

# 雪崩二极管的计算机模拟\*

宋文森 方希曾  
(中国科学院电子学研究所)

## 提 要

本文讨论了雪崩二极管计算机模拟的物理模型、计算方法和程序设计等问题。特别详细地介绍了半隐式方法。建立了一系列程序来计算雪崩二极管的直流小信号和大信号解。这一套程序原则上对于各种材料、各种形式掺杂分布的所有渡越时间型器件都是适用的,但文章中只给出了对硅雪崩二极管的计算结果。

## 一、引 言

用电子计算机模拟固体器件是研究固体器件以及与之相关的微波固体电路的有效方法。计算机模拟可以把以前用解析法无法预示的器件的特性和器件内部的复杂的物理过程清楚地显现出来,使得一些以前无法很好解释的物理现象,如雪崩器件和耿氏器件的各种不同模式、各种非线性特性等都得到了较好的解释。因而器件的计算机模拟不仅可用于研究器件的电子学过程,为器件设计提供较精确可靠的数据,而且对于微波固体电路和微波集成电路的设计也起重要的作用。

雪崩二极管的大信号模型是由 G.I.Haddad 等人建立的<sup>[1]</sup>,开始用的是解析的方法。后来 G.I.Haddad 及其合作者在计算机模拟方面作了大量的工作,文献 [2] 就是这些工作的一个总结。按照文献 [2] 介绍的基本方法,我们建立了一整套计算机程序,可以计算各种不同材料、不同掺杂分布的雪崩二极管的直流小信号和大信号特性。

## 二、基本的物理和数学问题

众所周知,在一维情况下,半导体内电子和空穴的运动状态可由下列方程组来描述:

$$\text{空穴连续方程} \quad q \frac{\partial p}{\partial t} = G - \frac{\partial J_p}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\text{电子连续方程} \quad q \frac{\partial n}{\partial t} = G + \frac{\partial J_n}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\text{泊松方程} \quad \epsilon \frac{\partial E}{\partial x} = q(p - n + N_D), \quad (3)$$

\* 1982年11月18日收到。

$$\text{空穴电流密度} \quad J_p = qpV_p - qD_p \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (4)$$

$$\text{电子电流密度} \quad J_n = qnV_n - qD_n \frac{\partial n}{\partial x}, \quad (5)$$

$$\text{雪崩产生率} \quad G = \alpha_p |J_p| + \alpha_n |J_n|. \quad (6)$$

这里所用的符号意义和量纲如下:  $t$ ——时间 (s),  $x$ ——距离 (cm),  $p$ ——空穴浓度 ( $\text{cm}^{-3}$ ),  $n$ ——电子浓度 ( $\text{cm}^{-3}$ ),  $J_p$ ——空穴电流密度 ( $\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}$ ),  $J_n$ ——电子电流密度 ( $\text{A}\cdot\text{cm}^{-2}$ ),  $G$ ——电荷的雪崩碰撞产生率 ( $\text{C}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$ ),  $E$ ——电场强度 ( $\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$ ),  $q$ ——电子电荷 (C),  $\varepsilon$ ——介电常数,  $N_D$ ——掺杂浓度 ( $\text{cm}^{-3}$ ), (对 P 型为负, n 型为正),  $V_p$ ——空穴速度 ( $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ ),  $V_n$ ——电子速度 ( $\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ ),  $D_p$ ——空穴扩散系数 ( $\text{cm}^2\cdot\text{s}^{-1}$ ),  $D_n$ ——电子扩散系数 ( $\text{cm}^2\cdot\text{s}^{-1}$ ),  $\alpha_p$ ——空穴离化系数 ( $\text{cm}^{-1}$ ),  $\alpha_n$ ——电子离化系数 ( $\text{cm}^{-1}$ ).

