

РАСЧЕТ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК  
ИМПУЛЬСНОГО ЛАВИННОГО МДП ФОТОПРИЕМНИКА

В.Д. У с и к о в

Предложенный в [1] импульсный лавинный МДП фотоприемник (ЛМДПФ) является перспективным прибором для оптоэлектроники, в котором могут быть реализованы высокие коэффициенты усиления фотоответа  $M \sim 10^5$  [2] при пороговой чувствительности на уровне регистрации отдельных фотонов [3]. Одним из факторов, сдерживающих развитие ЛМДПФ, является отсутствие модели, адекватно описывающей его фотоэлектрические характеристики, на базе которой можно было бы определить фундаментальные параметры импульсного ЛМДПФ, измерение которых позволило бы объективно сравнивать качество ЛМДПФ, полученных разными разработчиками, и оптимизировать конструктивно-эксплуатационные характеристики таких фотоприемников. Традиционно используемый для оценки качества ЛМДПФ коэффициент усиления фотоответа  $M = \Delta j_M / \Delta j_1$  (где  $\Delta j_M$  и  $\Delta j_1$  — значения фотоответа в режиме с усилением и без усиления соответственно) не является таким параметром, поскольку его значение существенно зависит от условий его измерения, а именно от скорости нарастания напряжения на фотоприемнике  $\dot{U}$ , параметров светового импульса и величины напряжения, при котором производится измерение  $\Delta j_1$  [4]. В настоящей работе предложена аналитическая модель, позволяющая определить фундаментальные параметры импульсного ЛМДПФ и методику их экспериментального измерения, приведены номограммы, по которым, задавшись значениями параметров ЛМДПФ и характеристиками светового сигнала, можно рассчитать соответствующее значение фотоответа  $\Delta j_M$  для любого режима работы фотоприемника.

Следуя [4], на основе уравнения электронейтральности, уравнения Кирхгоффа и формулы Миллера запишем следующую систему уравнений, определяющих связь плотностей зарядного тока  $j$  и лавинного тока  $j_\alpha$  со стационарной  $I_0$  и нестационарной  $I_1(t)$  компонентами мощности светового сигнала, которые в общем случае характеризуются длинами волн  $\lambda_0$  и  $\lambda_1$  соответственно:

$$j = j_\alpha + \dot{\varphi} \sqrt{q \epsilon N / 2 \varphi}, \quad (1)$$

$$\dot{U} = j / C + \dot{\varphi}, \quad (2)$$

$$j_\alpha = \frac{\kappa(\lambda_0) I_0}{1 - \left(\frac{\varphi}{\varphi_B}\right)^{\kappa(\lambda_0)}} + \frac{\kappa(\lambda_1) I_1(t)}{1 - \left(\frac{\varphi}{\varphi_B}\right)^{\kappa(\lambda_1)}} + \frac{j_d}{1 - \left(\frac{\varphi}{\varphi_B}\right)^{\kappa_d}}, \quad (3)$$

где  $q$  - элементарный заряд,  $\epsilon$  - диэлектрическая постоянная полупроводника,  $\varphi$  - поверхностный потенциал полупроводника,  $\varphi_B$  - потенциал пробоя полупроводника,  $C$  - удельная емкость диэлектрика,  $N$  - концентрация примеси,  $K(\lambda)$  - ампер-ваттная чувствительность МДП структуры,  $j_d$  - плотность темнового генерационного тока,  $n(\lambda)$  и  $n_d$  - параметры, определяемые пространственным распределением фотогенерационного и темнового тока в полупроводнике соответственно. Ограничиваясь рассмотрением случая достаточно высоких  $\dot{U}$ , когда соблюдается условие  $\varphi_B - \varphi \ll \varphi_B$ , преобразуем систему (1)-(3) к виду

$$\Delta j_M = \frac{\varphi_B}{U_B} (j_a - \dot{U}C), \quad (4)$$

$$\dot{U} = j_a/C - U_B \frac{d}{dt} \left( \frac{j_{g0} + j_{g1}}{j_a} \right), \quad (5)$$

где  $j_{g0} = K_n(\lambda_0)I_0 + j_{dn}$ ,  $j_{g1} = K_n(\lambda_1)I_1(t)$ ,  
 $K_n(\lambda) = K(\lambda)/n(\lambda)$ ,  $j_{dn} = j_d/n_d$ ,  $U_B = \varphi_B + \sqrt{2q\epsilon N\varphi_B}/2C$ .

