - 10^{18} \text{cm}^{-3}$, 方差 $q = 0.1 - 1 \mu\text{m}$, 峰值离界面距离 $p = 0 - 1 \mu\text{m}$ 无背景浓度和背景浓度 $n_e = 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 两种情况下

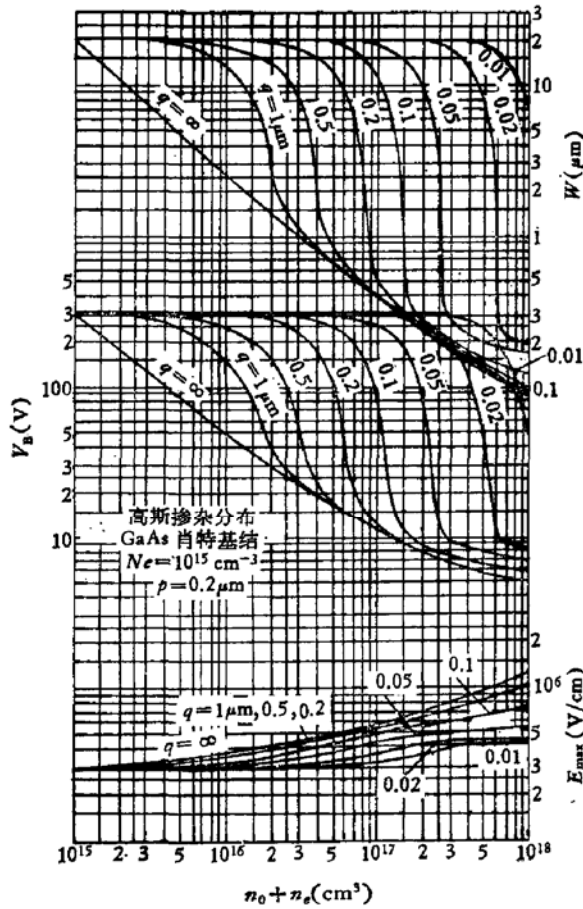


图9 $p = 0.2 \mu m$ 时的 V_B , W , E_{max} - n_0 关系
($n_s = 10^{15} cm^{-3}$)

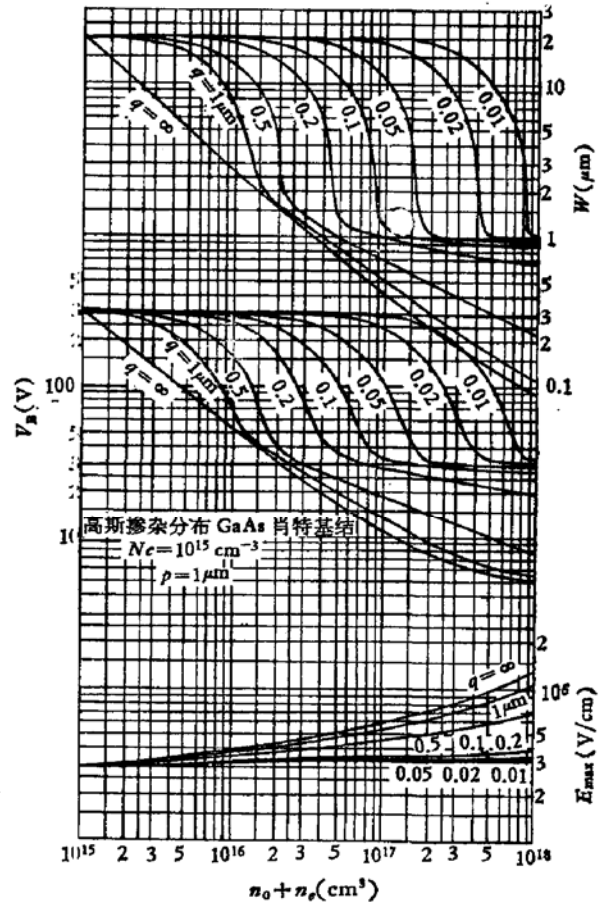


图10 $p = 1 \mu m$ 时的 V_B , W , E_{max} - n_0 关系
($n_s = 10^{15} cm^{-3}$)

的击穿电压 V_B , 耗尽区宽度 W 和最大电场 E_{max} .