在上面的方程组中, 为了简化起见忽略了电子和空穴的复合. 固体器件的模拟问题基本上就是在一定的边界条件下求解上述方程组. (1)–(3) 式称基本方程组, 而 (4)–(6) 式称补助方程. 也就是说在求解时主要是在时域上解基本方程组 (1)–(3) 式. 在解基本方程组时, 把  $J_p$ 、 $J_n$  和  $G$  看作已知量; 在求得了电场  $E$  的分布后, 再反过来通过 (4)–(6) 式计算  $J_p$ 、 $J_n$  和  $G$ . 这些新的量作为时域上的下一步计算时的已知量. 只要我们解决了时域上某一步的计算方法, 也就基本上解决了整个的计算方法. 时域上求解方程组的数值方法可大致概括如下:

(1) 先计算粒子速度、扩散系数、电离系数等材料的特性参量与电场的关系. 由于材料、温度以及掺杂浓度不同时, 这些参量是不同的, 如果把它们直接以函数的形式放在主程序中, 不但很不方便, 而且也费计算时间, 因此我们另编一程序, 并预先制成表存盘. 对于不同材料, 这些参量与电场的函数形式以及参量本身的价值都很不同, 这里不予讨论.

(2) 给出粒子的初始分布. 这初始分布虽然是任意假定的, 但它对收敛速度有很大影响.

(3) 在一定的电场边界条件下, 从粒子浓度分布通过 (3) 式计算电场分布.

(4) 从 (4)–(6) 式计算  $J_p$ 、 $J_n$  和  $G$  (先查表读出粒子速度、扩散系数、电离系数等参量).

(5) 在一定的边界条件下, 计算时域上下一步的粒子浓度分布, 即解连续方程.

以后只要重复步骤 (3)–(5), 就可以在时域上一步步的前进.

### 三、直 流 解

直流解实际上就是给定一个不变的电场边界条件, 在时域上一步一步前进, 通过反复的迭代使粒子浓度分布、电位分布和电流等都达到稳定. 主要的问题是求解连续方程的问题.

**1. 时间—空间网格和连续方程的差分格式** 为了把包括时间和空间的偏微分方程离散化, 必须先建立一个时间—空间网格 (如图 1). 图中  $K$  表示时间节点;  $J$  和  $I$  都是空间

节点, 其中  $J$  为空间电荷节点,  $I$  为电场节点.  $K$  表示前面的时刻, 所以对  $K$  时刻的各量

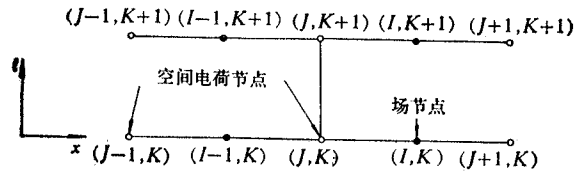


图1 时间-空间网格

都是已知量.  $K+1$  是待求的时刻.  $J$  是待求的空间节点,  $J-1$  和  $J+1$  分别是  $J$  的前一点和后一点.

差分格式主要有显式、半隐式和隐式三种.

对于显式格式取:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p_J^{K+1} - p_J^K}{\Delta t}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial J_p}{\partial x} = \frac{J_{p_I}^K - J_{p_{I-1}}^K}{\Delta x}. \quad (8)$$

这样, 整个方程中只有  $p_J^{K+1}$  是未知量.

对于半隐式 (8) 式变为:

$$\frac{\partial J_p}{\partial x} = \frac{J_{p_I}^{K+1/2} - J_{p_{I-1}}^{K+1/2}}{\Delta x}, \quad (9)$$

而 (7) 式不变.  $K+1/2$  表示  $K$  和  $K+1$  的中间时刻. 这中间时刻的值通常可以取  $K$  和  $K+1$  时刻的平均值.

对于隐式格式, 对时间的偏微分取  $K+1/2$  时刻的值. 我们的程序中考虑了各种格式, 但限于篇幅这里只给出半隐格式的结果.

**2. 连续方程的半隐差分格式** 为了计算方便起见先对各量进行归一化处理:  $p \rightarrow p \cdot q$  (包括  $n$  和  $N_D$ ),  $J \rightarrow J/\Delta x$  (包括  $J_p$  和  $J_n$ ),  $D \rightarrow D/\Delta x^2$  (包括  $D_p$  和  $D_n$ ),  $V \rightarrow V/\Delta x$  (包括  $V_p$  和  $V_n$ ),  $E \rightarrow E \cdot \varepsilon/\Delta x$ . 左边是归一化后的量, 右边同样的符号表示实际的量. 从前面的半隐差分格式可得:

$$\frac{p_J^{K+1} - p_J^K}{\Delta t} = G_J^K - (J_{p_I}^K - J_{p_{I-1}}^K) + D_{p_I}^K \frac{p_{J+1}^{K+1} - p_J^{K+1}}{2} - D_{p_{I-1}}^K \frac{p_J^{K+1} - p_{J-1}^{K+1}}{2}, \quad (10)$$

