

Л. Н. КАПЦОВ

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЗАРЯДА К РАСЧЕТУ НАПРЯЖЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ШИРОКОЙ БАЗЕ ТИРИСТОРА

Разработан метод расчета распределения концентрации дырок и напряженности электрического поля в широкой базе тиристора на регенеративном этапе процесса включения. Расчет проводится в одномерном приближении и предполагает задание формы полного тока. Результаты расчета при линейном нарастании тока подтверждаются данными, полученными на ЭВМ. Проводится расчет поля для экспоненциальной формы тока.

Введение

Аналізу переходного процесса включения тиристора посвящено большое число работ, достаточно полный перечень которых можно найти в книге [1]. Дрейфовая составляющая дырочного тока в широкой n -базе тиристора в большей части этих работ априори полагается ничтожно малой и не учитывается. Правомочность такого допущения оспаривается в публикациях [2—6], где оценивается роль электрического поля в n -базе тиристора в процессе перехода его из закрытого в открытое состояние. В последнее время появились работы [7—9], содержащие результаты измерений потенциала различных точек n -базы тиристора во время переходного процесса включения. Эти измерения, позволившие определить величину и характер изменения напряженности электрического поля E , подтвердили правильность исходных положений и выводов [2—6].

Таким образом, в настоящее время можно считать доказанным, что количественный расчет процесса включения тиристора в подавляющем числе практически важных случаев невозможен без учета электрического поля в n -базе. В связи со сказанным очевидна актуальность разработки методов расчета этого поля. Ниже показана возможность использования для решения задачи метода заряда.

§ 1. Описание метода

Ограничим решение рассмотрением одномерной модели тиристора, вводя координату сечения n -базы x так, что $x=0$ в сечении эмиттерного перехода. Вследствие относительно слабой легированности n -базы в зна-

чительной ее части еще на этапе задержки, как показано, например, в работе [6], выполняется условие большого сигнала

$$p \gg N_d. \quad (1)$$

Здесь $p = p(x, t)$ — концентрация дырок, N_d — концентрация донорной примеси. При этом ток, текущий через коллекторный переход тиристора, является в основном дрейфовым, что при выполнении неравенства (1) позволяет определить долю дырочной составляющей этого тока как:

$$j_p \cong \frac{\mu_p}{\mu_p + \mu_n} j,$$

где μ_p и μ_n — подвижности дырок и электронов. Под j и j_p будем понимать плотности токов. Если учесть, что ток, втекающий в n -базу через эмиттерный переход с высокой точностью, является дырочным, то интегральный коэффициент передачи тока n -базы:

$$\alpha \cong \frac{\mu_p}{\mu_p + \mu_n}. \quad (2)$$

Для кремниевых тиристорov $\alpha \cong 0,3$.

С учетом (2) уравнение баланса полного заряда дырок в n -базе может быть записано в следующем виде (см. [3, 4 и 6]):

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{Q}{\tau} + j(t)(1 - \alpha). \quad (3)$$

Здесь Q — заряд базы, отнесенный к единице площади ее сечения, τ — эффективное время жизни дырок.

Решение уравнения (3) определяет временную зависимость $Q = Q(t)$. При этом закон изменения $j = j(t)$ предполагается заданным.

Для вычисления напряженности электрического поля $E = E(x, t)$ необходимо распределить полный заряд $Q(t)$ по сечениям базы. Это можно сделать, зная, что кривые зависимости $p(x, t)$ в любой момент времени с хорошей точностью (5—10%) аппроксимируются формулой:

$$p(x, t) = p_0(t) \cdot e^{-\beta(t)x}. \quad (4)$$

В возможности такой аппроксимации можно убедиться, анализируя, например, данные работы [6].

Существенные отступления от зависимости (4) наблюдаются лишь в приколлекторной области базы, где, однако, значения $p(x, t)$ всегда относительно малы и поэтому не могут практически повлиять на характер распределения заряда в остальной области базы.

