

01

Новый подход к моделированию усиления тока в канале микроканальной пластины

© А.Б. Беркин, В.В. Васильев

Новосибирский государственный технический университет

E-mail: Berkin@epu.ref.nstu.ru

Поступило в Редакцию 20 октября 2006 г.

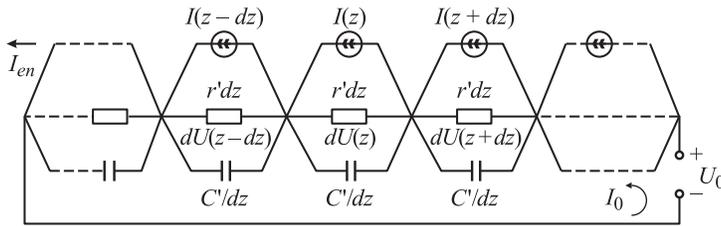
В окончательной редакции 23 января 2007 г.

Решена краевая задача для напряженности электрического поля в канале микроканальной пластины при заданной величине тока на входе канала. Получены аналитические соотношения для распределения поля и тока в канале, а также для коэффициента усиления в зависимости от тока на входе. Получены решения, учитывающие влияние параметров импульсной модуляции входного тока на форму выходных импульсов.

PACS: 85.45.Db

Микроканальная пластина (МКП) как эффективный усилитель электронного тока широко используется в приборостроении. Однако в настоящее время отсутствует математическая модель усиления тока в канале МКП, которая позволяла бы определить распределение поля и тока в канале при произвольном входном токе. Известная модель „шагового“ усиления [1] применима только в линейном режиме, когда отсутствует эффект насыщения и поле постоянно по длине канала. В данной работе предлагается новая модель усиления тока в канале МКП, разработанная на основе теории электрических цепей. Подобная задача была поставлена в работе [2], а ее решение дано в виде алгоритма некоторой итерационной процедуры, позволяющей получить только численные решения. В настоящей работе модель получена путем решения краевой задачи для поля в канале и дает аналитические соотношения, позволяющие определить усиление канала при подаче на вход постоянного или импульсного тока.

Электрическое поле в канале складывается из поля с напряженностью E_0 , образованного источником приложенного к МКП постоянного напряжения U_0 , наведенного поля E_{in} , обусловленного протеканием наведенного тока по окружающему канал резистивному слою, и поля



Эквивалентная схема канала.

пространственного заряда. Поле пространственного заряда для характерных значений тока МКП пренебрежимо мало [1]. Наведенное же поле можно выразить через вторично-эмиссионный конвекционный ток, воспользовавшись эквивалентной схемой канала (см. рисунок) в виде цепочки источников тока, резистивных и емкостных элементов.

Элементы цепочки отображают участки канала длиной dz . Наведенный ток $I(z)$ есть усредненный на отрезке $z \pm dz$ конвекционный ток. Если R и C — сопротивление резистивного слоя и емкость МКП, приходящиеся на один канал, а L — длина канала, то $r'dz = Rdz/L$ и $C'/dz = (CL)/dz$ — соответствующие сопротивление и емкость на участке длиной dz . Канал при этом рассматривается как одномерная активная среда с распределенным по длине усилением. Мы полагаем известными ток источника постоянного напряжения $I_s = U_0/R$ (на один канал) и коэффициент усиления тока в линейном режиме M_0 , также определяемый величиной напряжения U_0 .

Режим усиления постоянного тока. Если известно распределение тока по длине канала $I(z)$, то соответствующее распределение приращений потенциала $dU(z)$ может быть получено из уравнений контурных токов. Для контуров с токами $I(z)$ и I_0 (рисунок) можно записать

$$[I_0 - I(z)]r'dz = dU(z), \quad I_0 r' L - \int_0^L I(z)r'dz = U_0. \quad (1)$$

Исключив из этих уравнений контурный ток I_0 , получаем напряженность поля

$$E(z) = \frac{dU}{dz} = E_0 + E_{in} = E_0 + \frac{r'}{L} \int_0^L I(z)dz - I(z)r'. \quad (2)$$

Свяжем далее напряженность поля E_{in} с конвекционным током. При малой величине входного тока I_{en} , в линейном режиме напряженность

электрического поля постоянна ($E(z) = E_0$), а конвекционный ток распределен по закону $I(z) = I_{en} e^{\alpha z}$ [1], где инкремент α , очевидно, определяется из соотношения: $\alpha L = \ln M_0$. С увеличением входного тока к напряженности E_0 добавляется заметная наведенная составляющая, а распределение тока отклоняется от экспоненты. Для корректировки тока воспользуемся соотношением [2]:

$$I(z) = I_{en} e^{\alpha z} \frac{E(z)}{E_0}. \quad (3)$$

Подстановка (3) в (2) и последующее дифференцирование по координате приводят к дифференциальному уравнению

$$\frac{dE}{dz} + \frac{I_{en} r'}{E_0} e^{\alpha z} \left(\frac{dE}{dz} + \alpha E \right) = 0.$$

Решение этого уравнения с учетом граничного условия $\int_0^L E(z) dz = U_0$ имеет вид

$$E(z) = \frac{E_0 \ln M_0}{F \left(1 + \frac{I_{en}}{I_s} e^{\alpha z} \right)},$$

где

$$F = \ln M_0 + \ln \left(1 + \frac{I_{en}}{I_s} \right) - \ln \left(1 + \frac{I_{en}}{I_s} M_0 \right). \quad (4)$$