其中

$$J_{p_I}^K = p_J^K \cdot V_{p_I}^K - D_{p_I}^K \cdot \frac{p_{J+1}^K - p_J^K}{2}, \quad \text{当 } E_I^K \geq 0 \text{ 对}; \quad (11)$$

$$J_{p_I}^K = -p_{J+1}^K \cdot V_{p_I}^K - D_{p_I}^K \cdot \frac{p_{J+1}^K - p_J^K}{2}, \quad \text{当 } E_I^K < 0 \text{ 时}. \quad (12)$$

对于电子可以写出同样的一组公式. 归一化的泊松方程可以表示为:

$$E_I^K = E_{I-1}^K + p_J^K - n_J^K + N_{D_J}^K. \quad (13)$$

从这里可以看出, 所谓半隐格式就是对扩散电流采用半隐格式, 即一半在  $K$  时刻, 另一半在  $K+1$  时刻. (10) 式可以改写成三对角元素的代数方程组的标准形式:

$$-A_J^p p_{J+1}^{K+1} + B_J^p p_J^{K+1} - C_J^p p_{J-1}^{K+1} = D_J^K, \quad (14)$$

其中

$$A_J^p = D_{p_J}^K/2, \quad B_J^p = \frac{1}{\Delta t} + \frac{D_{p_J}^K}{2} + \frac{D_{p_{J-1}}^K}{2},$$

$$C_J^p = D_{p_{J-1}}^K/2, \quad D_J^K = G_J^K - (J_{p_J}^K - J_{p_{J-1}}^K) + p_J^K/\Delta t.$$

对于电子也可以得到类似的一组方程。

**3. 粒子浓度的边界条件和三角元素方程组的求解** 三角元素方程组的求解可参阅很多有关文献<sup>[3,4]</sup>, 这里只简述一下计算方法。对于第一类边界条件, 可以令(省略了上角标):

$$p_J = E_J p_{J+1} + F_J, \quad (15)$$

其中

$$E_J = A_J/D_{en_J}, \quad (16)$$

$$F_J = (D_J + C_J \cdot F_{J-1})/D_{en_J}, \quad (17)$$

$$D_{en_J} = B_J - C_J \cdot E_{J-1}. \quad (18)$$

粒子浓度的边界条件可以表示为:

$$\text{多数载流子浓度} = |\text{掺杂浓度}|, \quad (19)$$

$$\text{少数载流子浓度} = n_i^2/|\text{掺杂浓度}|. \quad (20)$$

这就是说, 如果在距离网格上有  $N-1$  个内点, 则边界点的值  $p_1$  和  $p_{N+1}$  是已知的。从左边边界条件可得:

$$p_1 = E_1 p_2 + F_1. \quad (21)$$

$p_1$  是已知量。对于任意分布的  $p_2$ , 使 (21) 式都得到满足的条件是:

$$E_1 = 0 \quad \text{和} \quad F_1 = p_1. \quad (22)$$

这样可以分两步来进行计算: (1) 利用  $E_1$  和  $F_1$  的左边界条件, 从 (16)~(18) 式计算出  $E_J$  和  $F_J$  ( $J$  从 2 到  $N$ )。 (2) 利用  $p_{N+1}$  的右边界条件, 从 (15) 式计算出  $p_J$  ( $J$  从  $N$  到 2)。

**4. 电场边界条件和收敛的讨论** 求出了粒子浓度分布后, 就可从泊松方程求电场分布。在解泊松方程时也需要知道电场的边界条件。最简单的办法是给定外加电压  $V_D$ , 先假定右边界的电场  $E_{N+1} = 0$ , 从右到左用 (13) 式算出各点电场  $E_J$ 。把电场在距离上积分得到电压  $V_{D1}$ , 有从  $V_D$  和  $V_{D1}$  的差得到  $E$  的修正值  $\Delta E$ :

$$\Delta E = \frac{V_{D1} - V_D}{W}. \quad (23)$$

$W$  为总厚度。把  $\Delta E$  叠加到每一点的电场  $E_J$  上就得到了电场分布。有了电场分布后, 通过查表求得电子和空穴速度、扩散系数和电离系数的值, 算出雪崩产生率  $G$  和各点的电子和空穴电流, 最后计算出总电流  $J_T^K$ :

$$J_T^K = J_p^K + J_n^K. \quad (24)$$

这样就完成了时域上某一步的计算, 反复迭代直到  $J_T^{K+1}$  和  $J_T^K$  的差小于给定范围就可以认为获得了直流解。但在实际计算中发现这方法有两个缺点: (1) 如果用平均的总电流作为收敛标准, 常常出现很大的误差, 因为空间每点的分布实际上并未收敛。如果每一点的总电流都同时收敛, 计算量又太大。 (2) 用  $V_{TOT}$  作为限定条件, 对电流有多值的情况, 如

