

GaAsFET

砷化镓肖特基势垒栅
场效应晶体管
译文集

南京固体器件研究所

编者的话

晶体管的发明者——肖克莱在他探索第一只晶体管的初期就提出了场效应(Field Effect)的概念。他还曾经设想在铜线的外表产生一层氧化亚铜以证明场效应的工作机理,但未获成功。在发明晶体管后,1952年肖克莱发表了经典的场效应晶体管理论,并且证实了其工作原理。此后,结场效应晶体管、圆形场效应晶体管、硅场效应晶体管等曾吸引着许多研究工作者。经过六十年代的努力,MOSFET大获成功。当前以MOSFET为基础的多种集成电路——PMOS; NMOS; CMOS等——已大规模地生产,广泛地应用了。集成电路正从大规模走向超大规模。

随着MOSFET的发展,分立FET器件也得到相应的发展,硅双栅FET在UHF频段的应用提高了电视接收机的质量,VMOS、UMOS、SIT……各种场效应器件的发展,扩大了半导体的应用领域。特别是七十年代以来,GaAs MESFET获得了极迅速的发展;制备完美GaAs材料的奥秘逐渐为人们所揭示;器件结构设计和制造工艺不断得以改进以及新技术日益广泛的采用,使GaAs MESFET的噪声性能和功率水平达到了一个前所未有的新高度,这种趋势还将继续存在下去。这一切不仅给微波半导体带来了新的发展前景,更为重要的是——微波单片集成正在变为现实。看来GaAs FET将会给微波单片集成、超高速数字集成和高性能的线性集成等带来生气勃勃的发展前景。与此同时,各种各样的GaAs FET分立器件也将得到充分的发展。

以FET为基础的器件和集成电路在半导体科研和工业生产中占有极其重要的地位。这本译集不可能包括以上所述的各个方面,它仅仅是限于GaAs MESFET的基本方面。由于GaAs MESFET正处于全盛时期,所以我们希望这本译集能有助于我国致力于这方面的科研、教学、生产和使用的科技人员。

由于篇幅所限,译集未能包括诸如“弹道FET”、“高迁移率FET”等方面的最新发展,请读者鉴谅。在译文上有不够妥切和错误之处,欢迎批评指正。

一九八二年九月

目 录

编者的话

1. 单极“场效应”晶体管····· (1)
2. GaAs场效应晶体管的分析模型与等效电路····· (21)
3. 带状线GaAs MESFET 的高频性能····· (35)
4. GaAs MESFET基本器件参数的确定····· (45)
5. 微波GaAs MESFET的最佳噪声系数····· (63)
6. 砷化镓场效应晶体管的噪声特征····· (73)
7. 低噪声GaAs FET器件特性与材料质量的关系····· (94)
8. 用于宽带低噪声放大器的微波GaAs MESFET的设计····· (100)
9. 大功率GaAs FET的设计理论····· (110)
10. Ku波段低噪声GaAs FET及其特性····· (121)
11. 砷化镓功率MESFET: 设计、制造和性能····· (131)
12. 考虑电子速度饱和区的砷化镓肖特基势垒栅场效应晶体管的理论设计····· (147)
13. 宽带GaAs场效应晶体管功率放大器的设计····· (158)
14. 与稳定高场有关的GaAs MESEFT的设计准则····· (165)
15. 一种模拟超短栅MESFET的数值方法····· (176)
16. 亚微米栅场效应晶体管的噪声模型····· (184)
17. 包含非稳态电子动力学效应的亚微米栅FET的模型····· (193)
18. 亚微米沟道FET中过冲电子速度的物理解释····· (202)
19. GaAs双栅MESFET的微波宽带模型····· (215)
20. 微波频率GaAs双栅肖特基势垒相FET····· (227)
21. 双栅MESFET可变增益恒定输出功率加大器····· (238)
22. GaAs MESFET的可靠性研究····· (244)
23. 功率GaAs场效应晶体管的可靠性····· (255)
24. 砷化镓场效应晶体管的故障分析及可靠性改善····· (266)

单极“场效应”晶体管

摘要

提出了一种新形式晶体管的理论。这种晶体管属“场效应”型，它有一层半导体，其电导受横向电场所调制。

由于放大作用所涉及的电流主要是由一种载流子形成，故取名为“单极”晶体管，以区别于点接触型及结型晶体管，后者叫做“双极”晶体管。

把单极场效应晶体管看作真空三极管的同类，其 $m\mu$ 为10，或大于10，具有高输出电阻，频率响应高于大小差不多的双极晶体管。

1. 单极晶体管和场效应调制

在贝尔实验室的Bardeen和Brattain发明点接触晶体管之前，“场效应”放大器的概念强烈地支撑着下述希望：从半导体中获得纯粹的电子放大。设想场效应管含有一薄层半导体，用一层电介质将它和另一导电电极分隔开。加在电介质上的电压使半导体充电，充电的变化会改变参与导电的空穴数和电子数，于是使半导体层的电导率发生变化。

Pearson^[2]进行的实验中发现过这个效应，它的作用比初步理论所预期的要小多了，这个差异，归因于表面态。在Bardeen^[3]提出的理论中，假设在半导体层感生多出的电荷被这些表面态所俘获，亦即处于不可动状态。

