

7. Хитрова Л. М., Поповян Г. Э., Трошкин Ю. С., Филатов А. В. Клеевая эпоксидная композиция: Пат. на изобретение 2269561 RU C1; 10.02.2006.

8. Smith D. L. Effect of blocking contacts on generation-recombination noise and responsivity in intrinsic photoconductors//J. Appl. Phys. 1984. V. 56. № 6. P. 1663.

9. Smith D. L. Theory of generation-recombination noise and responsivity in overlap structure photoconductors//Ibid. 1983. V. 54. № 9. P. 5441.

Статья поступила в редакцию 15 мая 2007 г.

## Shelf life and operating characteristics of the vacuum photoresistors from HgCdTe

V. P. Ponomarenko, Y. S. Troshkin, A. V. Filatov  
Orion Research-and-Production Association, Moscow, Russia

*Results of researches of heat leakage and photo-electric parameters of high-sensitivity vacuum photoresistors from HgCdTe on a spectral range 8—12 microns during a long period of storage are resulted under normal climatic conditions. Influence of some constructive elements of photodetectors on stability of heat leakage in time is considered.*

УДК 621.383

## Исследование зонной чувствительности лавинных фотоприемников в режиме счета фотонов

А. О. Зеневич, Е. В. Новиков  
Высший государственный колледж связи, г. Минск, Республика Беларусь

*Представлены результаты исследования зонной чувствительности работающих в режиме счета фотонов лавинных фотоприемников с большой фоточувствительной площадью. Показано, что квантовая эффективность регистрации зависит от области засветки фоточувствительной поверхности фотоприемника.*

В настоящее время для регистрации сверхслабых потоков оптического излучения используются фотоприемники, работающие в режиме счета фотонов: это фотозлектронные умножители (ФЭУ) и лавинные фотоприемники (ЛФП) [1].

ЛФП имеют ряд преимуществ по сравнению с ФЭУ: более низкие напряжения питания, повышенная механическая прочность, небольшие габариты и более высокая чувствительность в ближней инфракрасной области. Однако им не удалось на сегодняшний день полностью вытеснить ФЭУ. Одной из причин является то, что в режиме счета фотонов при комнатных температурах могли работать только ЛФП с небольшой площадью фоточувствительной площадки ( $\geq 0,3 \text{ мм}^2$ ) [2]. Лавинные фотоприемники с большой фоточувствительной площадкой требовали охлаждения до температур жидкого азота и ниже, что затрудняло их применение. В последнее время удалось получить кремниевые ЛФП с гетеропереходом с фоточувствительной площадью до  $7 \text{ мм}^2$ , отличающиеся

низким уровнем термоэлектрических шумов, что позволяет использовать их в режиме счета фотонов при комнатных температурах [3].

Одной из наиболее важных характеристик фотоприемника в режиме счета фотонов является его зонная чувствительность, отражающая степень отклонения квантовой эффективности регистрации для различных точек засветки фоточувствительной площадки от средней величины, определенной для всей фоточувствительной площадки. Измерения этой характеристики для ЛФП до настоящего времени не проводились. Цель данной статьи — оценка зонной чувствительности ЛФП для различных напряжений питания в режиме счета фотонов.

### Экспериментальная часть

В качестве объектов исследования использовались ЛФП с фоточувствительной площадью  $7 \text{ мм}^2$  со структурой металл—резистивный слой—полу-

проводник [3], изготовленные на основе монокристаллического кремния с удельным сопротивлением  $\rho = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ . В них в качестве гетероперехода к кремнию, резистивного слоя и прозрачного проводящего покрытия использовались нелегированные (толщиной  $d \approx 30 \text{ нм}$ ,  $\rho = 10^7 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ) и легированные Al ( $d \approx 0,5 \text{ мкм}$ ,  $\rho = 10^{-3} \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ) пленки ZnO, которые обеспечивают высокое пропускание в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, низкий уровень темновых токов (менее 1 нА) при напряжениях питания  $U_{feed}$ , меньших напряжения пробоя  $U_{gap}$ , и имеют коэффициент умножения  $10^3 \div 10^4$ .

Исследования проводили на установке, структурная схема которой представлена на рис. 1.