耿氏器件中的负阻情况,这时就会出现不收敛或收敛不到希望的点. 我们的程序虽是由于计算雪崩器件的,实际上也可用于计算其它渡越时间器件,然而即使对于雪崩器件,在固定电压下电流也不易收敛,因为电压的很小变化,相应的电流变化很大. 所以实际上我们

是先给定总电流  $J_{DC}$ , 然后用平均的总电流  $J_{TOT}$

$$J_{TOT} = \sum_{l=1}^N (J_{p_l} + J_{n_l}) / N \quad (25)$$

和注入电流  $J_{IN}$

$$J_{IN} = \sum_{l=1}^N G_l + J_b(1) + J_n(N) \quad (26)$$

来和给定的  $J_{DC}$  比较,并不断修正偏置电压,直到  $J_{TOT}$  和  $J_{IN}$  都收敛于  $J_{DC}$ .

**5. 程序说明和计算结果** 直流解的基本框图如图 2 所示. 虚线框内是一个子程序 TDOM. 表示时域上某一步的计算过程. 所以这个子程序不但是直流解的主要部分,也是大信号解的主要部分. 这一子程序有若干个人口: 主入口 TDOM 是用于第一步计算, 另一入口 Diode 是以后迭代时的人口,其它还有一些入口,如存盘、打印等,这里没有表示出来.

图 3 是直流解的计算结果. 这里是典型的硅低高低掺杂型的雪崩二极管的情况. 计算的结果存盘,作为小信号和大信号解时的初值.

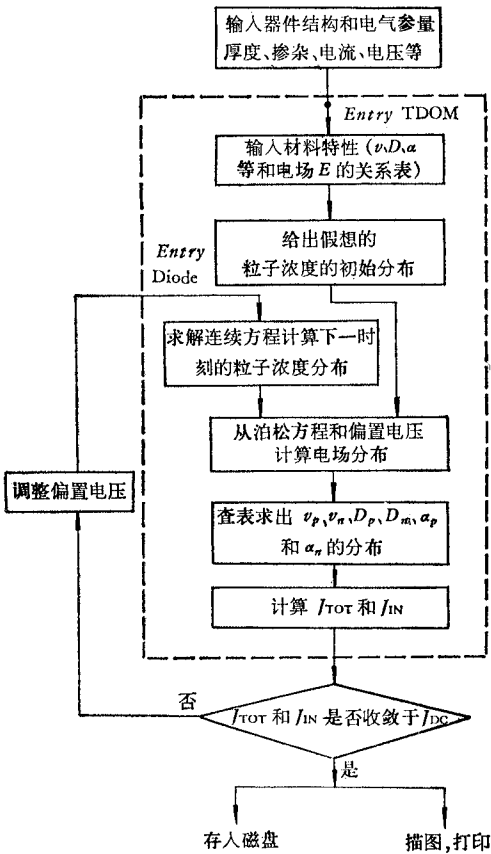


图 2 直流解框图

### 四、小信号解

在直流解的基础上,用微扰法就可以得到小信号解. 所以小信号解与直流解相比只是在时域上多一步而已. 这样可以在很宽的频率范围内很快地计算出阻抗特性. 这不但可以为大信号解提供合适的频率范围,而且对于小信号解本身也没有解析解中的各种限制,所以是很有意义的.

