

УДК 537.311.33

Член-корреспондент АН Армянской ССР Г. М. Авакьян

Прохождение тока через полупроводники при задержанной инжекции

(Представлено 2/VII 1970)

Ранее нами было теоретически рассмотрено прохождение тока через длинный полупроводник ($d \ll L$, L и d соответственно диффузионная длина и длина полупроводника) при наличии рекомбинационной утечки в $p-n$ -переходе (¹).

В настоящей заметке мы хотим обсудить область применимости полученных в (¹) формул и указать на некоторые другие. Кроме того, будет изучено влияние омической утечки на токопрохождение через длинный полупроводник.

В (¹) рекомбинационные свойства $p-n$ -перехода характеризовались некой постоянной G .

Рассмотрим наипростейшую модель $p-n$ -перехода с рекомбинационной утечкой, чтобы уточнить величину G . Если точку $x = 0$ сопоставить с началом квазинейтральной области базы, со стороны $p-n$ -перехода, то поток дырок из перехода в базу в этой точке можно представить в виде:

$$j_p(0) = v_p(p_n e^{\frac{qV_1}{T}} - p(0)) - \frac{1}{2} j_{rek}. \quad (1)$$

Здесь v_p — средняя скорость просачивания дырок через $p-n$ -переход, V_1 — падение внешнего напряжения на последнем, остальные обозначения обычные. Коэффициент $\frac{1}{2}$ перед j_{rek} появляется из-за того, что часть тока рекомбинации (в нашей модели точно половина) обусловлена потоком дырок, идущим из базы (n -область) в p -область.

Как было показано (¹), при достаточно большом рекомбинационном токе в $p-n$ -переходе весь ток в базе является дрейфовым включая и область, примыкающую к $p-n$ -переходу. Поэтому, с другой стороны:

$$j_p(0) = u_p p(0) E(0). \quad (2)$$

Здесь $E(0)$ напряженность электрического поля в точке $x = 0$.

Далее, считаем, что $j_n(0) = j_{prk}$, а j_{prk} записываем в виде $j_{prk} = I_{ro} z$, где I_{ro} постоянная, $z = e^{\frac{qV}{2kT}}$ ⁽¹⁾. После этого, замечая, что $j_n(0) + j_p(0) = j$, нетрудно получить уравнение, из которого следует найти z :

$$z^2 \frac{v_p p_n E(0) u_p}{v_p + u_p E(0)} + \frac{2v_p + u_p E(0)}{2(v_p + u_p E(0))} z = j. \quad (3)$$

Отыскав z мы можем вычислить γ -коэффициент инжекции дырок, как функцию тока. В предположении, что $v_p p_n z^2 > \frac{1}{2} j_{prk}$, находим:

$$\gamma = \frac{\sqrt{1 + Gj} - 1}{\sqrt{1 + Gj} + 1}, \quad (4)$$

где

$$G = \frac{16v_p u_p E(0) p_n (v_p + u_p E(0))}{I_{ro}^2 (2v_p + u_p E(0))^2}. \quad (5)$$

Из (5) видно что при $v_p \ll u_p E(0)$

$$G = \frac{16v_p p_n}{I_{ro}^2}, \quad (6)$$

тогда как при $v_p \gg u_p E(0)$:

$$G = \frac{4u_p E(0) p_n}{I_{ro}^2}. \quad (7)$$

Таким образом, G является постоянной величиной, как это было принято ⁽¹⁾, если скорость просачивания дырок через инжектирующий переход достаточно мала. В другом предельном случае $G \sim E(0)$. Так как нам интересен случай ⁽¹⁾, когда инжектированные дырки будут практически без гибели пересекать полупроводник, то $E(0) = \frac{V}{d}$.

где V — падение напряжения на толще полупроводника.

В ⁽¹⁾ было показано, что ВАХ длинных полупроводников будет иметь участок отрицательного сопротивления при наличии значительной рекомбинационной утечки в $p-n$ — переходе. Полученные там формулы, относящиеся к случаю $G = \text{const}$, можно использовать, чтобы получить теперь данные по напряжению и току срыва, если $G \sim \frac{V}{d}$.

Действительно, записывая G в виде:

$$G = G_1 \frac{V}{d} \quad (8)$$

мы можем из формул, полученных в ⁽¹⁾, найти новые формулы для V_{cr} и j_{cr} (можно показать, что зависимость G от V не влияет на

экстремальные значения тока срыва, т. е. j_{cp} будет выражаться через G так же, как если бы G не зависело от V).

