

УДК 621.382.3

ФИЗИКА

Член-корреспондент АН Армянской ССР Г. М. Авакьянц

S-образная вольт-амперная характеристика и шнурование тока в коллекторном переходе сверхмощных транзисторов

(Представлено 24/VI 1976)

В сверхмощных транзисторах, где концентрация носителей в режиме насыщения становится свыше 10^{17} см^{-3} ⁽¹⁾ существенную роль начинают играть электронно-дырочные столкновения. Как уже было показано ⁽¹⁾ *p-n*-столкновения приводят к возникновению участка отрицательного сопротивления на ВАХ внутри коллекторного перехода.

Здесь эту особенность работы транзистора рассмотрим подробнее.

Исходя из уравнения (2) в ⁽¹⁾ мы получаем следующее выражение для концентрации электронов внутри коллекторного перехода (см. ⁽¹⁾ обозначения в (1)):

$$n_0 = \frac{1}{2} \left[\frac{b+1}{2} \frac{EH_{\text{во}}}{T} - 1 \right] n_{\text{кр}} \pm \left[\frac{1}{4} \left(\frac{b+1}{2} \frac{EH_{\text{во}}}{T} - 1 \right)^2 n_{\text{кр}}^2 - \frac{N_a + N_{\text{гk}}}{2\lambda_0} (b+1) H_{\text{во}} n_{\text{кр}} \right]^{1/2} \quad b = \frac{U_p}{U_n} \quad (1)$$

Это соотношение с постоянным $n_{\text{кр}}$ позволяет проанализировать ход ВАХ коллекторного перехода до начала участка отрицательного сопротивления (ОС) и на самом участке ОС. Следует сразу оговорить, что в ⁽¹⁾ $H_{\text{во}}$ величина постоянная и равная длине высокоомной части (ВОЧ) коллектора только тогда, когда вся эта область промодулирована, причем достаточно однородно.

Поэтому, даже говоря о небольших относительно концентрациях мы все же будем предполагать, что и в этом случае ВОЧ коллектора промодулирован достаточно однородно и до конца и, что концентрации носителей по обе стороны от коллекторного перехода практически одинаковы (это имеет место, если $n_0 > N_a, N_{\text{гk}}$, см. ⁽¹⁾). Когда ВОЧ промодулирована лишь частично, это соответствует переходному случаю, ибо в конечном счете нас интересует режим модуляции, с наименьшим остаточным напряжением на ВОЧ. Итак, при малых концентрациях в (1) следует взять перед корнем знак минус. Разлагая подкоренное выражение находим при малых n_0 :

$$n_0 = \frac{(N_a + N_{ek})T}{E\lambda_0} \quad (2)$$

Как видно из (2) с уменьшением E (т. е. ростом внешнего инверсионного напряжения, на коллекторном переходе см. (1)) n_0 растет. Однако при дальнейшем уменьшении E подкоренное выражение в (1) может обратиться в нуль. При этом дальнейшее уменьшение E становится невозможным.

Если $\frac{b+1}{2} \frac{EH_{\text{во}}}{T} \gg 1$, то:

$$\frac{b+1}{2} \frac{E_{\text{min}}H_{\text{во}}}{T} = \sqrt{\frac{2H_{\text{во}}}{\lambda} \frac{N_a + N_{ek}}{n_{\text{кр}}}} (b+1). \quad (3)$$

После достижения своего минимального значения E может только возрастать, а соответствующее инверсионное напряжение на коллекторном переходе будет падать. Это и есть участок ОС. Чтобы получить концентрацию n_0 на участке ОС теперь перед корнем в (1) надо взять знак плюс. Пренебрегая под корнем числом с $(N_n + N_{ek})$, находим:

$$n_0 = \frac{b+1}{2} \frac{EH_{\text{во}}}{T} n_{\text{кр}}. \quad (4)$$

Как мы видим с уменьшением инверсионного напряжения n_0 растет.

