

# Лавинный фотодиод со свойствами структуры металл–диэлектрик–полупроводник

© З.Я. Садыгов, Т.М. Бурбаев\*<sup>¶</sup>, В.А. Курбатов\*

Объединенный институт ядерных исследований,  
141980 Дубна, Россия

\* Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук,  
117924 Москва, Россия

(Получена 13 июня 2000 г. Принята к печати 16 июня 2000 г.)

Испытана новая конструкция лавинного фотодетектора, сочетающего свойства лавинного фотодиода и МДП структуры. Исследованы шумовые и высокочастотные характеристики прибора. Показано, что при высоких коэффициентах умножения ( $M > 1000$ ) коэффициент шума не превышает 10 даже при инжекции дырок, что говорит о кардинальном изменении эффективного отношения коэффициентов ударной ионизации электронами и дырками в пользу последних. Измерения распределения фоточувствительности по приемной площадке фотодетектора при  $M = 8000$  показали ее высокую однородность.

## Введение

Использовать структуру типа металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) на основе кремния в качестве лавинного фотодиода было предложено в работе [1]. Разработанные авторами структуры не обеспечивали протекания постоянного тока и работали в импульсном режиме электрического смещения, обнаруживая очень высокие коэффициенты усиления [2], недостижимые для обычных лавинных фотодиодов (ЛФД). Дальнейшие исследования [3] обнаружили также кардинальное улучшение шумовых характеристик таких структур по сравнению с шумами ЛФД. Избежать необходимости работы в импульсном режиме электрического смещения удалось при использовании в МДП структурах в качестве диэлектрика широкозонного полупроводника с высоким количеством глубоких донорных состояний [4–6]. В этом случае отток носителей, накопленных в течение "одно-электронного" процесса на границе раздела, происходит через высокоомный слой широкозонного полупроводника. Главным недостатком таких структур является плохая воспроизводимость процесса "легирования" широкозонного слоя, а для окислов с вакансиями кислорода и их неустойчивость к высокотемпературным последующим обработкам, необходимым для формирования приемных площадок и изготовления контактных покрытий.

В данной работе исследованы характеристики лавинной фоточувствительной МДП структуры [7–9], в которой при работе в режиме постоянного электрического смещения отток носителей с границы раздела на внешний электрод осуществляется тангенциально, вдоль границы раздела кремний–диэлектрик.

## Конструкция прибора и принцип действия

Прибор занимает промежуточное положение между традиционными ЛФД и фоточувствительными МДП структурами, предназначенными для работы в лавинном режиме. По конструкции это планарный фотодиод с тонким слабо легированным коллектором, приемная площадка которого закрыта слоем диэлектрика и полупрозрачным металлическим покрытием, соединенным с коллекторным электродом (рис. 1). По принципу действия, однако, это МДП устройство, в котором диодная структура обеспечивает сток носителей с границы раздела полупроводник–диэлектрик на внешний электрод, соединенный с металлическим покрытием диэлектрика. Это дает возможность работы МДП структуры в лавинном режиме при непрерывном режиме смещения. Тонкий коллекторный слой в рабочем режиме полностью обеднен и служит для понижения энергии носителей, поступающих на границу раздела диэлектрик–полупроводник.

Конструкция, показанная на рисунке, предназначена для регистрации излучения ближнего ультрафиолетового

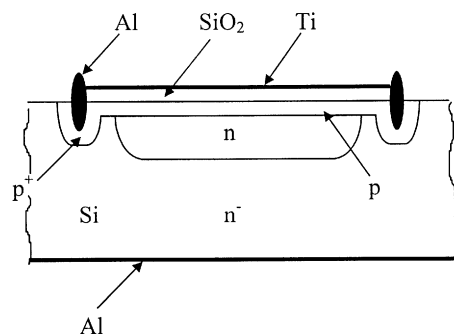
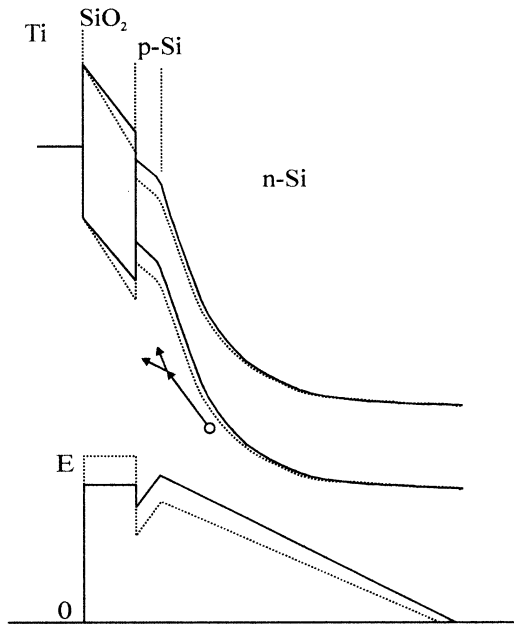


Рис. 1. Конструкция МД–р–n-фотодиода.