Используя (4), найдем

$$Q(t) = q_0 \int_0^w p(x, t) dx = \frac{q_0 p_0(t)}{\beta(t)} (1 - e^{-\beta(t) \cdot w}),$$

или учитывая, что $\beta(t)W$ имеет порядок 100:

$$Q(t) \cong \frac{q_0 \cdot p_0(t)}{\beta(t)}. \quad (5)$$

Для определения неизвестных коэффициентов $p_0(t)$ и $\beta(t)$ необходимо наряду с (4) использовать граничное условие

$$j(t) = -q_0 \cdot 2D \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=0}, \quad (6)$$

где q_0 — элементарный заряд, D — коэффициент диффузии дырок, $\frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=0}$ — градиент концентрации дырок у эмиттера. Коэффициент 2 в равенстве (5) соответствует условию большого сигнала (1).

Система уравнений (5) и (6) позволяет вычислить $\beta(t)$ и $p_0(t)$ для заданного момента времени и найти по (4) распределение $p = p(x, t)$.

Напряженность электрического поля $E(x, t)$ определяется следующим выражением:

$$E(x, t) = j(t) \cdot \rho(x, t) - \frac{D_p q_0 (\mu_n - \mu_p)}{\mu_p} \rho(x, t) \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x}. \quad (7)$$

Оценка показывает, что второе слагаемое правой части (7) в большинстве случаев может быть отброшено, что существенно упрощает расчет $E(x, t)$. Входящее в (7) удельное сопротивление базы ρ при условии локальной нейтральности базы определяется как

$$\rho(x, t) = \frac{1}{q_0 [(\mu_p + \mu_n) p(x, t) + \mu_n N_d]}. \quad (8)$$

Соотношения (4), (7) и (8) достаточны для вычисления $E = E(x, t)$. В частности, при выполнении условия (1):

$$E(x, t) \cong \frac{j(t) \cdot e^{\beta(t)x}}{q_0 (\mu_p + \mu_n) \cdot p_0(t)}. \quad (9)$$

Это выражение показывает, что характер временной зависимости $E(x, t)$ при сделанных выше допущениях одинаков для всех сечений базы. Исключение может составлять лишь область, непосредственно прилегающая к коллектору, где не всегда выполняется условие (1).

Оценим по (9) характер временной зависимости $E(x, t)$, полагая для простоты $x=0$. Используя равенства (5), (6) и (9), получим

$$E(0, t) = \frac{\sqrt{2Dj}}{(\mu_p + \mu_n) \cdot \sqrt{Q}}. \quad (10)$$

Знак производной $\frac{dE}{dt}$ определяется знаком следующей величины:

$$A = \left(Q \frac{dj}{dt} - j \frac{dQ}{dt} \right). \quad (11)$$

§ 2. Расчет $p(x, t)$ и $E(x, t)$ при линейном нарастании тока

Решение уравнения (3) при $j = j_0 + kt$, где j_0 — постоянная величина, имеет вид

$$Q(t) = Q_0 e^{-\frac{t}{\tau}} + \tau(1 - \alpha) [kt + (j_0 - k\tau) (1 - e^{-\frac{t}{\tau}})], \quad (12)$$

где Q_0 — значение заряда Q при $t=0$.

Величина Q_0 достаточно просто определяется, если за начальный момент $t=0$ принят момент окончания этапа задержки [6]. В этом случае Q_0 определяется решением уравнения

$$\frac{dQ}{dt'} = j(t')$$

в момент времени $t' = \theta$, где θ — время задержки. Во многих случаях достаточно лишь приближенная оценка Q_0 , так как его влияние на решение (3) быстро убывает со временем.

