

5. Tishkov V.S., Gaiduk P.I., Shiryayev S.Y., Larsen A.N. // *Ibid.* 1996. Vol.68. №5. P.655.
6. O'RaiFeartaigh C., Larsen A.N., Cristiano F., Hemment P.L.F. // *Appl. Phys. (A)*. 1995. Vol.61. P.579.
7. Larsen A.N., Christensen B., Shiryayev S.Y. // *J. Appl. Phys.* 1992. Vol.71. P.4854.
8. Trumbore F.A. // *Bell Syst. Tech.* 1960. Vol. 39. P.205.
9. Larsen A.N., Shiryayev S.Y., Schwartz-Sorensen E., Tidemand-Petersson P. // *Appl. Phys. Lett.* 1986. Vol.48. P.1805.
10. Larsen A.N., Larsen K.K., Anderson P.E., Svensson B.G. // *J. Appl. Phys.* 1993. Vol.73. P.691.
11. Sharma B.L. // *Defect and Diffusion Forum.* 1990. Vol.70-71. P.1.

Поступила в редакцию 09.06.97.

УДК 621.383.5

*И.Р.ГУЛАКОВ., А.О.ЗЕНЕВИЧ, В.Б.ЗАЛЕССКИЙ*

## ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ, ВНОСЯЩИЕ ВКЛАД В ФОРМИРОВАНИЕ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ ЛАВИННЫХ ФОТОДИОДОВ В РЕЖИМЕ СЧЕТА ФОТОНОВ

It was shown that quantum efficiency of registration is generally determined by the ratio of microplasma breakdown area to the size of photosensitive area of avalanche photodiode.

Метод одноквантовой регистрации (метод счета фотонов) слабых потоков оптического излучения широко используется для исследования кинетики люминесценции, лазерного зондирования дальних и высотных слоев атмосферы и волных сред, исследований изменения интенсивностей и временных связей коррелированных оптических потоков.

Традиционно приёмниками слабых потоков оптического излучения видимого участка спектра являются фотоэлектронные умножители и передающие телевизионные трубки мгновенного действия — лиссекторы [1]. Однако данные типы фотоприёмников обладают рядом недостатков: имеют высокое напряжение питания, достаточно большие габариты, не обладают необходимой прочностью, имеют малую чувствительность в ближней ИК-области спектра. Поэтому в последнее время для регистрации слабых световых потоков в ИК-области спектра используются лавинные фотодиоды (ЛФД), в которых отсутствуют перечисленные недостатки.

Проведенные исследования характеристик лавинных фотодиодов в режиме одноквантовой регистрации лавинных фотоприёмников как экспериментального [2], так и серийного [3,4] изготовления показали, что не все результаты исследований в режиме одноквантовой регистрации находят объяснения. Например, квантовая эффективность регистрации кремниевых лавинных фотодиодов в режиме счета фотонов [3] при комнатной температуре изменяется в пределах  $\eta_c = (0,1-3)\%$  в зависимости от напряжения смещения диода и размера фоточувствительной площадки, что значительно меньше квантовой эффективности фотоэлектрического преобразования для токового режима измерений, равной примерно  $\eta_T \sim 95\%$ . В токовом режиме регистрации основными процессами, вносящими вклад в формирование квантовой эффективности, являются [5] скорость генерации и рекомбинации носителей заряда. Квантовая эффективность в этом режиме определяется как:

$$\eta_T = \frac{I_\Phi / e}{P / (h \cdot \nu)}, \quad (1)$$

где  $I_\Phi$  — фототок, протекающий во внешней цепи,  $P$  — мощность оптического излучения,  $h$  — постоянная Планка,  $\nu$  — частота оптического излучения,  $e$  — заряд электрона.

Из формулы (1) следует, что квантовая эффективность прямо пропорциональна величине фототока. Вклад в фототок дают не все сгенерированные оптическим излучением фотоносители. Уменьшение фототока (числа носителей поступающих во внешнюю цепь в секунду) по сравнению с числом падающих фотонов в секунду происходит за счет рекомбинации носителей как на поверхности, так и в объеме квазинейтральных (неистощенных) областей. Но из-за достаточно большого времени жизни неосновных носителей заряда (около 1 мс) квантовая эффективность фотоэлектрического преобразования достаточно близка к 100%.