Окончание участка отрицательного сопротивления можно усмотреть, если принять во внимание явление экранировки заряда при p - n -столкновениях. Дело в том, что $n_{\text{кр}}$ в действительности не постоянная величина, а зависит от n_0 :

$$n_{\text{кр}} = \frac{n_1}{2 \left[\ln \left(1 + \frac{\bar{n}}{n_0} \right) - \frac{\bar{n}/n_0}{1 + \bar{n}/n_0} \right]} \quad (5)$$

Здесь n_1 и n_0 постоянные, имеющие размерность концентрации $\bar{n} \sim 1 + 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (2). Как только дебаевская длина сравнивается с длиной де-бройлевской волны частицы с эффективной массой электрона и дырки, наступает достаточно сильная экранировка и p - n -столкновения становятся менее интенсивными.

Это приводит к исчезновению участка ОС.

Нетрудно теперь видеть, что в целом возможна с ростом тока (последний пропорционален n_0) характеристика S -типа. Одному значению инверсионного напряжения будет соответствовать три концентрации или три значения тока.

Как известно (3), указанная неоднозначность ведет к шнурованию тока. В данном случае такое шнурование может иметь место в коллекторном переходе.

Чтобы выяснить условия, при которых может возникнуть шнур тока, обратимся к уравнению непрерывности тока. Пусть ток течет по оси x . Нас интересует распределение носителей в плоскости, перпендикулярной этому направлению. Причем, ограничимся изучением шнуров, размеры которых, скажем, в направлении y неограничены, а по z — конечны. Будем считать, что диффузия частиц из шнура является основной причиной приводящей к конечному его размеру (в противном случае шнур был бы бесконечно узким).

Тогда, после интегрирования уравнения непрерывности по координате x в пределах коллекторного перехода мы для плотности тока, на единицу длины по оси y получим следующий вид этого уравнения:

$$-\eta \frac{dI}{dZ} = 2N + \frac{1 - \xi N}{1 + 2 \frac{N}{N_1} \left[\ln \left(1 + \frac{\bar{N}}{N} \right) - \frac{\bar{N}}{N + \bar{N}} \right]} K, \quad (6)$$

$$\text{Здесь: } \eta = \frac{D}{D_n}, \quad \bar{N} = \frac{\bar{n}}{N_0}; \quad N_0 = N_a + N_{Rk(b+1)}, \quad N_1 = \frac{\bar{n}}{N_0},$$

$$\xi = \frac{b+1}{T} E \lambda_0, \quad K = \frac{H_{\text{во}}}{\lambda_0}, \quad I = \frac{j}{N_0 D_n} \sqrt{H_{\text{во}} \lambda_0},$$

$$N = \frac{n_0}{N_0}; \quad Z = \frac{Z}{\frac{D}{D_n} \sqrt{H_{\text{во}} \lambda_0}}$$

D -амбиполярный коэффициент диффузии дырок и электронов в направлении оси Z .

К уравнению (6) нужно добавить уравнение определяющее состав тока вдоль направления z :

$$I = - \frac{dN}{dZ}. \quad (7)$$

Исключая из (6) и (7) dZ , а затем выполняя интегрирования комбинированного уравнения, получаем:

$$\frac{\eta^2}{2} I^2 = \int_{N_{\min}}^N \left(2N + \frac{1 - \xi N}{1 + 2 \frac{N}{N_1} \left[\ln \left(1 + \frac{\bar{N}}{N} \right) - \frac{\bar{N}}{N + \bar{N}} \right]} K \right) dN. \quad (8)$$

Здесь $N_{\min}$ — безразмерная концентрация носителей вне шнура. $I(N_{\min}) = 0$. Обозначая через $N_{\max}$ концентрацию в центре шнура и замечая, что $I(N_{\max}) = 0$, находим условие устойчивости шнура:

$$\int_{N_{\min}}^N \left(2N + \frac{(1 - \xi N)K}{1 + 2 \frac{N}{N_1} \left[\ln \left(1 + \frac{\bar{N}}{N} \right) - \frac{\bar{N}}{N + \bar{N}} \right]} \right) dN = 0. \quad (9)$$

Если обозначить через N — среднюю концентрацию носителей в шнуре, то согласно определению:

$$\bar{N} = N_{\min} + \frac{2}{L} \int_{N_{\min}}^{N_{\max}} N \left| \frac{dZ}{dN} \right| dN, \quad (10)$$

где L — безразмерная ширина полоски тока через коллектор при однородном распределении носителей.

