

АШАНИН В. С., канд. физ.-мат. наук,
 МАЛОФЕЙ О. П., канд. техн. наук,
 СТЕПАНОВ А. А., канд. физ.-мат. наук

ФОРМИРОВАНИЕ УЧАСТКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ НА ВОЛЬТАМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ ДИОДОВ ГАННА В УСЛОВИЯХ УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ

В работе [1] были сформулированы основные принципы расчета ударной ионизации в указанных в названии объектах. Для правильного понимания этого явления необходимо подходить к расчету с позиций разделения электронов в домене на быстрые и медленные. Причем под быстрыми понимаются электроны, имеющие скорость V_{n_1} , превышающую скорость домена V_D , а под медленными — обладающие скоростями $V_{n_2} < V_D$.

Обобщим модель расчета в [1], считая, что быстрые генерируют в сильном поле и медленные электроны. Кроме того, будем считать, что коэффициент ударной ионизации α зависит от координаты X .

Тогда вместо уравнения ([1, п. 21]) получим

$$\frac{S_0 d^2 I_2}{dx^2} - \left[\frac{S_2}{S_1} (\alpha_1 - \beta_1) + \frac{S_2}{\alpha_2 + \beta_1} \cdot \frac{d\alpha_2}{dx} - \beta_2 \right] \frac{dI_2}{dx} - \left[\frac{\beta_2 (\alpha_1 + \alpha_2)}{S_1} + \frac{\beta_2}{\alpha_2 + \beta_1} \frac{d\alpha_2}{dx} \right] I_2 = 0.$$

Здесь β_1, β_2 — коэффициенты, характеризующие интенсивность обмена электронами между двумя долинами полупроводника; α_1, α_2 — характеризуют величину умножения носителей в доменах.

Обозначения β_i, α_i отличаются от указанных в работе [1] тем, что разделены на соответствующие скорости:

$$S_1 = 1 - \frac{V_D}{V_{n_1}}, \quad S_2 = 1 - \frac{V_D}{V_{n_2}}.$$

Нетрудно видеть, что учет зависимости α_2 — коэффициента ударной ионизации, характеризующего генерацию быстрыми

электронами медленных от X , ничего существенного в решение уравнения (1) не вносит, если β_1 достаточно большая величина. Считаем также, что $\beta_1 \gg \alpha_1, \beta_2$ и α_2 . Тогда из (1) получаем

$$S_2 \frac{dI_2}{dx} = \frac{\beta_2(\alpha_1 + \alpha_2)}{\beta_1} I_2. \quad (2)$$

Обозначим $\beta_2(\alpha_1 + \alpha_2)/\beta_1 = \alpha$. Далее, в S_2 опустим индекс «2» у V_{n_2} , помня, что $V_{n_2} = V_n < V_D$.

Полученное уравнение (2) совпадает по виду с аналогичным уравнением (2) в [1], положенным там в основу расчета. Естественно, тогда, действуя так же, как в работе [1], мы придем к приведенному там решению (23) для полного тока

$$I = V_{n_{E1}} n_D / \left(1 - \frac{V_{n_{E1}} \tau_p}{L^*} \int_0^{L_D} \alpha e^{-\int_0^x \frac{V_{n_{ad} dx}}{V_D - V_n}} dx \right). \quad (3)$$

В работе [1] приведена физическая интерпретация эффекта умножения, исходя из условия противоположного принятому в данном случае. Было принято, что $\alpha_1 \gg \beta_1$ и это вело к тому, что лавина частиц шла вперед, т. е. токи $I_1 I_2$ с ростом X нарастали, т. е. $dI_{1,2}/dx > 0$. Теперь, как видно из (2), $dI_{1,2}/dx < 0$. Физически этот результат можно объяснить таким образом. В отличие от работы [1], где быстрая частица порождала быструю и новая частица порождалась быстрее, чем старая уходила в долину медленных ($\alpha_1 > \beta_1$), теперь вновь возникающая частица или с самого начала рождается медленной, или быстро уходит в «медленную» долину из «быстрой» ($\alpha_1 < \beta_1$). Но медленные, будучи не в состоянии уйти из долины, скапливаются вблизи вершины домена. В этих условиях, очевидно, генерация электронно-дырочных пар происходит за счет последующего возврата медленных частиц в «быструю» долину, где они могут накапливать энергию ($V_{n_1} > V_D$). Важная особенность рассматриваемой генерации — эффект накопления медленных частиц в домене во время его движения. Медленные частицы не успевают уходить из домена и частично задерживаются в нем. В то же время, благодаря небыстрым переходам из медленных частиц «рождаются» и быстрые, способные создать пару. Таким образом, эффект задержки медленных частиц способствует развитию ударной ионизации. Из-за эффекта скопления электронов вблизи вершины домена (в силу $V_n < V_D$) концентрация дырок больше в области, соседней с вершиной, так что объемный заряд становится в домене еще более положительным (считаем домен прямоугольным). В связи с этим электрическое поле в домене устанавливается, темп ударной ионизации возрастает.