假定在直流解  $p_0, n_0$  和  $E_0$  上叠加微扰量  $\Delta p, \Delta n$  和  $\Delta E$ , 即  $p = p_0 + \Delta p, n = n_0 + \Delta n, E = E_0 + \Delta E$ , 则电子和空穴电流都可以在稳态点附近展开成幂级数. 只取一阶小量得:

$$J_p = J_{p_0} + \frac{\partial J_{p_0}}{\partial p} \Delta p + \frac{\partial J_{p_0}}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial J_{p_0}}{\partial E} \Delta E, \quad (27)$$

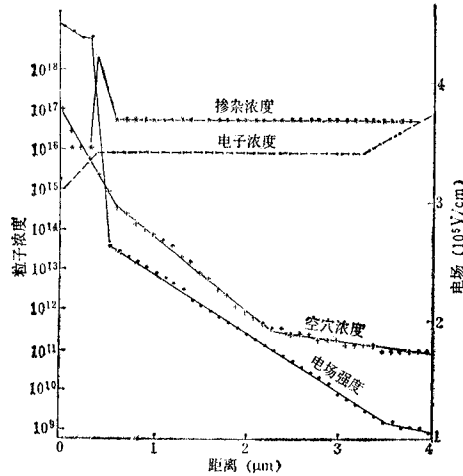


图3  $n$ 型硅低高低雪崩二极管的直流解  $J_{DC} = 1000\text{A}/\text{cm}^2$ ,  $V_{bias} = 54.66\text{V}$

$$J_n = J_{n_0} + \frac{\partial J_{n_0}}{\partial p} \Delta p + \frac{\partial J_{n_0}}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial J_{n_0}}{\partial E} \Delta E, \quad (28)$$

$$G = G_0 + \frac{\partial G_0}{\partial p} \Delta p + \frac{\partial G_0}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial G_0}{\partial E} \Delta E, \quad (29)$$

其中带下标0的为直流解,即:

$$\frac{\partial J_{p_0}}{\partial x} - G_0 = 0, \quad (30)$$

$$-\frac{\partial J_{n_0}}{\partial x} - G_0 = 0, \quad (31)$$

$$\frac{\partial E_0}{\partial x} - \frac{q}{\epsilon} (p_0 - n_0 + N_D) = 0, \quad (32)$$

$$\frac{\partial p_0}{\partial t} = \frac{\partial n_0}{\partial t} = \frac{\partial E_0}{\partial t} = 0. \quad (33)$$

如果假定微扰量对时间的变化可以表示成  $\exp(j\omega t)$ , 再把(27)–(29)式代入基本方程组的(1)–(3)式,并用(30)–(33)式消去所有的直流量,则得:

$$j\omega \Delta p = \frac{\partial F_p}{\partial p} \Delta p + \frac{\partial F_p}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial F_p}{\partial E} \Delta E, \quad (34)$$

$$j\omega \Delta n = \frac{\partial F_n}{\partial p} \Delta p + \frac{\partial F_n}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial F_n}{\partial E} \Delta E, \quad (35)$$

$$\frac{\partial \Delta E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon} (\Delta p - \Delta n), \quad (36)$$

式中

$$F_p = G_0 - \frac{\partial J_{p_0}}{\partial x}, \quad F_n = G_0 + \frac{\partial J_{n_0}}{\partial x}. \quad (37)$$

如果考虑到相邻位置的扰动对该点电流的影响,则(34)、(35)式的详细形式应是:

$$\begin{aligned}
 j\omega\Delta p_J &= \frac{\partial F_{p_J}}{\partial p_{J-1}} \Delta p_{J-1} + \frac{\partial F_{p_J}}{\partial p_J} \Delta p_J + \frac{\partial F_{p_J}}{\partial p_{J+1}} \Delta p_{J+1} + \frac{\partial F_{p_J}}{\partial n_{J-1}} \Delta n_{J-1} \\
 &+ \frac{\partial F_{p_J}}{\partial n_J} \Delta n_J + \frac{\partial F_{p_J}}{\partial n_{J+1}} \Delta n_{J+1} + \frac{\partial F_{p_J}}{\partial E_{I-1}} \Delta E_{I-1} + \frac{\partial F_{p_J}}{\partial E_I} \Delta E_I, \quad (38)
 \end{aligned}$$

和

$$\begin{aligned}
 j\omega\Delta n_J &= \frac{\partial F_{n_J}}{\partial p_{J-1}} \Delta p_{J-1} + \frac{\partial F_{n_J}}{\partial p_J} \Delta p_J + \frac{\partial F_{n_J}}{\partial p_{J+1}} \Delta p_{J+1} + \frac{\partial F_{n_J}}{\partial n_{J-1}} \Delta n_{J-1} \\
 &+ \frac{\partial F_{n_J}}{\partial n_J} \Delta n_J + \frac{\partial F_{n_J}}{\partial n_{J+1}} \Delta n_{J+1} + \frac{\partial F_{n_J}}{\partial E_{I-1}} \Delta E_{I-1} + \frac{\partial F_{n_J}}{\partial E_I} \Delta E_I. \quad (39)
 \end{aligned}$$