Для проверки достоверности вычислений $p(x, t)$ и $E(x, t)$ по формулам (9), (12), (4), (5), (6) результаты этих вычислений сопоставлялись с результатами, полученными путем решения упрощенного урав-

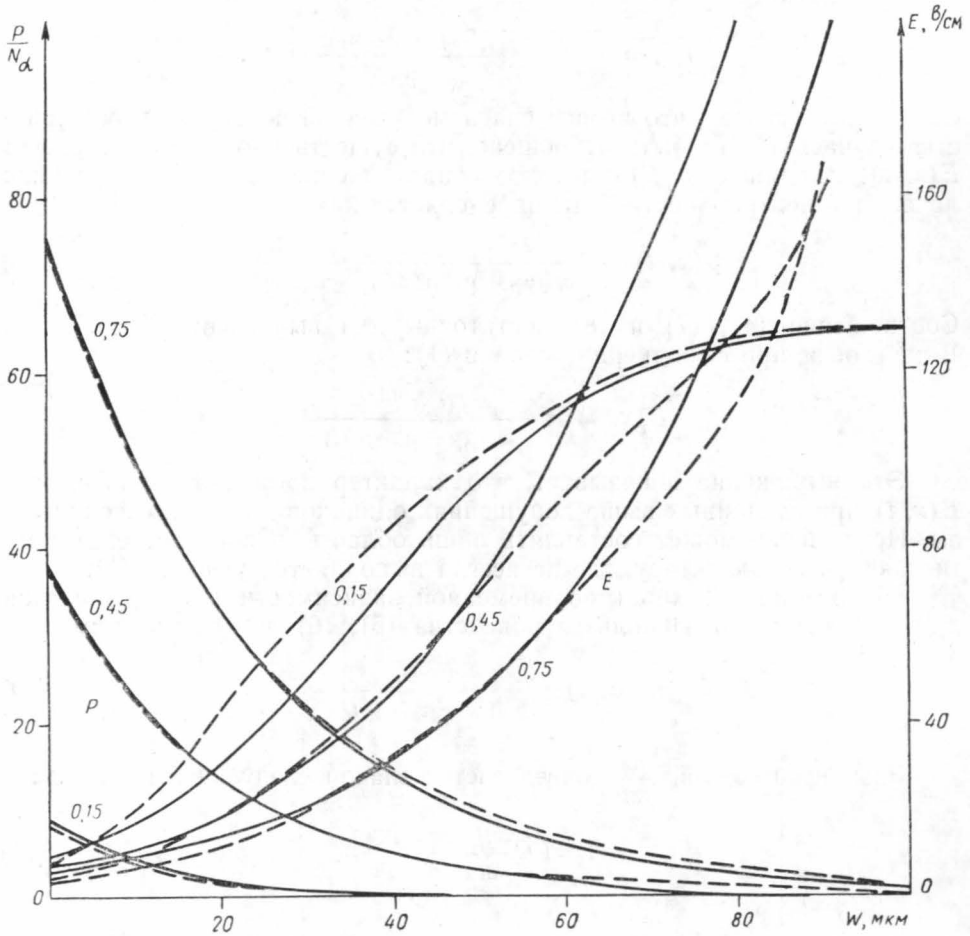


Рис. 1. Распределение концентрации дырок и напряженности электрического поля в n -базе тиристора при линейном нарастании тока

нения непрерывности на ЭВМ, частично опубликованными в работе [6]. На рис. 1 в качестве примера показаны кривые, вычисленные для следующих параметров n -базы: $\omega = 10^{-2}$ см, $\tau = 10^{-6}$ сек, $N_d = 10^{14}$ см $^{-3}$ и скорости нарастания тока $k = 1,7 \cdot 10^7$ а·см $^{-2}$ ·сек $^{-1}$. Пунктирные кривые вычислены на ЭВМ. Сплошные — по перечисленным выше формулам. Параметром семейства кривых является время, указанное на графике, в мксек. Существенное расхождение пунктирных и сплошных кривых имеет место лишь вблизи сечения коллектора.

На рис. 2 показан характер изменения $E(x, t)$ во времени для трех сечений базы. Обозначения те же, что на рис. 1.