Пусть в момент  $t=0$ , до которого фотоприемник освещался стационарным световым потоком  $I_0$ , поступает световой импульс с амплитудой  $\Delta I_1$  и длительностью фронта  $\tau_{\varphi}$ . Подставляя в (5)  $I_1(t) = \Delta I_1 t / \tau_{\varphi}$  и решая (5) при  $j_a(0) = j(0) = \dot{U}C$  (т.е. считая исходное состояние системы стационарным), получим

$$(x+1) \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha-x^2-x}} \left[ \frac{(D+1)(D-1-2x)}{(D-1)(D+1+2x)} \right]^{1/2D} = 1 + j_{g1}/j_{g0}, \quad (6)$$

где  $x = (j_a - \dot{U}C)/\dot{U}C$ ,  $D = \sqrt{1+4\alpha}$ ,  $\alpha = \frac{U_B K_n(\lambda_1) \Delta I_1}{C \dot{U}^2 \tau_{\varphi}}$ . Уравнение релаксации лавинного тока  $j_a$  к стационарному уровню  $\dot{U}C$  в течение действия плоской вершины светового сигнала находится решением (5) при подстановке  $I_1 = \Delta I_1$  и начальном значении плотности лавинного тока  $j_a(\tau_{\varphi})$ , определяемого (6):

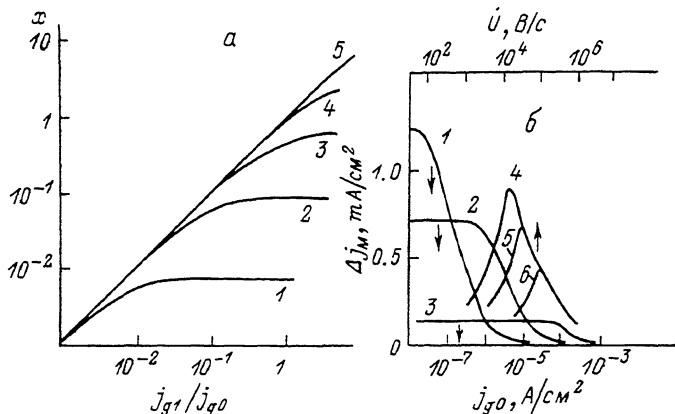
$$\tau_n \frac{[1+x(\tau_{\varphi})]x}{[1+x]x(\tau_{\varphi})} + \frac{x-x(\tau_{\varphi})}{(1+x)[1+x(\tau_{\varphi})]} = -\frac{t}{\tau}, \quad (7)$$

$$\text{где } \tau = \frac{U_B}{C \dot{U}^2} [K_n(\lambda_0)I_0 + K_n(\lambda_1)\Delta I_1 + j_{dn}]. \quad (8)$$

Заметим, что для малосигнального режима ( $x < 1$ ) из уравнения (4) и (7) следует, что

$$\Delta j_M(t) = \Delta j_M(\tau_e) e^{-t/\tau}. \quad (9)$$

Анализ решений (6)-(9) показывает, что при линейном нарастании мощности светового сигнала максимальное значение фототока стремится к насыщению на уровне



а) Зависимость нормированного фототока  $x$  от  $j_{g1}/j_{g0}$  при  $\alpha = 7.1 \cdot 10^{-2}$  (1),  $7.1 \cdot 10^{-2}$  (2),  $0.71$  (3),  $7.1$  (4),  $71$  (5). б) Зависимость  $\Delta j_M(j_{g0})$  при  $j_{g1} = 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup>,  $\dot{U} = 4.4 \cdot 10^3$  В/с (1),  $4.4 \cdot 10^4$  В/с (2),  $4.4 \cdot 10^5$  В/с; зависимость  $\Delta j_M(\dot{U})$  при  $j_{g0} = 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup>,  $j_{g1} = 10^{-7}$  А/см<sup>2</sup> (6),  $10^{-6}$  А/см<sup>2</sup> (7),  $3 \cdot 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup> (8). Расчеты проведены для  $C = 3.8 \cdot 10^{-3}$  Ф/см<sup>2</sup>,  $N = 1.6 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $\varphi_B = 44$  В,  $\epsilon = 1.05 \cdot 10^{-12}$  Ф/см.

$$\Delta j_{M \text{ нас.}} = \frac{\varphi_B \dot{U} C}{2U_B} \left[ \sqrt{1 + 4\alpha} - 1 \right], \quad (10)$$