为了方便起见,用矩阵的形式表示,令:

$$[Q] = \begin{bmatrix} p \\ n \end{bmatrix} \text{ 和 } [\Delta Q] = \begin{bmatrix} \Delta p \\ \Delta n \end{bmatrix}, \quad (40)$$

则可把(38)和(39)式变成矩阵形式的方程组:

$$[ZQ_{J,J-1}, ZQ_{J,J}, ZQ_{J,J+1}] \cdot \begin{bmatrix} \Delta Q_{J-1} \\ \Delta Q_J \\ \Delta Q_{J+1} \end{bmatrix} + [ZE_{J,I-1}, ZE_{J,I}] \cdot \begin{bmatrix} \Delta E_{I-1} \\ \Delta E_I \end{bmatrix} = 0, \quad (41)$$

其中:

$$[ZQ_{J,J-1}] = \begin{bmatrix} -\frac{\partial F_{p_J}}{\partial p_{J-1}}, & -\frac{\partial F_{p_J}}{\partial n_{J-1}} \\ \frac{\partial F_{n_J}}{\partial p_{J-1}}, & -\frac{\partial F_{n_J}}{\partial n_{J-1}} \end{bmatrix}, \quad (42)$$

$$[ZQ_{J,J}] = \begin{bmatrix} j\omega - \frac{\partial F_{p_J}}{\partial p_J}, & -\frac{\partial F_{p_J}}{\partial n_J} \\ \frac{\partial F_{n_J}}{\partial p_J}, & j\omega - \frac{\partial F_{n_J}}{\partial n_J} \end{bmatrix}, \quad (43)$$

$$[ZQ_{J,J+1}] = \begin{bmatrix} -\frac{\partial F_{p_J}}{\partial p_{J+1}}, & -\frac{\partial F_{p_J}}{\partial n_{J+1}} \\ \frac{\partial F_{n_J}}{\partial p_{J+1}}, & -\frac{\partial F_{n_J}}{\partial n_{J+1}} \end{bmatrix}, \quad (44)$$

$$[ZE_{J,I-1}] = \begin{bmatrix} -\frac{\partial F_{p_J}}{\partial E_{I-1}} \\ \frac{\partial F_{n_J}}{\partial E_{I-1}} \end{bmatrix}, \quad (45)$$

$$[ZE_{J,I}] = \begin{bmatrix} -\frac{\partial F_{p_J}}{\partial E_I} \\ \frac{\partial F_{n_J}}{\partial E_I} \end{bmatrix}. \quad (46)$$

(41)式可以看成是矩阵形式的三对角方程组。这个方程组和泊松方程联立,可以用类似

于三对角方程组的追赶法求解。限于篇幅我们不再写出整个求解过程,读者可参阅文献[2, 5]。

从方程组(41)解出粒子浓度和电场的微扰量的分布后,就可以计算出交流电流和交流电压,进而求出小信号的阻抗特性,图4就是对应于图3的小信号阻抗特性。

## 五、大信号解

求大信号解基本上是一个计算方法问题。从物理和数学上考虑,大信号解完全可以用求直流解的同样方法来求得,只是把求直流解时外加在偏置上的直流电压(或电流)改为恒定的交流电压(或电流)。求大信号解的困难在于如何判断收敛和如何提高收敛速度。为了提高收敛速度,我们在大信号程序中,除了用直流解的结果作为大信号解的初始条件外,还采用如下的办法来加快收敛速度。

先不改变粒子浓度的初始分布,在一定的偏置电压下,计算一个周期内的平均总电流和注入电流。通过调整偏置电压的办法,使一周期的平均电流和希望的偏置电流之差小于给定误差,这就完成了一个循环。然后用一个周期終了时的电压和粒子分布作为初值进行新的循环。收敛标准除了一个周期的注入电流的平均值收敛于所希望的直流偏置电流外,还必须满足:

(1) 两次循环的偏压之差小于给定范围,即

$$|V_{\text{bias}}^{(N)} - V_{\text{bias}}^{(N+1)}| < V_{\text{ch}}; \quad (47)$$