В режиме одноквантовой регистрации будут регистрироваться те генерируемые оптическим излучением носители, которые попадают в область микроплазменного пробоя (МП). Вероятность образования микроплазмы при попадании носителя заряда в область МП близка к единице [6]. Поэтому остаются невыясненными процессы, приводящие к уменьшению квантовой эффективности в режиме счета фотонов. Целью данной работы является изучение физических процессов в ЛФД, вносящих вклад в формирование квантовой эффективности регистрации в режиме счета фотонов.

В качестве объекта исследования были выбраны выпускаемые промышленностью кремниевые лавинные фотодиоды ФД-115Л, характеризующиеся высокой чувствительностью в режиме одноквантовой регистрации при комнатной температуре. Под квантовой эффективностью в режиме одноквантовой регистрации понимается величина

$$\eta_c = N_p \frac{h\nu}{P}, \quad (2)$$

где  $N_p$  — число импульсов тока в единицу времени, образованных фотоносителями и зарегистрированных на выходе ЛФД электронной схемой.

Основной трудностью использования ЛФД в режиме одноквантовой регистрации является достижение больших коэффициентов лавинного умножения, обеспечивающих при поглощении в фотодиоде отдельного фотона генерацию на его выходе импульсов тока с амплитудой, большей амплитуды шумов последующей электронной схемы регистрации. Для достижения одноквантовой чувствительности ЛФД используется в режиме непропорционального умножения. В данном режиме на него подается напряжение смещения, превышающее напряжение пробоя  $p$ - $n$ -перехода на  $\Delta U_{см} = 0,1-1$  В. В этом случае ЛФД ведет себя подобно счетчику квантов излучения Гейгера-Мюллера. Ток через  $p$ - $n$ -переход не протекает до тех пор, пока носитель заряда, созданный в полупроводнике регистрируемым оптическим излучением или вследствие термогенерации, не достигнет области умножения и не инициирует лавинный процесс, приводящий к образованию импульса тока, связанного с возникновением локальных каналов пробоя микроплазм или с однородным пробоем  $p$ - $n$ -перехода. Вследствие статистического характера процесса развития лавины и перераспределения напряжения питания между ЛФД и резистором нагрузки при протекании лавинного тока лавина гасится. Образовавшийся импульс тока может иметь амплитуду, соответствующую как непропорциональному умножению в области микроплазменного пробоя с коэффициентом  $M_M > 10^3$ , так и пропорциональному  $M_M < 10^3$  остальной фоточувствительной площадке фотодиода. Современные малошумящие усилители позволяют регистрировать пакеты зарядов вплоть до  $10^3$  электронов. Это означает, что для регистрации импульса ЛФД, инициированного одним носителем заряда, необходимо обеспечить коэффициент умножения  $M > 10^3$ .

Проведем оценку отношения амплитуды  $U_{МК}$  микроплазменных импульсов и шумов усилителя  $|U_{ш}|$  [4]

$$\frac{U_{\text{МК}}}{U_{\text{Ш}}} = \frac{eM_{\text{М}} \frac{R}{I}}{\left[ \left( 1 + \frac{4}{3} \pi^2 B^2 C^2 R^2 \right) V_{\text{y}}^2 + R^2 \left( 2IeM_{\text{Л}}^2 F + 4K \frac{T}{R} + I_{\text{y}}^2 \right) \right] B^2}, \quad (3)$$

где  $R$  – сопротивление нагрузки ЛФД,  $C$  – входная емкость усилителя,  $B$  – ширина полосы пропускания усилителя,  $V_{\text{y}}$  – эквивалентный источник шума усилителя,  $I_{\text{y}}$  – эквивалентный источник шума тока усилителя,  $T$  – температура,  $K$  – постоянная Больцмана,  $F$  – шум-фактор ЛФД,  $I$  – длительность МП импульса,  $I$  – средний ток через ЛФД.