Для оценки области действия указанных эффектов обратимся к конкретным расчетам. Следует заметить, что формула (3)

дает вольтамперную характеристику в неявном виде, ибо дрейфовая скорость электронов вне домена V_{nE1} , длина кристалла L и длина домена L_D ($L^* = L - L_D$), а также скорость домена V_D — величины пока неизвестные.

Выпишем условия баланса частиц, считая, что $P_{вн} \gg P_n$, где P_n — первоначальная концентрация дырок в образце:

$$P_{вн} = -\tau_p V_n \int_0^x a_1 n dx. \quad (4)$$

Здесь τ_p — время жизни дырок; $P_{вн}$ — концентрация дырок вне домена; x — размеры области умножения.

Заметим, что концентрации дырок по обе стороны домена, вообще говоря, не равны между собой. Но это различие мало, если $\tau_p V_n / L > 1$. Это неравенство отвечает условию многопроходного режима, когда за время жизни дырок τ_p домен многократно успевает пройти через полупроводник. Если под $P_{вн}$ подразумевается концентрация дырок справа от домена, который движется слева направо, то строго вместо (4) следует писать:

$$P_{вн} = -\frac{\tau_p V_n}{L} \int_0^x a_1 n dx \left(1 - \frac{L}{2\tau_p V_n}\right). \quad (5)$$

Видно, что в случае $\tau_p V_n L > 1$ без большой ошибки можно пользоваться (4).

Условие нейтральности и равенство полного тока, например, для области справа от домена запишутся так:

$$n_{вн} = P_{вн} + n_D \quad (6); \quad I = V_{nE1} n_{вн}. \quad (7)$$

Тогда, принимая, что $n \sim \frac{I e^{-\frac{a_1 x V_n}{V_D - V_n}}}{V_n}$ [1], и заменяя в (4),

после указанной подстановки

$$a_1 e^{-\frac{a_1 x V_n}{V_D - V_n}} = \alpha(x)$$

получаем из (4), (6), (7)

$$V_{nE1} = \frac{I}{n_D + \frac{I \tau_p}{L} \int_0^x \alpha(x) dx}; \quad (8)$$

$$n_{\text{вн}} = n_D + \frac{I\tau_p}{L} \int_0^{\bar{x}} \alpha(x) dx; \quad (9)$$

$$P_{\text{вн}} = \frac{I\tau_p}{L} \int_0^{\bar{x}} \alpha(x) dx. \quad (10)$$

Из [1] следует

$$V_D = \frac{I}{n_D + \bar{P}}, \quad (11)$$

причем

$$\bar{P} = \frac{\int_{L_1}^{E_m} \frac{P(x)}{n} dE}{\int_{E_1}^{E_m} \frac{dE}{n}}. \quad (12)$$

Здесь $P(x)$ взято справа от домена. Нетрудно показать, что $P \approx P_{\text{вн}}$ (13) и тогда

$$V_D = \frac{I}{n_D + P_{\text{вн}}} = V_{nE_1} = \frac{I}{n_D + \frac{I\tau_p}{L} \int_0^{\bar{x}} \alpha(x) dx}. \quad (14)$$

Без большой ошибки можно принять

$$\int_0^{\bar{x}} \alpha(x) dx \approx \alpha(E_m \cdot \bar{x}) = \frac{V_D - V_n}{V_n} \left(1 - e^{-\frac{\sigma_1(E_m)\bar{x}V_n}{V_D - V_n}} \right). \quad (15)$$

Обозначая $E_{\text{кр}}$ — критическую напряженность поля, с которой начинается ударная ионизация, получаем

$$\bar{x} = \frac{\varepsilon}{4\pi l} \frac{(E_m - E_{\text{кр}})}{[P(x) - n(x) + n_D]}. \quad (16)$$