本文的目的是阐明：可以有一种晶体管结构，能排除表面态不利的作用，并且，这种结构在某些方面比以前所描述的晶体管还要优越。

这里所描述的“场效应”晶体管和通常的晶体管不同，重要特征之一是其工作电流实质上是“单极的”。点接触型、线型和结型晶体管中，一个重要的过程是：少数载流子向（相对源来浓度高的）多数载流子区域注入。在注入区域靠多数载流子电流在相当高程度上保持空间电荷电中性，因为这些多子中和了少子空间电荷。由于涉及到两种符号的载流子，这个过程就称为“双极的”。在“场效应”晶体管中，电流的流动只靠一种载流子，输入和输出端之间电导的改变是这一种载流子数量变化造成的。据此取名为“单极晶体管”。

应着重指出场效应管的一个特点，除电流增益之外，它可能有电压增益。我们将阐明，电压增益确实是可能的，能够得到 $m\mu = 10$ 或大于10。

另一重要特性是，这种器件的高频响应比之相似大小的双极器件更有效。这个差异的原因是，双极晶体管的电场要么是很弱（结型晶体管中的基区），要么是导致多子电流（线型和点接触型晶体管）。后一种情形中，多子电流是电场引起的功率损耗的重要来源，而少子达到所需的高漂移速度又要靠这个电场。单极型器件甚至在更高的漂移速度也没有类似的弊病。

顺便提醒一下，这里考虑的单极晶体管本质上不同于Stuetzer^[4]所讨论的“fieldisfor”

器件。Sfuetzer 提出的理论的确也涉及电场调制，但最多只和这里所考虑的结构有渊远的关系。

2. 导电沟道的电场调制

图 1 表示单极场效应管的一例。这是一个三端器件，主要由一层 p-型材料夹在两层 n-型材料之间所组成，n-型材料的掺杂很高，用 n^+ 表示。空穴沿 x-方向在 p-型层中流动形成“工作电流”。电极端点为重掺杂 p-型材料，用 p^+ 表示。工作状态时，在 p-n 结上加反偏置，形成空间电荷区，该区域内的载流子浓度可以忽略不计。结果是，电流在 p-型材料的沟道中流过，沟道两边以空间电荷区为界。

如果一端 p^+ 电极的反偏置大于另一端，这一端的沟道就变得窄一些。以下几节讨论电极间沟道宽度如何变化。

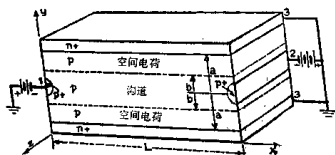


图 1 $(n^+)p(n^+)$ 结构的空电荷区和沟道。

顺便指出，图 1 的单极晶体管在有些方面比双极晶体管更像真空电子管。设想某一信号加在电极 3 和地之间，其作用就是使沟道变宽或变窄，电流就是在电极 1、2 之间的沟道中流过。这和(电子管中)栅的作用很相似，栅控制流经栅网的热发射电子在“沟道”中的流动。双极晶体管的情形是一种机制的电子流控制另一种机制的电子流；此处是 n^+ 区中过剩电子流控制沟道中的空穴流。和双极器件的区别在于，控制与被控制的电流不但导电机构不同，而且空间位置也不在同一处。

本节只考虑两电极反偏置差不多相等的情形，所以沟道宽度基本均匀。我们将推导出沟道电导和 W 的关系，

$$W = p - n \text{ 结上所加的反偏置的数值} \quad (1)$$

图 1 中，空间电荷区完全处于 p-区。这只是一个近似；但是，下面将表明，只要 n^+ -区掺杂远远高于 p-区，这是一个很好的近似。这两种区域的掺杂决定两种“化学”成分的电荷密度。

$$p\text{-区} \quad \rho_0 = q(N_d - N_a) \quad (2a)$$

$$n^+\text{-区} \quad \rho_0 = q(N_d - N_a) \quad (2b)$$

式中 q 是电子电荷， N_d 与 N_a 是施主和受主浓度。p-区导电部分的空穴电荷密度 ρ_0 ，电导率 $\sigma_0 = \mu_0 \rho_0$ ， μ_0 为空穴迁移率。(2a) 和 (2b) 中的符号选择是使 ρ_0 和 ρ_0 都为正，亦即 ρ_0 为 n-区化学的电荷密度而 ρ_0 为 p-区载流子电荷密度。

图2(a)表示空间电荷区内的电荷密度分布。半p-区平面处 $y=0$ ，空间电荷层的边缘在 $y=b$ 处；p-n结在 $y=a$ 处。空间电荷区是一层偶极层，其电荷之和为0（否则，高斯定理要求空间电荷层边缘外还有电场存在）。所以，图2(a)中阴影矩形部分是相同大小的，进入n-区的深度浅得多。

数学上，这个结果可以从Poisson方程导出。令 $V(y)$ 表示静电势， $E(y)$ 表电场， y 是到p-区中点的距离，Poisson方程为

$$\kappa\epsilon_0 d^2 V/dy^2 = -\kappa\epsilon_0 dE/dy = -\rho(y) \quad (3)$$

式中 $\rho(y)$ 为电荷密度。当 $y < b$ ， $E_y = 0$ ，接近 $y=b$ ，为一转变区， ρ 由0转变为 $-\rho_0$ 。该转变区大约有一个德拜长度厚，其中的电势大约变化 kT/q ， k 为波尔兹曼常数， T 为绝对温度[5]。这些都分别小于 a 和 W ，可以忽略不计。因此，假设空间电荷层边缘的

$$E_y = 0, \text{ 当 } y = b, \quad (4)$$

p-区内

$$dE_y/dy = \rho/\kappa\epsilon_0 = -\rho_0/\kappa\epsilon_0, \text{ 当 } y > b \quad (5)$$