(2) 两次循环的每步的总电流的绝对误差之和小于给定的值,即

$$\frac{1}{K_p} \sum_{K=1}^{K_p} |J_{\text{TOT}}^{(N)}(K) - J_{\text{TOT}}^{(N+1)}(K)| < \delta. \quad (48)$$

这里  $K_p$  是每周期所包含的步数。

在实际的程序中为了进一步加快收敛速度,把迭代的时间从一周减少到半周期,即先对前半周期进行迭代,达到一定的收敛标准后,再进行后半周期的计算。在一定周期的迭代(不改变粒子分布)和一个循环的迭代(改变粒子分布)中,调整偏置电压时,引用了若干个松弛因子。而且当前半周期和后半周期的结果差别较大时,新的循环并不代入终了的粒子浓度分布,而代入初始和终了的粒子浓度分布的平均值。通过这些办法使收敛速度大大加快了,一般经过七、八次循环或十几个周期的计算就可达到所需收敛。收敛时的阻抗和效率的误差一般小于5%。关于这些松弛因子的选择和迭代过程的详细描述这里不赘述,有兴趣的可参阅文献[5]。在图4中我们同时给出了小信号解和相应的大信号解,即在激励电压为20V时的大信号电纳。表1给出了在上述条件下对应于不同频率的效率。当然这个效率并不是振荡器的实际效率,因为振荡器的实际效率还取决于电路设

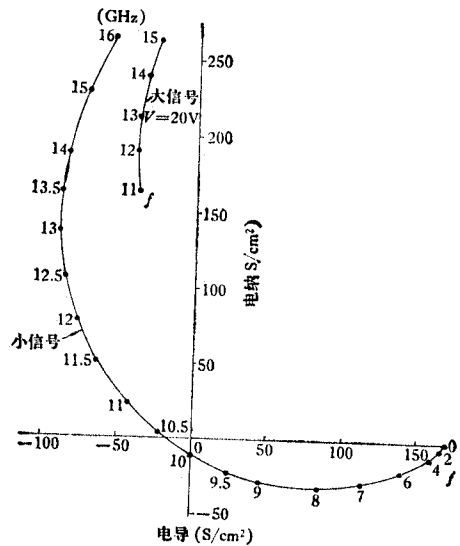


图4 与图3的直流解相对应的小信号和大信号电纳图



计,即还要考虑电路和器件的相互作用。这个效率只说明器件在给定偏置电流和激励下可能达到的最大效率。而且这个效率还不是器件的最大效率,器件的最大效率只有在算出了各种偏置电流和激励电压下的效率后才能得到。

表 1 大信号 ( $V = 20V$ ) 的导纳和效率

频率 (GHz)	11	12	13	14	15
电导 (S/cm <sup>2</sup> )	-38.15	-39.6	-37.1	-34.0	-29.1
电纳 (S/cm <sup>2</sup> )	165	190	216	240	264
效率 (%)	14.7	14.7	13.7	12.3	10.4

本项工作能够在较短时间内完成,很大程度上依赖于作者在美国密执安大学期间所得到的知识和资料,对于在此期间给予很大帮助的 G.I.Haddad 教授、F.D.Peterson 教授、李序武博士和南京固体器件研究所的孙建平同志表示衷心感谢。

### 参 考 文 献

- [1] W. J. Evans and G. I. Haddad *IEEE Trans. on ED*, **ED-15**(1968), 708.
- [2] C. W. Lee, R. J. Lomax and G. I. Haddad *IEEE Trans. on MTT*, **MTT-22**(1974), 160.
- [3] P. J. Roache, *Computational Fluid Dynamics*, Hermosa Publishers, Albuquerque, NM, 1972.
- [4] 沈阳计算技术研究所,电子计算机常用算法,科学出版社,1976年.
- [5] 宋文淼等,雪崩器件的计算机模拟,中国科学院电子学研究所(内部报告),1982年.

## IMPATT DIODE SIMULATION

Song Wenmiao, Fang Xizeng

(*Institute of Electronics, Academia Sinica*)

A set of programs is established for IMPATT Diode Simulation. It can be used to calculate the DC small signal and large signal solution of the IMPATT diodes made of different materials and having different doping profiles. The physical principles, numerical methods and program designs are discussed, and the half-implicit method is presented in detail. Those programs can be used to simulate all kinds of transit-time devices, but only the calculating results of Si IMPATT Diode are given.