<sup>¶</sup> E-mail: burbaev@sci.lebedev.ru



**Рис. 2.** Зонная диаграмма МД-*p-n*-структуры. Пунктиром показано распределение потенциала и электрического поля в локальной области накопления фотоносителей.

го диапазона и коротковолновой части видимого спектра [8], поглощаемого в приповерхностной области кремния, и по этой причине имеет базу *n*-типа проводимости. Для обычных кремниевых ЛФД, где вероятности ударной ионизации носителями различного знака существенно различны, тип инжектируемых в область поля носителей заряда играет решающую роль, поскольку определяет величину шума [10]. Для МДП структур это может быть важным при относительно невысоких коэффициентах умножения, когда процесс экранирования поля зарядом, накапливаемым на границе раздела, еще недостаточно эффективен. Однако, как будет видно из полученных результатов, при высоких коэффициентах усиления тип инициирующих лавину носителей не играет существенной роли.

Чтобы выделить основные моменты в принципе действия прибора, будем считать, что одноэлектронные импульсы разделены во времени настолько, что время развития — затухания одноэлектронного процесса, включая время рассасывания накопленного заряда, много меньше промежутка времени между актами поглощения квантов в одной и той же локальной области. Будем считать также, что излучение поглощается в области базы прибора, что соответствует условиям измерения и упрощает рассмотрение. Иницирующими лавинный процесс носителями в этом случае будут дырки.

На рис. 2 показана зонная диаграмма прибора в рабочем режиме. Как видно из рисунка, главным отличием от традиционных ЛФД является наличие поля во всей области коллектора (в данном случае *p*-область), который в рабочем режиме полностью обеднен.

Фотоносители размножаются в области максимального поля, и дырки попадают в потенциальную яму на границе раздела между полупроводником и диэлектриком. В отличие от простых МДП структур область размножения (область максимального поля) несколько удалена от границы раздела, поэтому в данном случае носители подходят к границе раздела с меньшими энергиями, что повышает долговечность прибора.

Накопление фотоносителей на границе раздела понижает потенциал и соответственно напряженность поля в локальной области одноэлектронного процесса, что в конечном счете приводит к прекращению размножения. Изменение потенциала в области накопления фотоносителей приводит к появлению тянущего поля вдоль границы раздела, которое удаляет фотоносители на внешний электрод, и напряженность нормальной составляющей поля восстанавливается. Для эффективного самогашения одноэлектронного лавинного процесса необходимо, чтобы время рассасывания фотозаряда было существенно больше, чем время развития-затухания лавины. С другой стороны, величина времени рассасывания определяет диапазон линейности фотоответа, который будет сохраняться, пока в режиме стационарного потока квантов локальные области накопленного заряда занимают лишь малую часть приемной площадки. Этим прибор отличается от ЛФД, работающих в гейгеровском режиме, которые после каждого импульса теряют чувствительность на время восстановления напряжения на всем диоде.

Здесь и далее при описании работы прибора используются термины "лавина", "лавинный процесс", хотя традиционно под этим понимается самозатухающий процесс размножения, происходящий в постоянном по величине поле, меньшем поля пробоя. В нашем случае затухание происходит в изменяющемся поле, начальное значение которого, как показывают оценки, существенно превышает поле пробоя. Поскольку процессы ударной ионизации различными типами носителей разделены во времени и происходят поэтому при различных значениях электрического поля, соотношение между коэффициентами ударной ионизации электронами и дырками изменяется в пользу носителей, инициирующих лавину, а эффективная величина отношения коэффициентов ударной ионизации, определяющая шум и временные характеристики процесса [10,11], оказывается существенно лучшей, чем в ЛФД.

## Экспериментальные результаты

Испытания фотодиодов показали, что они требуют "формовки" — их параметры изменяются со временем при протекании тока. В результате формовки изменяется режим работы — повышается рабочее напряжения при заданной величине тока (или коэффициента умножения) и существенно улучшаются шумовые характеристики. Результаты формовки частично релаксируют уже в течение нескольких часов, но часть заряда остается в диэлектрике и в течение месяцев.

В процессе формовки происходит, по-видимому, встраивание заряда в диэлектрик, которое изменяет потенциал на границе раздела и несколько выравнивает его флуктуации, так как количество носителей, поступающих к границе раздела в какой-либо локальной области, и их энергии тем выше, чем выше поле в этой области. В результате поле в полупроводниковой области в целом снижается (и соответственно повышается в области диэлектрика), и для восстановления режима работы после формовки необходимо увеличение питающего напряжения. Это не является серьезной эксплуатационной проблемой, поскольку в схеме питания прибора нетрудно предусмотреть режим стабилизации величины тока.