Здесь $[P(x) - n(x) + n_D]$ — среднее значение данной величины в слое умножения. Причем это среднее значение пропорционально $C_3 \cdot n_{\text{вн}}$, где $C_3 = 1 \div \frac{1}{2}$. Тогда

$$\bar{x} = x_0 \cdot \frac{n_D}{n_{\text{вн}}}, \quad (17)$$

где

$$x_0 = \frac{\varepsilon}{4\pi l} \frac{(E_m - E_{\text{кр}})}{C_3 n_D}, \quad (18)$$

Теперь, например, (9) принимает вид

$$n_{\text{вн}} = n_D \left(\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{I \tau_p \alpha (E_m) x_0}{L n_D}} \right), \quad (19)$$

далее из (17) находим

$$\bar{x} = \frac{x_0}{\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{I \tau_p \alpha (E_m) x_0}{L n_D}}}; \quad (20)$$

$$V_D = \frac{I}{n_D \left(\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{I \tau_p \alpha (E_m) x_0}{L n_D}} \right)}. \quad (21)$$

С другой стороны, исходя из работ [1; 2], условие устойчивости домена дает

$$V_D = V_n + \frac{B}{E_m}. \quad (22)$$

Приравнявая (21) и (22), имеем

$$V_n + \frac{B}{E_m} = \frac{I}{n_D \left(\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{I \tau_p \alpha (E_m) x_0}{L n_D}} \right)}. \quad (23)$$

С учетом E_m , можно найти усредненную по времени вольтамперную характеристику домена

$$E_m(I) = \sqrt{A_2 U_D n_D \left[\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{I \tau_p \alpha (I) x_0}{L n_D}} \right]}, \quad (24)$$

где $A_2 = \varepsilon / 4\pi l$, U_D — напряжение на домене.

Причем $U = U_D + U_0$, где U — внешнее напряжение; U_0 — напряжение на образце вне области домена. Если не делать различия между $n_{\text{вн}}$ справа и слева от домена, то

$$U_0 = \frac{IL}{\mu n_{\text{вн}}} = \frac{U_D L}{\mu}, \quad (25)$$

где μ — подвижность электронов вне домена.

Тогда (24) можно переписать так:

$$U = \frac{L U_D}{\mu} \left(1 + \frac{B}{U_n E_m} \right) + \frac{E_m^2(I)}{A_2 n_D \left[\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{I \tau_p \alpha (I) x_0}{L n_D}} \right]}. \quad (26)$$

Как видно из (23), с ростом E_m скорость домена падает. Одновременно растет $\alpha(E_m)$. Пока падение скорости домена компенсируется ростом $\alpha(E_m)$, число генерируемых пар увеличивается и вследствие этого растет положительный заряд у вершины домена. Рост заряда приводит к увеличению E_m , а область сильного поля x сужается. В связи с этим, поскольку $U_D = E_m x$ и убывание x происходит быстрее, чем рост, E_m , U_D — падает. В этом случае на вольтамперной характеристике возникает S-образный участок отрицательного сопротивления. В последующем с падением скорости домена последний не может нагнать уходящие из домена электроны ($U_D \approx U_n$), их число там поэтому резко уменьшается, в итоге генерация носителей начинает замедляться. Сначала концентрация частиц перестает увеличиваться (в то время как E_m растет), а потом даже уменьшается. Таким образом, на вольтамперной характеристике возникает N-образный участок отрицательного сопротивления.

Отметим, что отказ от насыщения дрейфовой скорости электронов при больших E_m , а именно небольшой рост этой скорости во-первых, исключает возникновение N-образной вольтамперной характеристики, если этот рост ведет к тому, что скорость домена будет нарастать при увеличении E_m . И, во-вторых, в этой же ситуации напряжение вне домена будет также возрастающей функцией тока. В итоге окончание S-образного участка на вольтамперной характеристике образца объясняется преобладанием положительного дифференциального сопротивления области вне домена над отрицательным сопротивлением области умножения.

Список литературы: 1. Аваньяц Г. М., Арутюнян В. М. Умножение тока и сопутствующие ему явления при движении домена сильного электрического поля в полупроводниках. Ереван, 1973. 64 с. (Препр./АН Арм ССР. Ин-т радиоп физики и электроники; 1). 2. Щур М. С. Эффект Ганна. 1976. 73 с.

Поступила в редколлегию 13.04.89