Величина шум-фактора в случае, когда лавина инициируется электронами, равна  $F = kM + (2 - 1/M)(1 - k)$ . При больших коэффициентах умножения ( $M_{\text{Л}} = 10^3$ ,  $M_{\text{М}} = 10^5$ ) шум-фактор равен  $F \approx kM$ , для кремниевых лавинных фотодиодов величина  $k = (1 \div 2) \cdot 10^{-2}$ , тогда  $F = 10 \div 20$ . Рассчитанное отношение  $U_{\text{МК}}/U_{\text{Ш}} = 6$ , а это значит, что МП импульсы должны хорошо разделяться от шумовых. При увеличении напряжения смещения будет увеличиваться коэффициент усиления ЛФД и при  $M_{\text{М}} = 10^6$  отношение  $U_{\text{МК}}/U_{\text{Ш}} = 60$ .

Проведенные исследования амплитудного распределения выходных импульсов ЛФД, работающего в режиме одноквантовой регистрации, и шумов усилителя (рис. 1) показывают, что лавинные импульсы фотодиода хорошо разделяются от шумовых импульсов усилителя и вклад последних в число импульсов, зарегистрированных системой регистрации, не превышает 2%.

Поскольку микроплазма является локальной областью повышенного умножения [6], то ее площадь ( $S_{\text{МК}}$ ) меньше фоточувствительной площадки ( $S$ ) фотодиода. Тогда квантовая эффективность регистрации будет определяться площадью микроплазменных пробоев, т.е.

$$\eta_c = S_{\text{МК}} \frac{\eta_T}{S}, \quad (4)$$

и будет меньше квантовой эффективности фотоэлектрического преобразователя, полученного для токового режима измерения. Для проверки вышесказанного проводилось сканирование поверхности фоточувствительной площадки ЛФД световым пятном диаметром 50 мкм с длиной волны излучения, равной 0,6 мкм. Было обнаружено, что при освещении области однородного умножения, когда все пятно попадало на эту область, частота регистрируемых импульсов была небольшой и практически не изменилась. При перемещении светового пятна по фоточувствительной площадке, когда оно попадало в область микроплазменного пробоя, частота импульсов резко увеличивалась. Зависимость отношения сигнал/шум от местоположения светового пятна на фоточувствительной площадке приведена на рис. 2. Как видно из рисунка, данный ЛФД имеет не одну область повышенной чувствительности, а три. Для проверки выражения (4) определяли площадь микроплазменных пробоев и ее зависимость от напряжения смещения ЛФД. Для этого создавали равномерную засветку фоточувствительной площадки, измеряли фототок  $I_{\text{Ф}}$  при напряжениях смещения меньших напряжений пробоя микроплазм и определяли неумноженное значение фототока  $I_{\text{НФ}}$ :

$$I_{\text{НФ}} = I_{\text{Ф}} / M_{\text{Л}}. \quad (5)$$

Затем напряжение смещения устанавливалось выше напряжения микроплазменного пробоя  $p$ - $n$ -перехода и измерялось количество импульсов, инициированных световым потоком. Количество образованных регистрируемым излучением носителей заряда в единицу времени, вызвавших развитие микроплазмы  $n_{\text{М}}$ , соответствует числу микроплазменных импульсов. Тогда общее число образовавшихся носителей ( $n$ ) за единицу времени будет равно

$$n = I_{\text{НФ}} / q = I_{\text{Ф}} / q M_{\text{Л}}, \quad (6)$$

где  $q$  – заряд одного носителя.