Из (7) и (10) находим:

$$\bar{N} - N_{\min} = \frac{2}{L} \int_{N_{\min}}^{N_{\max}} \frac{NdN}{I}. \quad (11)$$

С другой стороны:

$$(\bar{N} - N_{\min}) L = \frac{1}{2} N_{\max} L_s, \quad (12)$$

где L_s — ширина шнура.

Используя (8), (9), (11) и (12) можно найти концентрацию носителей на оси $N_{\max}$ и ширину шнура L_s .

Устойчивость шнура, согласно (9) возможна только тогда, когда уже на оси шнура имеет место заметная экранировка при р-п-рассеянии. Это значит, что для оценочного расчета мы можем в (9) разложить логорифм в ряд по отношению $\frac{\bar{N}}{N}$. Вместо (9) таким образом, приближенно имеем:

$$\int_{N_{\min}}^{N_{\max}} \left(2N + \frac{1 - \xi N}{1 + \frac{\bar{N}^2}{N_1 N}} K \right) dN = 0. \quad (13)$$

Пусть сначала $\frac{\bar{N}^2}{N_1 N} < 1$, тогда из (10) без большой ошибки находим ($N_{\min} \rightarrow 0$):

$$N_{\max} = \frac{2K}{\xi K - 2}. \quad (14)$$

В том же приближении из (11):

$$(\bar{N} - N_{\min}) L = \sqrt{2\eta_l} \int_0^{N_{\max}} \frac{NdN}{\sqrt{KN - (\xi K - 2) \frac{N^2}{2}}}. \quad (15)$$

Или по порядку величины:

$$2\sqrt{2\eta} \frac{N_{\max}^{3/2}}{\sqrt{K}} = (\bar{N} - N_{\min})L. \quad (16)$$

Сравнивая правые части выражений (16) и (12) находим:

$$L_s \sim 4 \sqrt{\frac{2\eta N_{\max}}{K}} = \frac{8\sqrt{\eta}}{\sqrt{\xi K - 2}}. \quad (17)$$

Примем теперь обратное соотношение $\frac{\bar{N}^2}{N_1 N} > 1$.

Из (13) находим для этого случая:

$$N_{\max} \simeq 3 \frac{\bar{N}^2}{N_1 K \xi}. \quad (18)$$

Теперь вместо (15) имеем:

$$(\bar{N} - N_{\min})L = \sqrt{2\eta} \int_0^{N_{\max}} \frac{\sqrt{N_{\max}} dN}{\sqrt{N_{\max} - N}} \quad (19)$$

или

$$(\bar{N} - N_{\min})L = 2\sqrt{2\eta} N_{\max}, \quad (20)$$

то есть:

$$L_s = 4\sqrt{2\eta}. \quad (21)$$

В размерном виде (14) и (18) принимают вид:

$$n_{\max} \simeq \frac{2K(N_n + N_{gk})}{\xi K - 2}, \quad \frac{\bar{N}^2}{N_1 N} < 1, \quad (22)$$

$$n_{\max} \simeq 3 \frac{\bar{n}^2}{K \xi n_1}, \quad \frac{\bar{N}^2}{N_1 N} > 1. \quad (23)$$

Принятые в процессе получения (22) и (23) неравенства накладывают ограничения на значения N_a обеспечивающие возникновение шнура.