определяемом крутизной светового фронта  $\Delta I_1/\tau_\varphi$ . После окончания действия светового фронта фототок квазиэкспоненциально релаксирует с постоянной времени  $\tau$ , определяемой выражением (8). Фундаментальными параметрами, определяющими фотоэлектрические характеристики ЛМДПФ, являются приведенная ампер-ваттная чувствительность  $K_n$  и приведенная плотность темного генерационного тока  $j_{dn}$ . Зная  $K_n$  и  $j_{dn}$ , можно, рассчитав  $j_{g0}$ ,  $j_{g1}$  и  $\alpha$ , по формуле (6) или по построенной по ней номограмме (см. рисунок, а) определить соответствующее значение  $x$ , умножение которого на  $\dot{U} C \varphi_B / U_B$  дает амплитуду фототока  $\Delta j_M$ . Значения параметров  $K_n$  и  $j_{dn}$  могут быть найдены из сравнения (8) с измеренной в малосигнальном режиме экспериментальной зависимостью  $\tau(I_0)$ , которая, как показывают результаты работы [4], действительно имеет линейный характер. Важным следствием (6) является насыщение  $\Delta j_M$  на уровне, определяемом (10) при уменьшении  $j_{g0}$ , что говорит о том, что существенное увеличение коэффициента усиления ЛМДПФ может быть достигнуто только при одновременном снижении  $j_{g0}$  и  $\dot{U}$  (см. рисунок, б).

Отметим, что следующие из (6) уменьшение  $M$  с увеличением  $\Delta I_1$  и пикообразная форма зависимости  $j_M(\dot{U})$  (см. рисунок, б) согласуются с соответствующими экспериментальными данными, приведенными в [4] и [5].

- [1] Г о л ь б р а й х Н.И., П л о т н и к о в А.Ф., Ш у б и н В.Э. - Квантовая электроника, 1975, т. 2, с. 2624.
- [2] B o g d a n o v S.V., K r a v c h e n k o A.V., P l o t n i k o v A.F., S h u b i n V.E. - Phys. Stat. Sol. (a), 1986, v. 93, p. 361.
- [3] В е т о х и н С.С., Г у л а к о в И.Р., З а л е с с к и й В.Б., Ш у н е в и ч С.А. - Докл. АН БССР, 1987, т. 31, с. 141.
- [4] К р а в ч е н к о А.Б., П л о т н и к о в А.Ф., П о п о в Ю.М., Ш у б и н В.Э. - Квантовая электроника, 1981, т. 8, с. 785.
- [5] С а д ы г о в З.Я. О кинетике образования фотоотклика в лавинных МДП структурах. М.: ИЯИ АН СССР, препринт П-0434, 1985.

Московский институт  
электронной техники

Поступило в Редакцию  
18 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 6

26 марта 1988 г.

О ВОЗМОЖНОЙ СВЯЗИ МЕЖДУ КОЭФФИЦИЕНТАМИ  
УДАРНОЙ ИОНИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК  
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.А. Х о л о д н о в

Одна из главных целей многочисленных экспериментальных и теоретических исследований явления ударной ионизации в полупроводниках состоит в определении коэффициентов ударной ионизации электронов  $\alpha(E)$  и дырок  $\beta(E)$  как функций электрического поля  $E$  [1-5]. От величины отношения  $k(E) = \frac{\beta(E)}{\alpha(E)}$  существенно зависят технические характеристики ряда полупроводниковых приборов, например лавинных фотодиодов [1, 4, 6]. Эти характеристики можно рассчитать на ЭВМ, если известны  $\alpha(E)$  и  $\beta(E)$  [1-5]. К настоящему времени зависимости  $\alpha(E)$  и  $\beta(E)$  с большей или меньшей степенью точности известны для целого ряда полупроводников [1-5]. Вместе с тем в работах, посвященных определению коэффициентов ударной ионизации носителей, не ставилось вопроса о связи между  $\alpha(E)$  и  $\beta(E)$ . Фактически считалось, что по величине коэффициента ударной ионизации одних носителей ни в какой мере нельзя судить о величине коэффициента ударной ионизации других, или же по значению  $k(E)$  нельзя, даже по порядку величины, оценить значения  $\alpha(E)$  и  $\beta(E)$ . Однако законы сохранения энергии и квазиимпульса при акте ударной ионизации обеспечиваются за счет электронно-дырочной подсистемы полупроводника [2, 4, 5]. Поэтому есть основания предположить, что между  $\alpha(E)$  и  $\beta(E)$  существ-