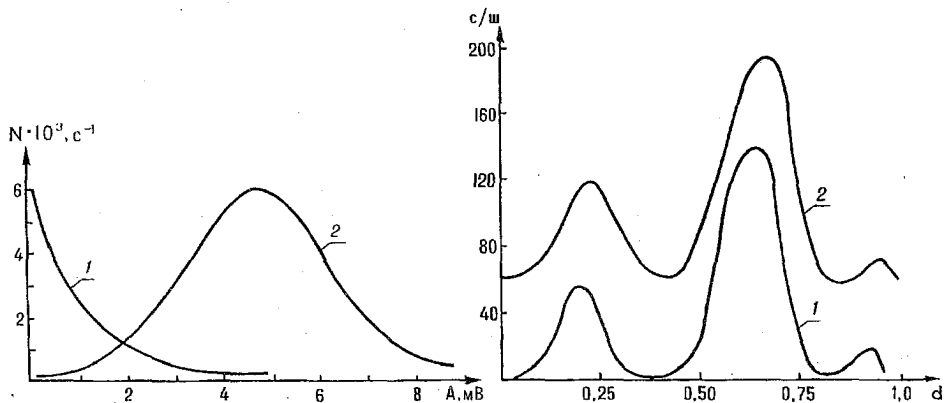


Рис. 1. Амплитудное распределение шумов усилителя и выходных импульсов ЛФД: 1 – распределение шумов усилителя; 2 – распределение выходных импульсов ЛФД для коэффициента усиления  $M_M=10^5$

Рис. 2. Зависимость отношения сигнал/шум от положения светового пятна на фоточувствительной площадке:

1 – для напряжения питания ЛФД  $U_1 > U_{пр}$ ; 2 – для напряжения питания ЛФД  $U_2 (U_2 > U_1 > U_{пр})$ ;  $d$  – диаметр фоточувствительной площадки;  $U_{пр}$  – напряжение пробоя ЛФД

Число микроплазменных импульсов равно

$$n_M = n S_{МК} / S = I_{Ф} S_{МК} / (q S M_{Л}), \quad (7)$$

откуда можно найти площадь и диаметр микроплазмы

$$S_{МК} = q n_M \cdot M_{Л} S / I_{Ф}, \quad (8)$$

$$d_M = d (q n_M M_{Л})^{1/2} / (I_{Ф})^{1/2}, \quad (9)$$

где  $d_M$  и  $d$  – диаметры микроплазмы и фоточувствительной площадки. Наблюдалась зависимость диаметра (площади) микроплазмы от напряжения смещения (таблица). Рассчитанные по (4) и измеренные значения квантовой эффективности ЛФД для одноквантовой регистрации приведены в таблице, откуда видно, что эти значения практически одинаковы. Отличия в результатах, полученных экспериментальным путем и рассчитанных теоретически, можно объяснить погрешностью вычисления и измерения. С увеличением напряжения смещения увеличиваются площадь микроплазмы и квантовая эффективность регистрации. Максимальное значение диаметра микроплазмы при комнатной температуре колеблется от 5 до 10 мкм для разных ЛФД.

Зависимость квантовой эффективности регистрации ЛФД и площади микроплазменного пробоя от напряжения питания для длины волны излучения 0,6 мкм (площадь фоточувствительной площадки  $0,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$ )

$\Delta U_{см}, \text{ В}$	Площадь микроплазменного пробоя, $\text{м}^2$	Диаметр микроплазменного пробоя, м	Квантовая эффективность регистрации	
			измеренная	рассчитанная
-0,3	$4 \cdot 10^{-16}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-10}$	$8 \cdot 10^{-10}$
-0,2	$1 \cdot 10^{-12}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-7}$	$2 \cdot 10^{-7}$
-0,1	$3 \cdot 10^{-11}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-6}$	$6 \cdot 10^{-6}$
0,0	$4 \cdot 10^{-11}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-5}$
0,1	$5 \cdot 10^{-11}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$
0,2	$5 \cdot 10^{-11}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$
0,3	$5 \cdot 10^{-11}$	$8 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-4}$