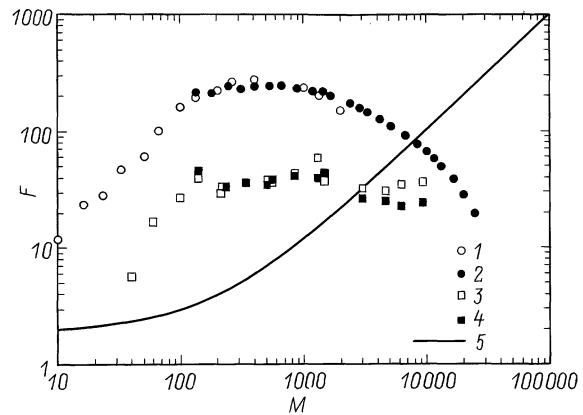
Такое поведение испытанных приборов аналогично поведению простых МДП структур, работающих в лавинном режиме при импульсном смещении [3], однако воздействие носителей высоких энергий на диэлектрик, приводящее к необратимым изменениям характеристик прибора, здесь существенно снижено за счет некоторого охлаждения носителей в слое *p*-типа.

Величина темнового генерационного тока  $i_0$ , определенного как отношение темнового тока к коэффициенту умножения, при рабочих режимах (больших  $M$ ), в результате формовки не изменялась и составляла  $\sim (4-5) \cdot 10^{-10}$  А. Это означает, что средняя частота шумовых импульсов составляет  $\sim 3 \cdot 10^9$  с $^{-1}$ , т.е. для прямого измерения амплитудного распределения необходимо временное разрешение не хуже  $10^{-10}$  с. Мы исследовали шумовые свойства фотодиодов традиционным для мало-сигнальной радиотехники способом — измерялся сигнал постоянного тока после квадратичного детектирования шума, что позволило ограничиться измерениями в относительно узкой полосе частот. В нашем случае она составляла 3 МГц. Опуская другие подробности техники измерений, которая описана в работах [3,6], приведем основные результаты.

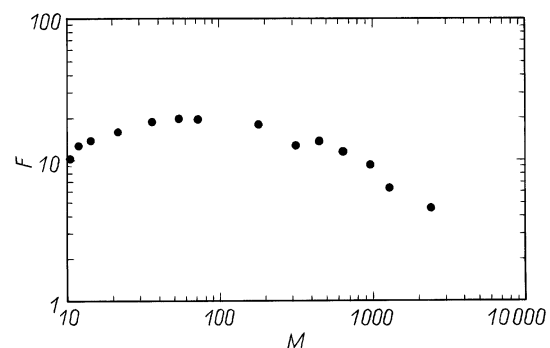
## Шум-фактор

На рис. 3 показаны измеренные значения коэффициента шума для одного из испытанных диодов (A07), иллюстрирующих результаты формовки. Первая серия измерений проводилась без специальной формовки, за исключением той, что происходила в течение самого процесса измерений. Вторая — после формовки в течение двух часов при токе 8 мкА.

Измерения коэффициента шума проводились с использованием излучения с  $\lambda = 0.7$  мкм, которое поглощается преимущественно в электронейтральной области диода. При этом в активную область диода инжектируются дырки, что крайне неблагоприятно для отношения сигнал–шум, что видно из результатов, полученных при относительно невысоких  $M$ . В то же время значения коэффициента шума, измеренные при максимальных значениях  $M$ , оказались меньше, чем вычисленные согласно



**Рис. 3.** Зависимости шум-фактора лавинного процесса для диода A07, измеренные до формовки (1, 2) и после (3, 4). 1, 3 — результаты измерений шума, вызванного излучением с  $\lambda = 0.7$  мкм; 2, 4 — результаты измерений темнового шума; 5 — расчет по формуле Макинтайра для случая инжекции электронов,  $k = 0.01$ .



**Рис. 4.** Зависимость шум-фактора лавинного процесса от коэффициента умножения для диода A08.

теории Макинтайра для случая инжекции электронов и очень малом значении  $k = 0.01$ .

На том же рисунке приведены и значения шум-фактора, полученные в предположении, что весь темновой ток является результатом усиления иницирующего тока  $i_0$ . В области  $M > 100$  полученные разными способами (при тепловой и оптической генерации) величины  $F$  совпадают. Это означает, что темновая генерация, определяющая пороговые характеристики диода в этой области значений  $M$ , является объемной (как и оптическая при  $\lambda = 0.7$  мкм), и темп ее определяется качеством материала подложки и технологией изготовления диода. Отметим, что сходные значения  $i_0$  мы получали и для обычных МДП структур [3].