故 $E_y = -\rho_0(y-b)/\kappa\epsilon_0 \quad (6)$

由此得出图2所示 $y < a$ 时 E_y 的变化。对于 $y > a$ 时，电荷密度从很小的负值变到很大的正值 ρ_0 。很明显，当 $(a-b)\rho_0 = \rho_0 \times n$ -区中空间电荷层的厚度， E_y 就消失了。本方程要求图2(a)的两面积相等。

由于两个区内的平均电场值相等（审查图2(b)便可看出），两个区上的电势差正比于空间电荷层的厚度。忽略n-区的厚度，设电压降全在p-区，得出：

$$V = -\int E_y dy \\ = (\rho_0/2K) [(y-b)^2 - (a-b)^2] \quad (7)$$

积分常数的选取是使 $y=a$ 时， $V=0$ ，相应于n-区接地。引入

$$K = \kappa\epsilon_0 \quad (8)$$

即介电常数。

K 用 F/cm 来表示比用 F/m 方便些。因为本文中并没有用有关磁的物理量，没有必要写出磁学一致性的一组方程。用 F/cm 表示 K 就使长度用厘米，迁移率用 $cm^2/V \cdot s$ ，电导率用 Ω/cm ，同时保持电流和电压的单位用A、V（对本文中任一方程都可证实这些结论，用mks量纲推导它们，然后把长度单位变换到cm）。

Ge和Si的 κ 分别为16和12， K 值为

$$Ge \quad K = 1.42 \times 10^{-12} F/cm. \quad (9)$$

$$Si \quad K = 1.06 \times 10^{-12} F/cm. \quad (10)$$

沟道中的电势为

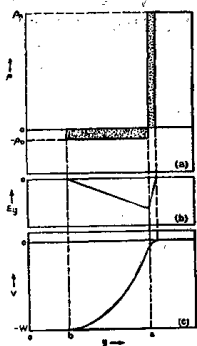


图2 掺入p-区与n-区的空间电荷区。(a)空间电荷，(b)电场，(c)静电势

$$V(b) = -(\rho_0/\alpha K)(a-b)^2 \quad (11)$$

用W更方便些，W表示反向偏置的数值，为正值：

$$W = -V(b) = \left(1 - \frac{b}{a}\right)^2 W_0 \quad (12)$$

其中 $W_0 = \rho_0 a^2 / 2K$ (13)

W_0 是使空间电荷穿透整个p-区所需的反向偏置的数值。称它为“夹断电压”，因为它是使沟道变窄到0的电压，从而将电极1及2之间的导电通道夹断。

图3表明p-区的电势分布和相关的W值及 W_0 值。虚线表示 $W = +W_0$ 的极限情况。实线是 $W = \frac{W_0}{4}$ 的情形。

下面把这些考虑应用于处理图1的晶体管结构，电极1和2上的反向偏置分别为W和 $W + \Delta W$ 。这样的偏置使得在z方向单位长度有电流I从电极1流向电极2。要求 ΔW 比 $W_0 - W$ 小，因此沟道基本上是均匀宽度，可以简单地看作是一层p-型半导体，其电导率

$$\sigma_0 = \mu_0 \rho_0 \quad (14)$$

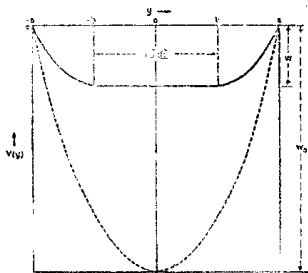


图3 沟道中电势分布。 $W = W_0/4$, $b = a/2$; 极限情形 $W = W_0$ 。

μ_0 为空穴迁移率，设层内电场为 E_x ，电流密度为 $\sigma_0 E_x$ ，则z-方向单位长度的电流为

$$I = 2b\sigma_0 E_x = g(W)E_x \quad (15)$$

其中 $g(W)$ 是层厚为 $2b$ 的每单位平方电导。

对于 ΔW 小于 W 及 $W_0 - W$ 的情形，沟道为均匀宽度，x-方向长度为L的结构，z-方向每cm电导为

$$G = g(W)/L \quad (16)$$

然而，如果 ΔW 不比 $W_0 - W$ 小，则沟道宽度有相当大的变化，必需考虑进去。这时就要考虑 κ 对W的依赖性。

方程(12)给出了W与b的关系。这可以转换成 g 与W的关系：

$$g(W) = 2\sigma_a b(W) = \left(1 - \sqrt{\frac{W}{W_0}}\right) g_0 \quad (17)$$

其中 $g_0 = 2\sigma_a a$ (18)

为零偏置时 p-区每方的电导。图 4 表示 $g(W)$ 与 W 的关系。依据这个关系就可能算出当沟道两端有大电压时流过沟道的电流。第 4 节进行这个计算。

3. 关于单极晶体管的术语

在引言中强调过, 单极晶体管的工作原理本质上不同于双极晶体管。因此, 考虑给器件的三个端点选择一组名称看来是适宜的。有利的选择应是不要和双极晶体管用的发射极、基极、集电极一组脚码重复。把载流子流入沟道的电极取名为“源”极, 载流子流出沟道的电极叫“漏”极, 调制沟道的控制电极叫“栅”极。选择“栅”而不叫别的名字的理由之一是脚码“g”使人想起“栅”(grid), 两者很相似, 加到这些电极上的电压和流入这些电极的电流, 用