В итоге получается следующее. Полупроводник n — типа. Условие квазинейтральности записывается в виде:

$$n = \theta p + n_0. \quad (9)$$

Тогда

$$V_{cp} = \frac{I_{ro} d}{2u_n n_l \sqrt{\theta}}, \quad (10)$$

$$j_{cp} = \frac{b n_0 \sqrt{\theta}}{2n_l} I_{ro} \left[\left(\frac{b\theta + 1}{b\theta} \right)^2 - 1 \right]. \quad (11)$$

Полупроводник p — типа. Условие квазинейтральности имеет вид:

$$p = \theta n + p_0. \quad (12)$$

Получается:

$$V_{cp} = \frac{I_{ro} d}{2n_l u_p \sqrt{\theta}} \quad (13)$$

$$j_{cp} = \frac{p_0 \sqrt{\theta}}{2b n_l} I_{ro} \left[\left(\frac{b + \theta}{\theta} \right)^2 - 1 \right]. \quad (14)$$

Причем в случае n — полупроводника было принято, что

$$G_1 = \frac{4u_p p_0}{I_{ro}^2},$$

а для p — полупроводника:

$$G_1 = \frac{4u_n n_0}{I_{ro}^2}.$$

Если же не уточнять значение G_1 , а просто принять (8) вместо $G = \text{const}$, то имеем:

n — полупроводник:

$$V_{cp} = \frac{d}{\sqrt{u_n n_0 b G_1 \theta}}, \quad (15)$$

$$j_{cp} = \sqrt{\frac{u_n n_0 b \theta}{G_1}} \left[\left(\frac{b\theta + 1}{b\theta} \right)^2 - 1 \right], \quad (16)$$

p — полупроводник:

$$V_{cp} = \frac{d \sqrt{b}}{\sqrt{u_p p_0 G_1 \theta}}. \quad (17)$$

$$j_{cp} = \sqrt{\frac{u_p p_0 \theta}{b G_1}} \left[\left(\frac{b + \theta}{\theta} \right)^2 - 1 \right]. \quad (18)$$

Чтобы участок отрицательного сопротивления действительно имел место, необходимо выполнение ряда неравенств (1). Прежде всего,

рекомбинация в инжектирующем переходе должна быть достаточно велика. Кроме того, длина полупроводника должна быть ограниченной, чтобы инжектированные носители могли бы его пересечь практически без гибели.

Рассмотрим теперь модель с омической утечкой.

Мы будем считать, что рассматриваемая утечка встроена в $p-p$ -переход подобно тому, как это имеет место в тиристорах. Более того, примем, что плоскость, в которой расположен $p-p$ -переход, имеет „пятнистую“ структуру.

На этой плоскости области омической утечки чередуются с областями, способными инжектировать неосновные носители, причем размеры „пятен“ n - и p -областей соизмеримы между собой и с диффузионной длиной полупроводника. При такой структуре носители, инжектированные из $p-p$ -перехода еще до своей гибели попадут в электрическое поле, действующее в области омической утечки, и будут протаскиваться, вообще говоря, через весь полупроводник.

Ситуация тогда здесь практически не отличается от той, которая имеет место в случае рекомбинационной утечки.

Согласно сказанному выше, считаем, что площади n - и p -областей на указанной плоскости примерно одинаковы.

Коэффициент инжекции неосновных носителей, например, дырок, выбираем в виде (3):

$$\gamma = 1 - \frac{V_1}{rj} \quad (19)$$

Здесь V_1 — внешнее напряжение в области перехода, r — сопротивление утечки на квадратный сантиметр поверхности. V_1 является функцией протекающего тока и может быть найдена следующим образом.

Рассмотрим ради конкретности n -тип полупроводника. Имеем:

$$V_1 = \frac{kT}{q} \ln \frac{p(0)}{p_0} \quad (20)$$

В условиях, когда инжектированные носители протягиваются через весь полупроводник

$$p(0) = \frac{bn_0\gamma}{1 - (b\theta + 1)\gamma} \quad (21)$$

Таким образом

$$V_1 = \frac{kT}{q} \ln \frac{bn_0 \left(1 - \frac{V_1}{rj} \right)}{p_0 \left[1 - a \left(1 - \frac{V_1}{rj} \right) \right]} \quad (22)$$

где $a = b\theta + 1$.