При этом распределение потенциала в канале легко может быть получено интегрированием выражения для поля, а распределение тока дает формула (3) с учетом (4):

$$I(z) = I_{en} e^{\alpha z} \frac{\ln M_0}{F \left(1 + \frac{I_{en}}{I_s} e^{\alpha z} \right)}. \quad (5)$$

При $z = L$ из (5) следует формула коэффициента усиления тока в канале

$$M = \frac{I(L)}{I_{en}} = M_0 \frac{\ln M_0}{F \left(1 + \frac{I_{en}}{I_s} M_0 \right)}. \quad (6)$$

Режим усиления импульсного тока. Импульсную модуляцию тока на входе МКП используют для регулировки яркости изображения в электронно-оптических преобразователях. При усилении импульсов коэффициенты усиления канала и распределения поля и тока в канале становятся функциями времени, форма импульсов в канале искажается. Считаем, что инерционность МКП обусловлена только перезарядкой

емкости с постоянной времени $\tau = RC$, величина которой в МКП составляет $10^{-2} \dots 10^{-3}$ с. Пролетные эффекты в силу малости пролетных времен ($10^{-9} - 10^{-10}$ с) не учитываем. Для получения переходных характеристик воспользуемся операторным методом. Изображение поля (изображения помечены чертой сверху), полученное из операторных уравнений контурных токов, аналогичных (1), определяется как

$$\bar{E} = \frac{d\bar{U}}{dz} = \frac{E_0}{p} + \frac{Z'(p)}{L} \int_0^L \bar{I}(z) dz - \bar{I}(z) Z'(p), \quad (7)$$

а изображение тока в канале

$$\bar{I}(z) = \frac{1}{p} I_{en} e^{\alpha z} \frac{\bar{E}(z)}{E_0}. \quad (8)$$

Здесь p — оператор Лапласа, $Z'(p) = r'/(1 + p\tau)$ — погонное операторное сопротивление. Подставив (8) в (7) и выполнив обратное преобразование Лапласа, получим

$$E = E_0 + \frac{I_{en} r'}{E_0} (1 - e^{-t/\tau}) \frac{1}{L} \int_0^L e^{\alpha z} E dz - \frac{I_{en} r'}{E_0} (1 - e^{-t/\tau}) e^{\alpha z} E.$$

Продифференцировав это выражение по координате, получим уравнение, решение которого с учетом граничного условия для потенциала имеет вид

$$E(z, t) = E_0 h_E(z, t) = E_0 \frac{\ln M_0}{F_1 \left[1 + \frac{I_{en}}{I_s} (1 - e^{-t/\tau}) e^{\alpha z} \right]}. \quad (9)$$

Здесь $h_E(z, t)$ — переходная характеристика поля, а фактор F_1 отличается от F (формула (4)) заменой I_{en} на $I_{en}(1 - e^{-t/\tau})$. Скачок тока I_{en} поступает на вход при $t = 0$.

При подаче на вход прямоугольных импульсов длительностью t_p , следующих с периодом T , наведенное поле, устанавливающееся непосредственно перед i -м импульсом ($i > 1$), определяется рекуррентным соотношением

$$E_{in,i}(z) = [E_0 + E_{in,i-1}(z)] [h_E(z, t_p) - 1] e^{-\frac{T-t_p}{\tau}}, \quad (10)$$

в котором учтен эффект перезарядки емкостей во время паузы между импульсами, длительность которой $T - t_p$. При этом $E_{in,1}(z) \equiv 0$. Распределение поля и тока в канале, а также коэффициент усиления тока

меняются от импульса к импульсу, стремясь при больших i (large i) к установившимся значениям:

$$E(z, t) = [E_0 + E_{in,i}(z)_{\text{large } i}] h_E(z, t) = E_0 \frac{h_E(z, t)}{1 - [h_E(z, t_p) - 1] e^{-\frac{T-t_p}{\tau}}},$$

$$M(t) = \frac{I(L, t)}{I_{en}} = M_0 \left[\frac{h_E(z, t)}{1 - [h_E(z, t_p) - 1] e^{-\frac{T-t_p}{\tau}}} \right]. \quad (11)$$

Здесь $0 \leq t \leq t_p$. Установившиеся значения достигаются в области сходимости ряда (10) при

$$[h_E(z, t_p) - 1] e^{-\frac{T-t_p}{\tau}} < 1.$$

Оценивая максимум левой части неравенства ($z = 0$, $t \gg \tau$, $T - t_p \ll \tau$), можно получить приближенное условие сходимости ряда

$$I_{en} \leq \frac{I_s}{\sqrt{M_0}},$$

которое выполняется для типичных режимов работы МКП вплоть до глубокого насыщения усиления. В противном случае нарушается линейная зависимость тока от напряженности поля в соотношениях (3) и (8).

Результаты расчетов, проведенных на основании полученных аналитических зависимостей, совпадают с полученными ранее в работе [2] и экспериментальными данными.

Предложенная модель формирует новый подход к расчету параметров усиления МКП, позволяющий анализировать процессы в канале в широком диапазоне входных токов в постоянном и импульсных режимах. Отличительной особенностью модели является использование в качестве параметров задачи характеристик резистивно-эмиссионного слоя (сопротивление, емкость), что обеспечивает возможность управления технологией изготовления МКП.

Список литературы

- [1] Берковский А.Г., Гаванин В.А., Зайдель И.Н. Вакуумные фотоэлектронные приборы. М.: Радио и связь, 1988. С. 88.
- [2] Berkin A.B., Vasilyev V.V. // Proceeding of SPIE. 2005. V. 5834. P. 218.