$$V_s, V_t, V_d \text{ 和 } I_s, I_t, I_d \quad (19)$$

表示其直流数值, 小写字母 (v, i) 用来表示小信号或交流值。

图 5 表示这种晶体管的符号。和双极晶体管一样, 箭头表示通常电流的方向, 位于“源”的附近工作载流子就是从这里进入器件的。

当用数字脚码表示三个电极更方便时, 用 1 表示源, 2 表示漏, 3 表示栅, 如图 1 所示。

本节的讨论中, 一般地说是处理低频问题, 并忽略栅电流 (反向电流及充电电流都不算), 令 $I_t = 0$ 。所以, I_s 与 I_d 相等而方向相反。用 I 表示

$$I = I_s = -I_d, \quad (20)$$

这些量都是该器件 z-方向每单位长度的电流。

显然 V 与 W 的关系为

$$W_0 = V_s - V_d, \quad (21)$$

$$(22)$$

这些量的微小变化, 作为微分,

$$\delta W_0 = v_s - v_d, \quad (23)$$

$$\delta W_d = v_d - v_s, \quad (24)$$

$$\delta I = i = i_s = -i_d, \quad (25)$$

下节用这些关系导出单极晶体管的等效线路。

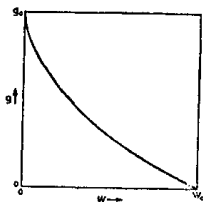


图 4 沟道的单位平方电导 g 与 w 的关系

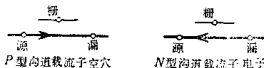


图 5 单极场效应管的符号

4. 缓变情况

A. 引言

当电流在沟道内向正 x -方向流动,必定有 E_x 分量的电场。这就要求电势沿沟道变化。既然栅极没有电流(以后将考虑很小的反向电流),它们就是等电势。所以,沟道和 n^+ -区之间的反向电压沿 x 而变化从而沟道宽度有变化。在计算第2节中沟道宽度 b 和反向电压 W 之间的关系时,假设

$$\partial^2 V / \partial x^2 = 0 \quad (26)$$

故可用一维Poisson方程。因为有电流时,

$$E_x = -\partial V / \partial x \neq 0 \quad (27)$$

一般 $\partial^2 V / \partial x^2 \neq 0$ 。但,如果 $\partial^2 V / \partial x^2$ 比 ρ_c / K 小得多,则对 $V(y)$ 可用一维近似,且在 $l=0$ 时反向电压 $W(x)$ 和 $b(x)$ 为同样的函数。如果沿沟道的变化是缓变的,把 W 和 b 这样联系起来是一个很有用的近似。把这个情形叫做缓变情况。

图6说明缓变情况的通常情形。电流向右流动,所以电势在 $+x$ -方向上逐渐变负,反偏置渐增,沟道变窄。考虑某一特定 x 值和以 x 为中心的某一长度 a 。设此长度内的 $b(x)$ 有一点变化(为自身值的一小部分)。此时 $(x, 0)$ 和 (x, a) 两点间的电势差依赖于器件内整个电荷分布和源漏上的电压。然而,由于 n^+ -区起了屏蔽作用, $(x, 0)$ 点的电势主要取决于围绕 $(x, 0)$ 的 a 区间内的电荷,当然,它的附近不得有非常高的电荷密度。如果沟道很平缓地变化则电势由区间 a 内的 b 平均值所决定,这实质上上和 x 点的 $b(x)$ 是相同的,所以反向电压

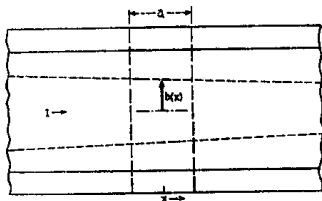


图6 “缓变”沟道的情形

注意:中间标明 a 的地方应该更宽一点,差不多为 p 层宽度的一半

$$W = W[b(x)] \quad (28)$$

W 和 b 的函数关系可就 $l=0$ 导出。

在本节的好几个地方我们取栅电势为0。这在讨论电势沿沟道如何变化时尤其方便。

在第2节建立函数 $W(b)$ 时所作的假设之一是: $y = b$ 处 $E_y = 0$, 缓变情形 这个假设并

不严格成立，但是，是一个好的近似。沟道内部电场主要是沿x-方向。在边缘上有y-方向分量，造成空穴漂移速度的内向分量，相当于使沟道变窄。故沟道边缘

$$-E_y/E_x = db/dx \quad (29)$$

对缓变近似， db/dx 必需远远小于1；否则沟道就很快变窄了。下面将表明，在沟道与栅之间的区域 E_x 比 E_y 的典型值也要小。因此，就计算 $W(b)$ 而言，沟道表面的 E_y 值可以忽略不计。沟道内部电流几乎是平行x-方向流动的， E_x 就更小了，沟道中的等势面近乎垂直于x-轴的平面；这些平面的静电势为 $-W(x)$ ，这就是 n^+ -区和沟道间的电势差（ n^+ -区是等电势的，并取其电势为0）。

现在可以用 $W(x)$ 和 g 来分析缓变情况了。由于 g 是 b 的函数，而 b 和 W 有关系（第2节中讨论过）， g 对 W 有相同的函数（见第2节）。马上得出方程

$$I = g(W) dW/dx \quad (30)$$

这是缓变理论赖以发展的基本方程。它不仅适用于图1所示的结构，也适用于别的结构，只要浓度梯度不是陡变。对于别的结构可以推导出新的函数 $g(W)$ ，一旦知道了合适的 $g(W)$ ，分析就和下面的做法相似了。