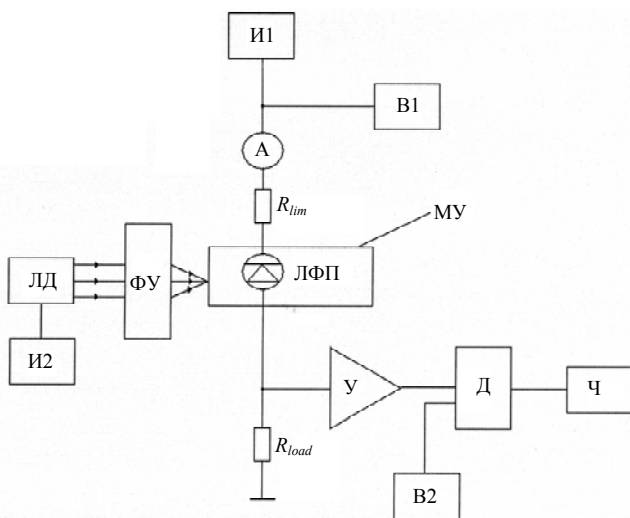


Рис. 1. Структурная схема установки:

$R_{load}$  — сопротивление нагрузки; У — усилитель импульсов; Д — дискриминатор; В1, В2 — вольтметры; Ч — частотомер;  $R_{lim}$  — ограничивающий резистор; И1, И2 — источники питания фотоприемника и лазерного светодиода, соответственно; А — амперметр; ЛФП — лавинный фотоприемник; ЛД — лазерный светодиод; ФУ — фокусирующее устройство; МУ — механическое устройство

Реализацию метода счета фотонов осуществляли в режиме пассивного гашения лавины [1], для чего ЛФП включался последовательно с сопротивлением нагрузки  $R_{load}$  (см. рис. 1). В этом случае ЛФП ведут себя подобно счетчику квантов излучения Гейгера—Мюллера. От источника И1 через  $R_{lim}$  подается напряжение питания  $U_{feed}$ , близкое к напряжению пробоя  $U_{gap}$  ЛФП. При таких напряжениях питания через фотоприемник начинает протекать ток в виде импульсов. Появление импульсов тока обусловлено возникновением локальных каналов пробоя  $p$ - $n$ -перехода — микроплазм. Микроплазменный характер пробоя является следствием неоднородности электрического поля в полупроводниковой структуре. Микроплазменный пробой инициируется носителями заряда, образованными под действием фотонов оптического излучения или вследствие термогене-

рации. В момент возникновения пробоя ток, протекающий через ЛФП, резко увеличивается. Одновременно с этим увеличивается падение напряжения на резисторе  $R_{load}$ , что приводит к уменьшению напряжения на ЛФП и гашению пробоя в микроплазменном канале. При этом на нагрузочном резисторе  $R_{load}$  формируется импульс тока. Такой импульс соответствует одному термогенерированному носителю заряда или одному носителю заряда, образованному под действием фотона излучения. Произведя подсчет импульсов тока на выходе ЛФП в отсутствие оптического излучения и при его воздействии, можно определить число фотонов оптического излучения [3].

В процессе измерений напряжение питания фотоприемника и ток через ЛФП контролировались, соответственно, вольтметром В1 и амперметром А.

Импульсы, выделенные на сопротивлении нагрузки  $R_{load}$ , поступают на вход усилителя У с коэффициентом усиления 20, а затем на вход амплитудного дискриминатора Д. Порог амплитудной дискриминации устанавливался непосредственно над уровнем собственных шумов усилителя. В процессе проводимых измерений величина порога оставалась постоянной и контролировалась с помощью вольтметра В2. Выделенные дискриминатором импульсы регистрировались частотомером, фиксирующим их скорость счета с усреднением по времени.

В качестве источника излучения использовали лазерный диод ЛД с длиной волны оптического излучения 0,68 мкм. С помощью фокусирующего устройства ФУ формировался лазерный луч с диаметром светового пятна 10 мкм.

При проведении исследований ЛФП размещали на специальном механическом устройстве МУ, которое позволяло перемещать фотоприемник в двух взаимно перпендикулярных направлениях с шагом 1 мкм. Кроме того, это устройство позволяло поворачивать ЛФП с углом поворота  $1^\circ$ .

Исследования проводили при температуре 293 К.

При измерении скорости счета сигнальных импульсов  $N_{sig}$  вначале определяли скорость счета темновых импульсов  $N_{dark}$  без внешней засветки ЛФП, затем регистрировали суммарную скорость счета темновых и сигнальных импульсов в присутствии внешней засветки. Скорость счета  $N_{sig}$  определяли по разности скоростей счета импульсов с засветкой и без нее.

Напряжение пробоя ЛФП  $U_{gap}$  для фотоприемников одного типа отличается от одного экземпляра к другому. Поэтому вместо напряжения питания  $U_{feed}$  при проведении измерений и сравнении результатов, полученных для различных экземпляров ЛФП, целесообразно использовать показатель напряжения смещения  $\Delta U = U_{feed} - U_{gap}$ .