通过比较不同 p 值下所计算得到的结果表明, 高斯掺杂分布 GaAs 肖特基结的雪崩击穿行为, 类似于在 P 型层和 n 型层之间有一个程度不同的 I 层时的击穿行为.

文中根据 Lee 和 Eastman 数据整理得出的 GaAs 中的电子电离系数表式 (10), 可比较正确地计算肖特基结击穿电压.

本文工作中, 季良超同志多次参与讨论并提供宝贵意见, 谨致以衷心的感谢.

参 考 文 献

- [1] P. L. Hower, W. W. Hooper, B. R. Cairns, R. D. Fairman, D. A. Tremere, in "Semiconductors and semimetals, vol. 7, part A", Edited by R. K. Willardson and A. C. Beer. Academic Press, New York and London, p. 147 (1971).
- [2] R. A. Logan, A. G. Chynoweth and B. G. Cohen, *Phys. Rev.*, **128**, 2518 (1962).
- [3] R. A. Logan and S. M. Sze, *J. Phys. Soc. Jap. Suppl.*, **21**, 434 (1966).
- [4] H. Kressel and G. Kupsky, *Int. J. Electron.*, **20**, 135 (1966).
- [5] R. Hall and J. H. Leck, *Int. J. Electron.*, **25**, 529 (1968).
- [6] Y. J. Chang and S. M. Sze, *J. Appl. Phys.*, **40**, 5302 (1969).
- [7] S. N. Shabde and C. Yeh, *J. Appl. Phys.*, **41**, 4743 (1970).
- [8] G. Salmer, J. Pribetich, A. Farayre, and B. Kramer, *J. Appl. Phys.*, **44**, 314 (1973).
- [9] G. H. Glover, *J. Appl. Phys.*, **44**, 3253 (1973).
- [10] G. E. Stillman, C. M. Wolfe, J. A. Rossi and A. G. Foyt, *Appl. Phys. Lett.*, **24**, 471 (1974).
- [11] C. A. Lee and L. F. Eastman, in "Investigation of Technological Problems in GaAs", AD-

- A047312 (RADC-TR-77-136), p. 252(1977).
- [12] T. P. Pearsall, F. Capasso, R. E. Nahory, M. A. Pollack and J. R. Chelikowsky, *Solid-State Electron.*, **21**, 297(1978).
- [13] M. H. Lee and S. M. Bze, *Solid-State Electron.*, **23**, 1007(1980).
- [14] H. E. Talley, D. G. Daugherty, *Physical Principles of Semiconductor Device*, Chap. 7, Iowa State University Press (1976).
- [15] A. Nagashima, S. Umebachi and G. Kano, *IEEE Trans. on Electron Devices*, **ED-25**, 537(1978).
- [16] J. A. Higgins, *IEEE Trans. on Electron Devices*, **ED-27**, 1066(1980).

Avalanche Breakdown Voltage Calculation of GaAs Gaussian Profile Schottky Diodes

Cheng Zhaonian, Yuan Yunfang and Wang Weiyuan
(Shanghai Institute of Metallurgy, Academia Sinica)

Abstract

Ion implantation doping of S. I. GaAs is an important technology in the fabrication of GaAs FET's and its integrated circuits. The material so obtained can be regarded as a Gaussian profile layer grown on S. I. Substrate. The Gaussian profile is characterized by parameters as the peak concentration, the projection range and the standard deviation. The avalanche breakdown parameters are well-known as the depletion width, the maximum field and the breakdown voltage. Using a computer numerical method, these parameters are calculated. Results are shown in figures. It is verified that the behavior of avalanche breakdown for the above structure is similar to p-i-n structure with different degrees of i-layer.