§ 3. Расчет $p(x, t)$ и $E(x, t)$ при экспоненциальном нарастании тока

При $j = j_1 e^{\delta t}$ решение уравнения (3) имеет вид

$$Q(t) = Q_0 e^{-\frac{t}{\tau}} + \frac{j_1 \tau (1 - \alpha)}{\tau \delta + 1} (e^{\delta t} - e^{-\frac{t}{\tau}}). \quad (13)$$

Вычисления показывают, что при такой зависимости $Q(t)$:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} A = 0,$$

Это значит, что по мере нарастания плотности тока напряженность поля стремится к постоянному предельному значению. Оно определяется для сечения $x=0$ следующей формулой:

$$E(0, \infty) = \frac{\sqrt{2D}}{\mu_p + \mu_n} \cdot \sqrt{\frac{\tau \delta + 1}{\tau (1 - \alpha)}}. \quad (14)$$

Начальное значение

$$E(0, 0) = \frac{\sqrt{2D}}{\mu_p + \mu_n} \cdot \sqrt{\frac{j_1}{Q_0}}. \quad (15)$$

Сравнение формул (14) и (15) показывает, что $E(0, \infty)$ превосходит $E(0, 0)$ при выполнении условия

$$Q_0 > \frac{j_1 \tau (1 - \alpha)}{\tau \delta + 1}. \quad (16)$$

При большом инкременте нарастания тока, таком, что $\tau \delta \gg 1$, неравенство (16) принимает вид

$$Q_0 > \frac{j_1 (1 - \alpha)}{\delta}. \quad (17)$$

Таким образом, чем больше показатель экспоненты δ , тем при меньших значениях Q_0 наблюдается рост напряженности электрического поля в n -базе тиристора. Этот рост улучшает передаточные характеристики базы, что показывает роль электрического поля в лавинообразном процессе нарастания тока при включении тиристора.

С ростом δ увеличивается и предельное значение $E(0, \infty)$, определяемое при $\tau \delta \gg 1$ формулой

$$E(0, \infty) \cong \frac{\sqrt{2D}}{\mu_p + \mu_n} \cdot \sqrt{\frac{\delta}{1 - \alpha}}. \quad (18)$$

В качестве иллюстрации характера изменения $p(x, t)$ и $E(x, t)$ в n -базе при экспоненциальном росте тока на рис. 3 показано рассчитанное описанным выше методом семейство кривых $p = p(x, t)$ и $E = E(x, t)$ при $\omega = 1,7 \cdot 10^{-2}$ см, $\tau = 10^{-6}$ сек, $N_d = 10^{14}$ см $^{-3}$, $j_1 = 25$ а·см $^{-2}$, $\delta = 1,4 \times$

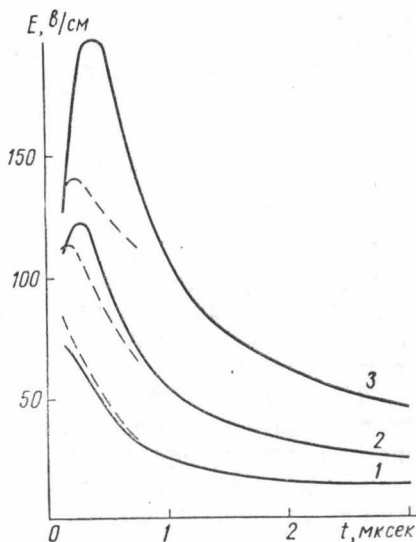


Рис. 2. Временная зависимость напряженности поля в различных сечениях n -базы тиристора при линейном нарастании тока