在讨论(30)的结论之前，我们将指出，如果缓变条件严重违反了，这个方程式就不能应用了。假设沟道宽度改变得很快就能说明这一点。这时x点的电势不单由 $b(x)$ 决定，也要受x左边的更大量的电荷所影响。否则，此时的 W 不能只用 b 的函数来表示，并且， b 和 g 也不仅是 W 的函数，也和 dW/dx 有关。另一种情况，如果x点的电势很大程度被漏电极上的电压所决定， W 和 b 可能就没有直接关系了。这时很明显， $b(x)$ 与 $W(x)$ 之间并没有单值关系。后一情况以下几节将详细考察，那时我们将假设在某一电极附近 W 超过了 W_0 。

B. 电流—电压关系

再回到缓变情况。假设(30)是成立的，乘以 dx 并积分，得

$$I \int dx = \int_{W_s}^{W_0} g(W) dW \quad (31)$$

用 W_0 和 W_s 表示源与漏极的 W 值，源漏相距为 L ，得

$$I = \frac{1}{L} \int_{W_s}^{W_0} g(W) dW \quad (32)$$

基于本方程式的电流电压特性很容易用一个变量（量纲为电流）的函数表示出来

$$J(W) \equiv \int_0^W g(W) dW = g_0 W \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{W}{W_0} \right)^{3/2} \right] \quad (33)$$

最后的表示式从(17)得出。用了 J ，单位长度的电流 I 为

$$\begin{aligned} I &= [J(W_0) - J(W_s)]/L \\ &= [J(V_s - V_d) - J(V_s - V_{s0})]/L \end{aligned} \quad (34)$$

如果把 I 当作 V_s 的函数作图，以 V_d 为参变量并取 $V_{s0} = 0$ （和双极晶体管的集电极线族类似，或和真空管的板极线族类似），则所有曲线的形状都相似只不过彼此间沿 I 和 V_s 轴作简单的平行平移。此图如图7所示，用的是 V_d 的绝对值使曲线落在第一象限内。

根据(34)，这一族特性曲线超过下述值便不能成立：

$$W_d = V_c - V_d = W_0 \quad (35)$$

因为这个电压使漏极发生夹断，缓变近似失效了。图7继续有效是基于第5节的处理。漏极夹断的临界情形如虚线所表示。这支曲线的方程为

$$I = \frac{J(W_0)}{L} - \frac{J(W_0 - |V_d|)}{L} \quad (36)$$

由此看出，虚线和 $V_c = 0$ 曲线相同，只要以 $|V_d| = W_0$, $I = J_0(W_0)/L$ 为原点使它 ($V_c = 0$) 旋转 180° 即可。

将小写的 v_s , v_d 及 v_c 取代大写的 V , 立即得到对应于 (32) 式的小信号行为。这也引导到以小写的 i 代 I ,

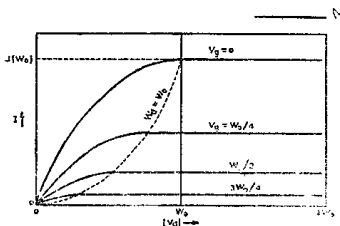


图7 源为0电势时接受的族族 (注意 $W_2 = W_0$ 线)

$$i = (g_d \delta W_d - g_s \delta W_s) / L \\ = \frac{g_s}{L} \cdot v_s - \frac{g_d}{L} \cdot v_d - \frac{(g_c - g_d)}{L} v_c \quad (37)$$

$$\text{其中 } g_s = g(W_s) = g(V_c - V_s) \quad (38)$$

$$g_d = g(W_d) = g(V_c - V_d) \quad (39)$$

利用下述符号

$$G_{ds} = g_s / L \quad (40)$$

$$R_d = L / g_d \quad (41)$$

$$\mu_{ds} = G_{ds} R_d = g_s / g_d \quad (42)$$

电流方程取下述形式

$$i_s = -i = G_{ds} [(v_c - v_s) + (v_d - v_c) / \mu_{ds}] \quad (43)$$

这和真空三极管很相似，只要留心一下从外部进入漏的电流为 $i_s = -i_s = -i$ 。

对应于 (43) 的等效电路如图8所示，不可逆成分表示电流发生器。

很明显，在 W_d 接近于 W_0 的工作状态下可得到高 $m\mu$ ，因为沟道在漏极接近“夹断”而 $g_d = g(W_d)$ 比 g_s 小得多。第5节还要回到这个问题作更详细讨论。由于缺了电容成分，这

个电路并不完全。这些略去的成分在第7节所讨论的高频率下起重要的作用，在这些频率时集总常数的处理就不是好的近似了。

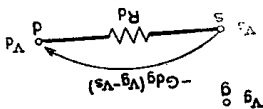


图8 单极场效应管的等效电路

C. 自然参数

虽然，一旦知道 $g(W)$ 与 W 的函数关系，从(32)就可得缓变情况的电路特性，但是还是希望更详细地了解沟道的行为。为此，将推导出 W 对 x （沿沟道方向）的关系的表达式以及沟道在 $x-y$ 平面内的形状。利用某些和结构常数有关的自然参数是很方便的。