### Результаты и их обсуждение

Основные результаты проведенных исследований представлены на рис. 2—4. На рис. 2 отражена типичная зонная чувствительность ЛФП, определенная на основе полученных значений скорости счета сигнальных импульсов  $N_{sig}$  для различных точек засветки фоточувствительной площадки фотоприемника. При проведении измерений скорость счета темновых импульсов  $N_{dark}$  составляла около  $10^3 \text{ c}^{-1}$ , напряжение смещения  $\Delta U = -0,1 \text{ В}$ .

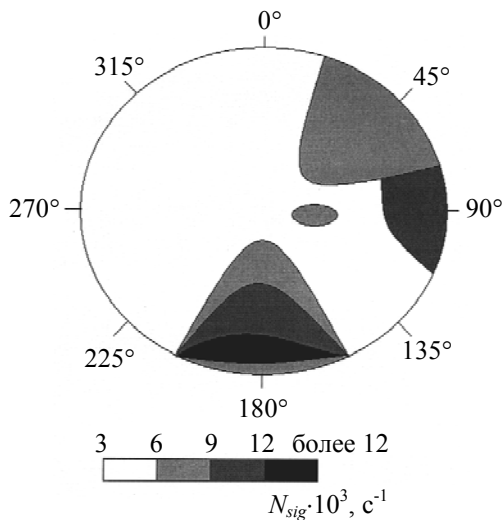


Рис. 2. Зонная чувствительность ЛФП

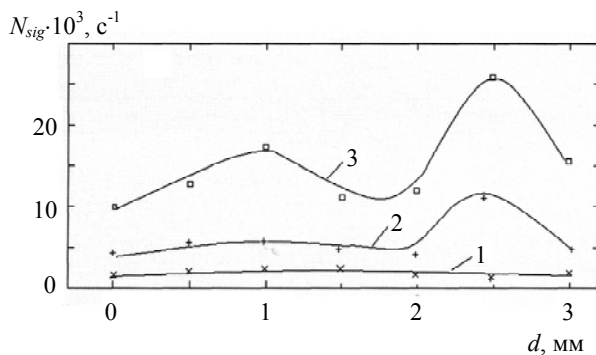


Рис. 3. Влияние местоположения светового пятна на фоточувствительной поверхности лавинного фотодиода на скорость счета сигналов: 1 —  $\Delta U = -0,2 \text{ В}$ ; 2 —  $\Delta U = -0,1 \text{ В}$ ; 3 —  $\Delta U = 0,0 \text{ В}$

Результаты оценки зонной чувствительности ЛФП позволяют сделать вывод о неоднородности квантовой эффективности регистрации ЛФП по фоточувствительной поверхности фотоприемника. Такая неоднородность связана, по всей видимости, с тем, что напряженность электрического поля неодинакова по всей площади  $p$ - $n$ -перехода ЛФП. Во время работы ЛФП в режиме счета фотонов лавинный пробой может протекать по одному или нескольким микроплазменным каналам. Каждый из них имеет свои геометрические размеры. Если детектируемый фотон попадает в область микроплазменного пробоя, то вероятность его регистра-

ции повышается, так как увеличивается вероятность попадания свободного носителя заряда, образованного оптическим излучением, в область микроплазмы и инициирования лавинного пробоя в ней.

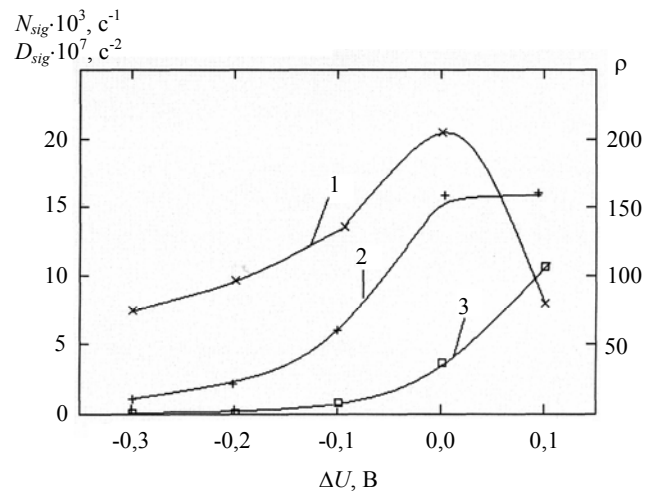


Рис. 4. Счетные характеристики ЛФП: 1 — отношение сигнал/шум  $\rho$ ; 2 — скорость счета сигнальных импульсов; 3 — дисперсия скорости счета сигнальных импульсов