В самом деле, согласно (3):

$$\xi_{\min} = 2 \sqrt{\frac{2(N_a + N_{gk})}{n_{кр} K}}. \quad (24)$$

Причем $n_{кр}$ в (24) соответствует точке, где $n_0 = 1/4 \xi_{\min} K n_{кр}$.

Значение ξ в (22) и (23) больше, чем $\xi_{\min}$. Положим:

$$\xi = \alpha \xi_{\min}, \quad (25)$$

где $\alpha > 1$. Тогда из принятых неравенств:

$$\frac{\bar{n}^2}{n_1 n_{\max}} > 1, \quad n_{\max} > \bar{n}, \quad (26)$$

вытекает, что

$$\frac{\left(1 + \frac{KN_0}{\bar{n}}\right)^2}{\alpha^2} < 2K \frac{N_0}{n_{\text{кр}}} < \frac{\left(1 + \frac{KN_0 n_1}{\bar{n}^2}\right)^2}{\alpha^2}. \quad (27)$$

Из (27) видно, что шнурование возможно здесь только, если:

$$n_1 > \bar{n}_1. \quad (28)$$

В случае, когда вместо (26) мы имеем:

$$\frac{\bar{n}^2}{n_1 n_{\max}} < 1, \quad n_{\max} > \bar{n}, \quad (29)$$

получается

$$\frac{n_{\text{кр}}}{\alpha^2 K} < N_0 < \frac{n_{\text{кр}}}{\alpha^2 K} \left(\frac{\bar{n}}{n_1}\right)^2 \quad (30)$$

Таким образом, здесь шнурование появляется только при $n > n_1$. Оценки показывают, что неравенство (13) более реально, чем (28).

В том случае, если соотношения (27) и (30) не выполняются шнурование будет отсутствовать. Так, например, согласно (30),

если $\alpha = 2$, $K = 10^2$, $\frac{\bar{n}}{n_1} = 3$, то шнурование не будет, если

$$N_0 < 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ и } N_0 > 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}.$$

В нашем исследовании шнурования тока при р-п—столкновениях мы ограничились рассмотрением коллекторного перехода. Между тем, если экранировка заряда начинается также в ВОЧ, то в этой области возникает в рамках модели (5) то же отрицательное сопротивление. Для чего n в ВОЧ должно превзойти n уже по всему объему, а не только внутри шнура, как это мы допустили выше.

Согласно (17) и (21) в случае возникновения шнура его ширина может колебаться от нескольких микрон до десятков и даже сотен (последнее если $n_1 > \bar{n}$).

Способны ли такие шнуры, если плотность тока внутри них не будет, вероятно, превышать цифру порядка нескольких тысяч ампер на квадратный сантиметр, помешать нормальной работе сверхмощного транзистора, надо решать для каждого конкретного случая в отдельности.

Ереванский государственный университет

**S-ակերպ վոլտ-ամպերային բնութագիրը և հոսանքի բուդավորումը
գերհզոր տրանզիստորի կոլեկտորային անցումում**

Հոդվածում քննարկվում է հզոր տրանզիստորի կոլեկտորային անցումում հոսանքի համասեռ բաշխման խախտման դեպքը:

Այդպիսի խախտման պայմաններում անցնող հոսանքը հաղեցման ուժի-
մում կարող է կենտրոնացվել նեղ տիրույթում (բուլ):

Արտածվում են բուլի գոյության հատկանիշները կախված սարքի
սլարամետրերից:

Քննարկվում է տրանզիստորի աշխատանքի վրա բուլի ազդեցության
հարցը:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Գ. Մ. Աвакьянц, ДАН Арм. ССР, т. LXIII, № 3 (1976) ² Э. Конуэлл, Кинетические
свойства полупроводников в сильных электрических полях, Изд. «Мир», М., 1970.

³ В. Л. Бонч-Буревич, Н. В. Звягин, А. Г. Миронов, Доменная электрическая неустой-
чивость в полупроводниках, Изд. «Наука», М., 1972.