Площадь микроплазменного пробоя приблизительно в  $10^3$  раз меньше фоточувствительной площадки. Можно ли в этом случае получить выигрыш по чувствительности при одноквантовой регистрации по сравнению с режимом измерения постоянного тока ЛФД в области пропорционального умножения? Оценим для этого пороговые чувствительности этих режимов из формул для отношения сигнал/шум [1]:

$$\left(\frac{C}{Ш_T}\right)^2 = \frac{(\eta_T M_a q P / (h\nu))^2}{2qBM_a F \left( I_T + \frac{\eta_T M_a q P}{h\nu} \right) + \frac{4kTB}{R}}, \quad (10)$$

где  $C/Ш_T$  – отношение сигнал/шум для токового режима;

$$\left(\frac{C}{Ш_C}\right)^2 = \frac{\eta_c^2 P^2 / (h\nu)^2}{\eta_c P / (h\nu) + 2N_T}, \quad (11)$$

где  $C/Ш_C$  – отношение сигнал/шум для счета фотонов;  $N_T$  – скорость счета темновых импульсов.

Считая, что для пороговой мощности регистрации  $P_{\text{MIN}}$  отношение  $C/Ш=1$ , из (10) можно выразить  $P_{\text{MIN}}$  для токового режима

$$P_{\text{MIN}}^T = \frac{2h\nu}{\eta_T} \left( 1 + \left( 1 + \frac{I_{\text{ЕД}}}{qBF^2} \right)^{1/2} \right), \quad (12)$$

где  $I_{\text{ЕД}} = I_0 F + 2kT / (qR_{\text{H}} M^2)$ ,

а из (11) для счета фотонов

$$P_{\text{MIN}}^C = h\nu \left( \frac{1}{\eta_c} + \frac{(1 + 8N_T)^{1/2}}{2\eta_c t_u^{1/2}} \right), \quad (13)$$

где  $t_u$  – время измерения.

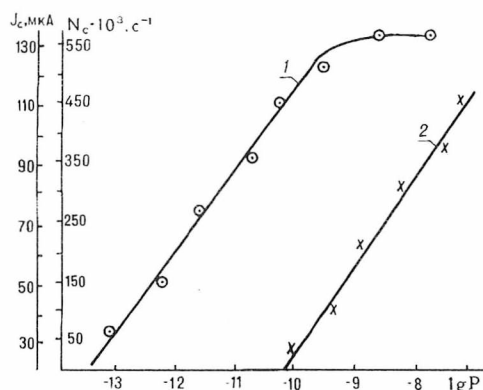


Рис. 3. Сравнение различных режимов работы ЛФД: 1 – метод счета фотонов; 2 – токовый режим

Результаты расчетов по формулам (12) и (13) дают  $P_{\text{MIN}}^T \sim 10^{-9}$  Вт и  $P_{\text{MIN}}^C \sim 10^{-13} \dots 10^{-14}$  Вт (эти значения могут несколько отличаться для разных фотодиодов). Сравнение (рис.3) минимальной мощности регистрации оптического излучения для метода счета фотонов и токового режима установило согласование теоретических результатов с экспериментальными.

Проведенные исследования показали, что квантовая эффективность в режиме одноквантовой регистрации определяется отношением площадей микроплазменных пробоев к величине фоточувствительной площадке лавинного фотодиода.

Показано, что даже при небольшом значении квантовой эффективности режим одноквантовой регистрации позволяет повысить чувствительность фотоприёмника.

1. Гулаков И.Р., Холондырёв С.В. Метод счета фотонов в оптико-физических измерениях. Мн., 1989. С.256.

2. Andreoni A., Cova S. et al // Picosecond Phenom 3-th Proc. Int. Conf.1982. Proc. Vol.1. Berlin, P.141.

3. Гулаков И.Р., Залесский В.Б. Малышев С.А. и др. // Оптический журнал.1992. №9. С.34.

4. Varber S. // Electronic Engineering.1984. Vol.56. №5. P.63.

5. Техника оптической связи: Фотоприёмники / Под.ред. У.Тсанга. Мт, 1988. С.526.

6. Грехов И.В., Сережкин Ю.П. Лавинный пробой p-n-перехода в полупроводниках Л., 1980. С.246.

Поступила в редакцию 21.10.97.