Исследована зависимость скорости счета сигнальных импульсов от смещения  $d$  лазерного луча по диаметру фоточувствительной площадки при различных значениях  $\Delta U$  (см. рис. 3). Сканирование производилось вдоль одного из диаметров фоточувствительной поверхности для  $\alpha = 0^\circ$ . При увеличении  $\Delta U$  возрастала скорость счета сигнальных импульсов во всех точках фоточувствительной поверхности. Однако появляются и области повышенной чувствительности, в которых наблюдается увеличение скорости счета сигнальных импульсов по сравнению с другими областями. Рост  $\Delta U$  приводит лишь к тому, что эти области становятся более ярко выраженными. Отметим, что измерения проводились только при тех скоростях счета, для которых просчетами из-за мертвого времени фотоприемника можно было пренебречь. При низких значениях  $\Delta U = -0,2 \text{ В}$  типичное значение средней скорости счета по всей фоточувствительной поверхности составляло  $N_{sig} \approx 2 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$ , а дисперсия этого значения —  $D_{sig} \approx 0,3 \cdot 10^6 \text{ c}^{-2}$ . Увеличение  $\Delta U$  приводит к увеличению как среднего значения  $N_{sig}$ , так и его дисперсии  $D_{sig}$ . При  $\Delta U = -0,1 \text{ В}$  они составляют  $N_{sig} \approx 6 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$  и  $D_{sig} \approx 9,5 \cdot 10^6 \text{ c}^{-2}$ , а для  $\Delta U = 0,0 \text{ В}$  —  $N_{sig} \approx 1,5 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$  и  $D_{sig} \approx 4 \cdot 10^7 \text{ c}^{-2}$ , соответственно.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что увеличение напряжения питания ЛФП приводит к увеличению отклонения квантовой эффективности регистрации для различных точек засветки фоточувствительной площадки от средней

величины квантовой эффективности. Среднее значение последней повышается с увеличением напряжения питания ЛФП. Все это связано с тем, что при низких значениях  $\Delta U$  фотогенерированные свободные носители заряда имеют малую вероятность инициировать микроплазменный пробой независимо от места рождения носителя. Увеличение  $\Delta U$  приводит к увеличению этой вероятности и росту геометрических размеров канала микроплазменного пробоя. Поэтому у свободных носителей заряда, сгенерированных вблизи канала микроплазмы, вероятность инициировать пробой выше, чем у других.

На рис. 4 показаны зависимости скорости счета и отношения сигнал/шум  $\rho$  при равномерной засветке фоточувствительной площадки ЛФП, а также величины дисперсии  $D_{sig}$  для разных точек засветки фоточувствительной площадки от напряжения смещения  $\Delta U$ . Увеличение напряжения питания приводит к увеличению  $N_{sig}$  и  $D_{sig}$ . Зависимость  $\rho$  от  $\Delta U$  имеет максимум. Величина  $D_{sig}$ , соответствующая максимуму  $\rho$ , не является минимальной. Для максимума отношения сигнал/шум отклонение квантовой эффективности регистрации для различных точек засветки фоточувствительной поверхности от ее среднего значения составляло 1,5—2 раза.

### Заключение

Проведенные исследования показали, что в режиме счета фотонов квантовая эффективность регистрации для ЛФП с большой площадью фоточувствительной площадки зависит от области засветки фоточувствительной поверхности фотоприемника.

Отклонение квантовой эффективности регистрации для различных точек засветки фоточувствительной поверхности от ее среднего значения составляло 1,5—2. Для некоторых типов фотоэлектронных умножителей, работающих в режиме счета фотонов, такое отклонение достигает 5—10 [4].

Таким образом, можно утверждать, что ЛФП по своим зонным характеристикам сравнимы с ФЭУ.

### Л и т е р а т у р а

1. Гулаков И. Р., Холондырев С. В. Метод счета фотонов в оптико-физических измерениях. — Минск: Университетское изд-ние, 1989.
2. Гулаков И. Р., Залесский В. Б., Мальшев С. А., Шуневич С. А. // Оптический журнал. 1992. № 9. С. 12—16.
3. Зеневич А. О., Новиков Е. В. // Доклады БГУИР. 2006. № 1(13). С. 27—31.
4. Ветохин С. С., Гулаков И. Р., Перцев А. Н., Резников И. В. Одноэлектронные фотоприемники. — М.: Атомиздат, 1979.

*Статья поступила в редакцию 15 августа 2006 г.*

## The investigation of zoned sensitivity of avalanche photodetectors operating in a single photon count mode

*A. O. Zenevich, E. V. Novikov*

Higher State College of Communication, Minsk, Republic of Belarus

*The investigation of zoned sensitivity of avalanche photodetectors having large photosensitive surface and operating in a single photon count mode have been represented in this article. It is demonstrated that quantum registration efficiency depends on illumination area of the photodetector's photosensitive surface.*