电压的自然单位 W_0 已经导出过了。电场的自然单位 E_0 = 电压为 W_0 时 $y = a$ 平面上的电场。电导自然单位为 g_0 。单位长度的电流自然单位 = 电导 g_0 ，电场 E_0 时的电流。时间的自然单位 τ_0 = 空穴在 E_0 中运行距离 a 所需的时间。这些量的有关方程如下：

$$W_0 = \rho_0 a^2 / 2K \quad (44)$$

$$E_0 = \rho_0 a / K = 2W_0 / a \quad (45)$$

$$g_0 = 2\rho_0 \mu_0 a \quad (46)$$

$$I_0 = g_0 E_0 = 2\rho_0^2 \mu_0 a^2 / K = 8\mu_0 K W_0^2 / a^2 \quad (47)$$

$$\tau_0 = a / \mu_0 E_0 = K / \mu_0 \rho_0 = K / \sigma_0 \quad (48)$$

上述有些量给出了几种形式，这对以后的运算带来方便。

注意 τ_0 的表达式 K/σ_0 ，该表达式乃是由 σ_0 及 K 所表征的材料的“介质驰豫时间”。

D. 解的表达式

不要把 W 作为 x 的函数去求解，而代之以把 x 作为 b 的函数求解，这样做比较方便。因为已经导出了 b 与 W 之间的关系，这样做就建立了 x 与 W 的关系了。为了要找出 x 对 b 的函数，注意从(12)和(13)，

$$dW = -(a-b) \rho_0 db / K \quad (49)$$

利用本式消去 dW ，得

$$\begin{aligned} I dx &= g(W) dW = -\hat{g}_0 (a-b) (b\rho_0 / aK) db \\ &= -\hat{I}_0 a (1-u) u bu \end{aligned} \quad (50)$$

其中

$$u = b/a, \quad (51)$$

即沟道所占 p -层的部分。还要注意， $u = 0$ 和 $u = 1$ 时， $\frac{dx}{du} = 0$ 。形式上，它的含意是，沟道在 $\frac{db}{dx}$ 为无穷大的那些点改变其宽度。当 u 在0与1之间， $\frac{dx}{du}$ 对 $u = 0.5$ 是对称的。就 dx 方程

很容易积分得

$$x = -(aI_0/I)[(u^2/2) - (u^3/3)] \quad (52)$$

积分常数的选择是使 $u = 0$ 时 $x = 0$ 。图 9 (a) 就两个 I_0/I 的值画出了所得沟道的形状。图 9 (b) 表示电势沿沟道的变化。对某些 u 值计算静电势 $V(x, y)$ 的值以得到这些曲线: $V(x, y)$ 在沟道内可表示为 $V(x, 0)$,

$$V(x, 0) = -W(x) = -W_0(1-u)^2 \quad (53)$$

这些 u 值和图 9 (a) 中用来计算 x 的 u 值相同, 然后作出 V 与 x 的关系图。

沟道的全长为

$$L(I) = (a/\delta)(I_0/I) \quad (54)$$

很明显, 缓变条件很难认为是成立的, 除非 $L(I)$ 大约为 $3a$ 或更长些, 这相当于 I_0/I 大于 18。即使 $L(I)$ 等于 $3a$ 缓变条件只在沟道中部才成立。在沟道很快变窄的地方, 缓变条件不适用。

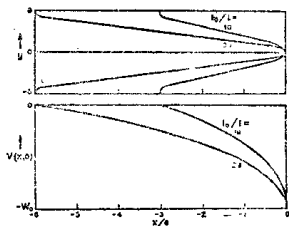


图 9 缓变近似。(a) 沟道的形状, (b) 静电势

作为缓变近似适用性极限的一个近似的判据, 要求距离 a 内沟道宽度只改变了很小的一部分。这就是要求

$$adb/dx < b \quad (55)$$

或 $(a/b) db/dx < 1 \quad (56)$

看来这是一个合理的条件。如果它成立, 则 db/dx 很小, 本节前面对 b 和 W 的关系的讨论可用。反之, 如果它不成立, 则 b 在间距 a 内的变化达到 2 倍或更多。在这个情形下, x 点的电势不见得就是由 x 点的 b 所决定, 因为它受到两边 b 的变化所严重影响。

我们将采用下述形式的判据:

$$1 > (a/b)(db/dx) = 1/(1-u)^2 I_0 \quad (57)$$

如果 $I_0/I = 18$, 则 u 在 0.5 附近时该不等式满足。对于更大的 I_0/I 和更长的沟道, 在更宽的沟道宽度范围满足缓变条件。但是, 当 u 趋近于 0 或 1, 在所有情形下缓变条件都失效。 $u = 1$ 附近缓变条件失效不太重要, 因为此处的 g 值很大而电场 E_x 很小。然而, 在 $u = 0$ 附近电场很高, 而且, 在 W_0 大于 W_0 的所有情形中 u 都是趋近于 0 的。

$u = 0$ 的附近, $(1 - u)$ 的项实际上等于 1, 不等式可以写成下述形式 (52):

$$1 > |u^2| \quad (52)$$

在此范围内 (52) 式 x 中的 u^3 项可以忽略, 故

$$-x = \frac{1}{2} a u^2 / 2l \quad (59)$$

将不等式代入此式, 得

$$-x > a/2 \quad (60)$$

这意味着: 缓变条件适用到离沟道端点大于 $a/2$ 的地方。

实际上电场在 $x = 0$ 处不会趋于无穷大, 单位长度的空穴数也不像缓变近似所要求的趋向 0。所以 $x = 0$ 处夹断情形不会真的发生。然而, 定义某一点, 当作 $x = 0$, 认为它就是“外推的夹断点”, 简称“expop” (外夹点), 这么做还是方便的。“外夹点”定义为 $u = 0$ 的点, 且 W 还等于 W_0 (如果缓变解超出其有用范围仍继续成立的话)。