Падение напряжения на полупроводнике равно (1):

$$V = \frac{j |1 - a\gamma| d}{u_p b n_0} \quad (23)$$

Тогда ток срыва, определяемый из условия $\frac{dV}{dj} = 0$, должен удовлетворять соотношению:

$$1 + a \frac{dV_1}{rdj} = a. \quad (24)$$

Экстремальное значение γ следует найти из уравнения:

$$\gamma^2 a (a - 1) - [a - 1 + a n_1] \gamma + n = 0, \quad (25)$$

где $n_1 = \frac{kT}{qrj_{cr}}$ и равно

$$\gamma = \frac{a - 1 + a n_1}{2a(a - 1)} \pm \sqrt{\frac{[a - 1 + a n_1]^2}{4a^2(a - 1)^2} - \frac{n_1}{a(a - 1)}}. \quad (26)$$

Если γ мало, то:

$$\gamma = \frac{n_1}{a n_1 + a - 1}. \quad (27)$$

Подставляя это значение γ в (23), находим:

$$V_{cr} = \frac{j_{cr}(a - 1)d}{u_p b n_0 [a - 1 + a n_1]}. \quad (28)$$

Из (19) и (22):

$$j_{cr} = \frac{kT}{qr(1 - \gamma)} \ln \frac{p_0 \gamma}{n_0 b (1 - \gamma)}. \quad (29)$$

Или на основании (27) получаем:

$$j_{cr} = \frac{kT}{qr} \frac{a n_1 + a - 1}{(n_1 + 1)(a - 1)} \ln \frac{b n_0}{p_0} \frac{n_1}{a - 1}. \quad (30)$$

В том же приближении

$$p_{cr}(0) = b n_0 \frac{n_1}{a - 1}. \quad (31)$$

Аналогичным образом можно получить и соответствующие формулы для p -типа полупроводника.

Имеем:

$$V_{cr} = \frac{j_{cr}(a - 1)d}{u_p p_0 [a n_1 + a - 1]}, \quad (32)$$

$$j_{cr} = \frac{kT}{qr} \frac{[a n_1 + a - 1]}{(a - 1)(n_1 + 1)} \ln \frac{p_0}{n_0 b} \frac{n_1}{a - 1}, \quad (33)$$

$$n_{cr}(0) = \frac{p_0 n_1}{b(a-1)}. \quad (34)$$

Здесь $a = \frac{b+\theta}{\theta}$. Как формулы (28), (30), (31), так и (32) — (34) получены в предположении:

$$\gamma_{cr} < \frac{a-1+an_1}{a(a-1)}. \quad (35)$$

Хотя можно получить формулы и без этого ограничения, используя (26), а не (27).

Следует отметить следующее интересное обстоятельство. Если к полупроводнику сделать симметричные контакты той природы, о которой говорилось выше, то в случае омической утечки отрицательное сопротивление ОС может появиться и при обоих направлениях тока.

Действительно, через омическую утечку основные носители не только могут уходить из полупроводника, но и втекать в него при перемене знака напряжения. Этого достаточно, чтобы обеспечить через противоположный контакт необходимой величины поток основных носителей.

Иначе дело обстоит с рекомбинационной утечкой. При обратном направлении рекомбинация в переходе сменяется тепловой генерацией. Обычно интенсивность такой генерации мала и она не дает необходимого потока основных носителей для рекомбинации на другом переходе (контакте). Чтобы возможна была симметричная характеристика с ОС, необходимо увеличить инжекцию основных носителей из обратно смещенного перехода. Это может быть достигнуто полевой эмиссией или ударной ионизацией в данном переходе.

Весьма возможно, что предложенная здесь теория может послужить основой для понимания появления ОС на ВАХ стеклообразных полупроводников там, где обычная тепловая теория не применима (^{4,5}).

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Армянской ССР

Հայկական ՍՍՀ ԳԱ ԲԴՐԱԿԻՑ-ԱՆԴԱՄ Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ

Չղծված ինժեկցիայի դեպքում հոսանքի անցումը կիսահաղորդչով

Հղվածում հաշվում է երկար կիսահաղորդչային ստրուկտուրայի ժոյտ-ամպերային բնու-
թյանը ունենալը և ամպան ստրուկտուրաների առկայության դեպքում:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Г. М. Авакьянц, ДАН Арм. ССР, т. I, № 1, 1970. ² C. Sah, R. Noyce, W. Shockley, Proc. IRE, 45, 1228 (1957). ³ К. Ф. Комаровских, В. В. Осипов, ФТП, 1, 402 (1967). ⁴ Б. Т. Коломиец и др., ФТП, 3, 731 (1969). ⁵ Б. Т. Коломиец и др., ФТП, 3, 312 (1969).