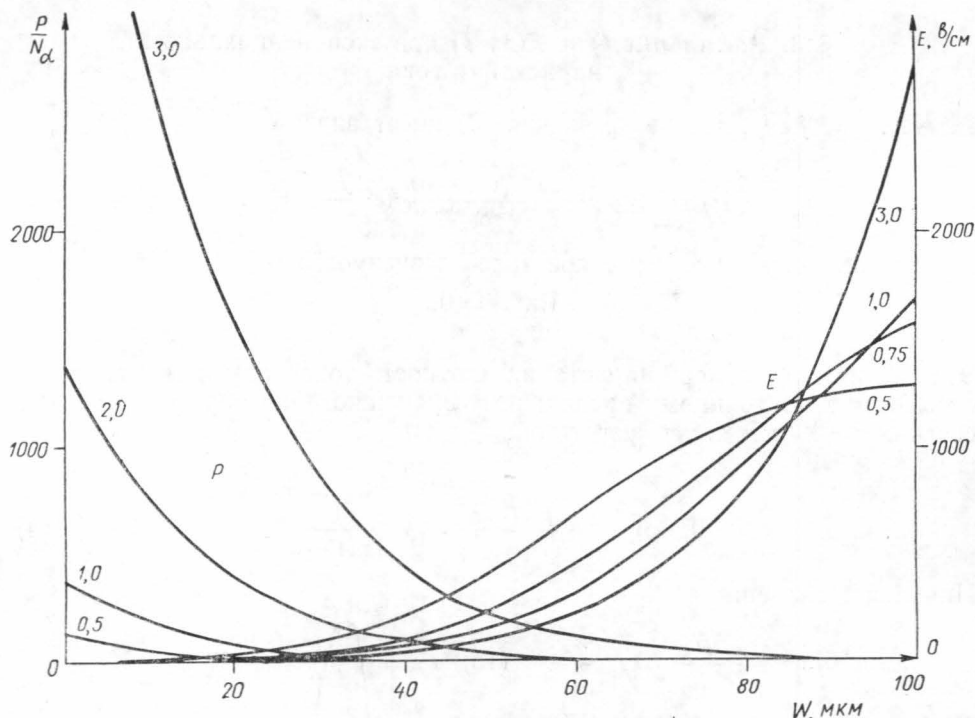


Рис. 3. Распределения концентрации дырок и напряженности электрического поля в n -базе тиристора при экспоненциальном нарастании тока: 1 — 40, 2 — 60 и 3 — 70 мксек

$\times 10^6$ сек. Указанные параметры и величины соответствуют образцу тиристора и режиму его включения, исследованному в работе [9]. Порядок вычисленных методом заряда значений $p(x, t)$ и $E(x, t)$, а также характер изменения их вдоль базы согласуются с экспериментальными данными работы [9].

Предлагаемый в настоящей работе метод расчета $E(x, t)$ позволяет выбрать оптимальные параметры материала и толщину слоя n -базы тиристора, при которых рост тока сопровождается увеличением напряженности электрического поля E , что необходимо для обеспечения быстрого действия тиристора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузьмин В. А. Тиристоры малой и средней мощности. М., 1971.
2. Гомонова А. И., Капцов Л. Н. «Изв. вузов», радиотехника, 8, 171, 1965.
3. Капцов Л. Н., Курочкин В. А., Трофимчук Н. Н. «Изв. вузов», радиотехника, 9, 374, 1966.
4. Курочкин В. А. Реферат кандид. диссертации. МГУ, 1966.
5. Капцов Л. Н. «Радиотехника и электроника», 15, 2654, 1970.
6. Гомонова А. И., Капцов Л. Н., Сергеев А. И. «Изв. вузов», радиоэлектроника, 14, 76, 1971.
7. Дерменжи П. Г., Евсеев Ю. А. «Радиотехника и электроника», 15, 1945, 1970.
8. Грехов И. В., Кардо-Сысоев А. Ф., Левинштейн М. Е., Сергеев В. Г. «Физика и техника полупроводников», 5, 180, 1971.
9. Злобин В. А., Молибог Н. П., Невзоров А. Н., Седов Н. Н. Применение эмиссионного электронного микроскопа для исследования динамических процессов в тиристоре. Восьмая Всесоюзная конференция по электронной микроскопии, т. 1. М., 1971, стр. 54.

Поступила в редакцию
20.3 1972 г.

Кафедра общей физики
для мехмата