下一节将考虑在外夹点或越过外夹点的情形。

5. 外夹区域的状态

考虑外夹点的情形之前, 先考虑稍远一点的情形, 对应于 $x > 0$ 。在此区域内, 空穴的单位长度电荷远小于 $q(N_1 - N_2)$ 的电荷。因此该部分由电荷引起的静电势近似为

$$V_0(x, y) = -W_0(1 - (y/a)^2) \quad (61)$$

它满足 Poisson 方程且在 $y = \pm a$ 处, $V_0 = 0$ 。这个电势和 x 无关, 并不产生造成空穴流动的电场。产生电场 E 的原因是加在漏极上的电压。

如果假设漏极位置处于相当大 x 的地方, 并且有很负的电荷, 则可以用一个相当简单的式子来近似表述影响到 $x = 0$ 附近的电场。将 $x = x_0$ 平面 (漏极就在此处) 的电势作 Fourier 展开就可得这个表达式。如果电势对 $y = 0$ 对称, 可以展开为下述诸项的余弦级数

$$\cos[\pi(2n+1)y/2a]; \quad n = 0, 1, 2 \quad (62)$$

每一项在 $y = \pm a$ 时都等于 0。每一项都可乘一个 x 的函数以得到一个 Laplace 方程的解, 完整的项是

$$T_n = \exp[\pi(2n+1)x/2a] \cos[\pi(2n+1)y/2a] \quad (63)$$

每一项都满足

$$d^2 T_n / dx^2 + d^2 T_n / dy^2 = 0 \quad (64)$$

负指数的项也应满足 Laplace 方程, 不过它们向左要上升, 不能适当地表示由于漏极电压引起的电场。 $n = 0$ 的项, 每向左一个间距 a 就衰减 $\exp(-\pi/2) = 0.21$ 。次一项 $n = 1$ 有相似的衰减, 但衰减因子为 $\exp(-3\pi/2) = 0.009$ 。由此很清楚, 除了极靠近漏近旁的地方, 由漏极所引起的电势用一项就可代表

$$T_0 = (\exp \pi x / 2a) \cos \pi y / 2a \quad (65)$$

这个项造成一组等势面, 形式如图 10。

空穴电荷很小的区域, 电势可以很好地表示为

$$V(x, y) = V_0(x, y) - AT_0(x, y) \quad (66)$$

系数A的选择应使漏极的 $V = -W_0$ 。实际上,在漏附近Fourier展开中的其它项应包括在内。但,如果漏的形状多少有些像 T_0 的等势面,这些其它项就十分的小。所以,可以忽略它们并由 $(x, 0)$ 点的 $V = -W_0$ 决定A。这就得到

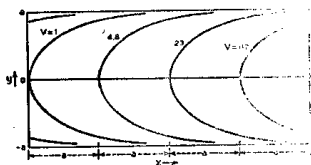


图10 满足Laplace方程的电场的等势面

$$W_0 = W_0 + A \exp(\pi x_0 / 2a) \quad (67)$$

或 $A = (W_0 - W_0) \exp(-\pi x_0 / 2a) \quad (68)$

以下将考虑,工作状态是怎样影响 x_0 值的, x_0 即外推夹断点和漏之间的距离。

图11表示 $V(x, 0)$ 和 x 的关系, x 包含下述近似适用的范围。该近似为

$$x \approx (I_0 a / 2I) u^2 \quad (69)$$

及 $W = W_0(1-u)^2 \approx W_0 - 2W_0 u = W_0 - W_0 \left(\frac{8Ix}{I_0 a} \right)^{1/2} \quad (70)$

这个解于 $x < -a$ 成立,此区域缓变近似适用。对于正 x 值,这个解必须和空间电荷区的解“平滑地衔接起来”。衔接的问题附录中有更充分的讨论。根据较简单的理由对系数A作出估计是有帮助的。

缓变区内,单位长度空穴电荷的改变产生纵向电场。这个改变产生沿沟道的电势变化。当接近外夹点时,空穴电荷可以忽略掉,空穴造成的上述改变也不可能了。所以,电场必需由漏上的电压提供。由于缓变解在 $x = -\frac{a}{2}$ 开始变坏,假设 T_0 项对该点电场作出相当贡献是合理的。对于 $x = -\frac{a}{2}$ 处的近似衔接条件,令 T_0 的贡献为缓变解的25%,这得出图11的近似,且

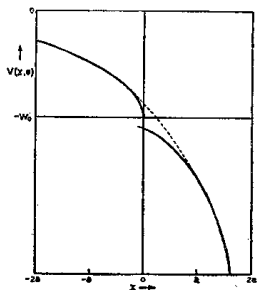


图11 将缓变解与指数相联结的近似

$$\begin{aligned} dW/dx &= W_0 (8I/I_0 a)^{1/2} x^{-1/2} / 2 = E_0 \left(\frac{I}{I_0} \right)^{1/2} = 4 A dT_0 / dx \\ &= 4 (\pi A / 2a) \exp(-\frac{\pi}{4}) \end{aligned} \quad (71)$$

这得出A值为

$$\begin{aligned} A &= (W_0 / \pi) (I/I_0)^{1/2} \exp(\frac{\pi}{4}) \\ &= 0.7 W_0 (I/I_0)^{1/2} \end{aligned} \quad (72)$$

根据这个A值，作为 W_0 及I的函数，可以对外夹点与漏之间的距离作出估计。

从(67)，找到

$$x_0 = (2a/\pi) I_0 [(W - W_0) (I_0/I)^{1/2} / 0.7 W_0] \quad (73)$$

举 $I_0/I = 18$ 为例，它给出最大沟道长度 $3a$ （从完全宽度到外夹点）并取 $W_0 = 2W_0$ ，得

$$x_0 = (2a/\pi) I_0 (4.25/0.7) = 1.1a \quad (74)$$

可见漏处于（外夹点之外）大约距离 a 的地方。

根据缓变解和 x_0 的表达式，有可能就超过夹断条件的工作状态建立起电路理论，其方法和完全工作在缓变条件的方法极其相似。

6. 低频等效电路

第2节考虑了源漏之间长度为L的结构并引进函数 $J(W)$

$$J(W) = \int_0^W g(W) dW \quad (75)$$

从外面流入源的单位长度电流用这个函数表示为

$$I = [J(V_s - V_0) - J(V_s - V_0)] / L \quad (76)$$

根据本式作曲线如图7。由于 $V_s - V_0$ 比 $-W_0$ 更负，曲线将以下述常数数值延伸

$$I = [J(W_0) - (V_s - V_0)] / L \quad (77)$$

现在考察该延伸部分的正确性。

设 W_0 比 W_0 大得多，可用(73)估计 x_0 。这就表示，沟道的有效长度应是 L 。

$$L_0 = L - x_0 \quad (78)$$

换言之，沟道调整其电流直到外夹点落到比漏还短 x_0 为止。这时下述方程式沿沟道缓变部分保持有效：

$$I dx = g(W) dW \quad (79)$$

进一步，如果将本式从 W_0 到 W_0 积分，则积分 dx 就是 L_0 ，因为 L_0 的定义就是当(79)积分到 W_0 时源到外夹点的距离。

$$I L_0 = \int_{W_0}^{W_0} g(W) dW = J(W_0) - J(W_0) \quad (80)$$

得出

$$I = [J(W_0) - J(W_d)] / L, \quad (81)$$

很明显这个电流比以前采用的要大出如下的比率：

$$L/L_0 = [1 - (x_d/L)]^{-1} \quad (82)$$

因为 x_d 一般和 a 差不多，如果 L 比 a 大5倍以上，这个比值差不多为1。所以让图7延伸看来是合理的。还可利用这些表式得出小信号效应的微分形式。为此将方程写成下述形式

$$I(L - x_d) = \int_{W_d}^{W_0} g(W) dW \quad (83)$$

取两边全微分，令

$$\delta I = i, \quad \delta W_0 = v_0 - v_d, \quad \delta W_d = v_d - v_d \quad (84)$$

注意到，源处的电场为

$$I/g(W_0) = E_{x_0} \quad (85)$$

从 T_0 的指数关系也看出漏处的电场为

$$E_{x_d} = \pi(W_d - W_0) / 2a \quad (86)$$

$x_d(W_d, I)$ 对微分的贡献是

$$\delta x_d = -(a i / \pi I) + \delta W_d / E_{x_d} \quad (87)$$

这些考虑导致

$$i = I \left[\frac{v_0}{E_{x_0}} - \frac{v_d}{E_{x_d}} + \left(\frac{v_0}{E_{x_0}} - \frac{v_d}{E_{x_d}} \right) \right] / \left(L - x_d + \frac{a}{\pi} \right) \quad (88)$$

由此看出 $m\mu$ 为

$$\mu_{s,d} = (E_{x_d} / E_{x_0}) - 1 \quad (89)$$

想到用图11便可明白这个式子的意义。我们在这里就电流 I 考虑 $V(x, 0)$ 对 x 的曲线。电势改变而维持电流不变相当于 W_0 和 W_d 改变 δW_0 和 δW_d 而使 L 不变。变化量 δW_0 和 δW_d 明显在 E_{x_0} 和 E_{x_d} 的比值中，这就得出了(89)式

$\mu_{s,d}$ 中的主要项

$$\begin{aligned} E_{x_d} / E_{x_0} &= [\pi(W_d - W_0) / 2a] g(W_d) / I \\ &= \frac{\pi(W_d - W_0)}{2a} \cdot \frac{I_0 b_1}{E_0 I a} \\ &= \frac{\pi}{4} \left(\frac{W_d}{W_0} - 1 \right) \frac{I_0}{I} \cdot \frac{b_1}{a} \end{aligned} \quad (90)$$

设 $W_d = 2W_0$, $I_0/I = 18$, $W_0 = W_d/4$, 故 $b_1/a = 1/2$, $\mu_{s,d}$ 为

$$\mu_{s,d} = 7.1 - 1 = 6.1 \quad (91)$$

更小的 I/I_0 或更大的 W_d 工作时，可得更高的 $m\mu$ 值。

跨导主要由 E_{x_0} 项支配且为负值：

$$\begin{aligned} G_s &= \mu_{s,d} \cdot g_0 / (L - x_d + a/\pi) (1 + \mu_{s,d}) \\ &= 2\sigma_0 b_1 \mu_{s,d} (L - x_d + a/\pi) (1 + \mu_{s,d}) \end{aligned} \quad (92)$$

这个值大体上就是厚 $2b_1$ ，长 L 的 p -型层的电导。

从漏看进去的电阻为

$$R_d = 1/G \mu_{s,d} \quad (93)$$