Другой прибор (A08) обнаружил существенно лучшие шумовые характеристики. После первичной формовки он позволял работать при  $M > 10^4$  при коэффициенте шума  $\sim 3$ . В процессе работы, однако, его шумовые характеристики ухудшались, что выражалось в появлении нерегулярных импульсов низкочастотного шума при высоких

$M$ . После  $\sim 100$  ч работы максимальное значение  $M$ , при котором всплески шума еще не наблюдались, составило  $\sim 3 \cdot 10^3$  при  $F \approx 5$  (рис. 4).

Такие параметры в теории Макинтайра соответствуют величине отношения коэффициентов ударной ионизации  $k \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$ , причем в пользу дырок (!). Это означает, что механизм самоэкранировки в данном случае изменяет соотношение коэффициентов ионизации приблизительно на 4 порядка величины. При небольших значениях  $M$  наблюдается довольно высокий шум, соответствующий  $k = 1$ , который начинает эффективно подавляться при меньших  $M$ , чем для диода А07.

## Быстродействие

На рис. 5 показана измеренная амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) тока шума, приведенного к единичной полосе, для диода А08, работающего при  $M = 5000$  и величине тока  $I_0 = 7$  мкА.

Начиная с частот в сотни килогерц, зависимость обнаруживает слабый спад по закону  $I_N \sim f^{-0.2}$ , а на частотах выше 100 МГц наблюдается спад  $I_N \sim f^{-1}$ , связанный с  $RC$ -ограничением. Емкость МДП диода — 40 пФ и сопротивление нагрузки — 25 Ом (вход измерительного приемника и нагрузка со стороны источника шумового тока для понижения коэффициента стоячей волны в передающей линии) дают величину  $RC = 10^{-9}$  с. Этому времени соответствует граничная ( $-3$  дБ) частота 160 МГц. Чтобы убедиться, что слабая частотная зависимость в области (0.1–100) МГц не связана с техникой измерений, в том же измерительном тракте была измерена АЧХ шума кремниевого ЛФД, работающего в режиме  $M = 240$ ,  $I_0 = 1.8$  мкА,  $F = 4.2$ . Результаты этих измерений также показаны на рисунке. Отметим, что, как следует из значений  $F$  и  $M$ , в этом диоде реализуется величина  $k \approx 0.02$ , что является очень хорошим значением для ЛФД.

То обстоятельство, что степень частотной зависимости в области (0.1–100) МГц является с хорошей точностью целочисленной дробью (1/5), по-видимому, не является принципиальным, поскольку проведенные нами ранее измерения на МДП структурах и гетеропереходных диодах обнаруживали в этой области частот как более слабую, так и более сильную зависимости. Природа этой зависимости может определяться не только временными характеристиками одноэлектронных импульсов, но и, вероятно, зависимостью формы импульсов от амплитуды, что делает необходимыми соответствующие прямые измерения.

Вполне возможно, однако, что этот частотный спад вызван распределенным сопротивлением полупрозрачного металлического покрытия и распределенной емкостью структуры.

На фоне частотной зависимости, связанной с  $RC$ , выделить ограничение полосы, обусловленное конечной длительностью одноэлектронных импульсов, не удалось.

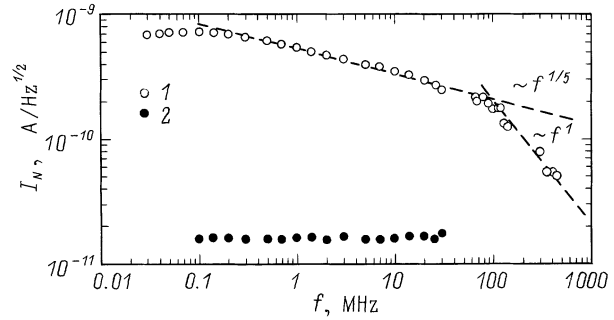


Рис. 5. Амплитудно-частотная зависимость шумового тока. 1 — для диода А08 при  $M = 5000$ , 2 — для кремниевого ЛФД при  $M = 240$ .

Можно сказать, однако, что связанная с этим граничная частота существенно выше, чем  $f_{\max}^{(RC)} = 160$  МГц.

Высокочастотные свойства ЛФД, как известно, характеризуются произведением усиления на ширину полосы, которое для определенного типа ЛФД (Si, Ge) является приблизительно постоянной величиной [11]. Лучшими по этому параметру являются кремниевые ЛФД, для которых  $\Delta f \cdot M \approx 340$  ГГц [12]. Для лавинных структур типа МДП это произведение зависит от режима работы [13]. Тем не менее имеет смысл сравнить реализуемую в рабочем режиме величину  $\Delta f \cdot M$  и ее значение для ЛФД. Хотя полученные результаты не позволяют вычислить  $\Delta f \cdot M$  для испытанного прибора, они дают возможность оценить ее минимальное значение. Так, если принять, что  $\Delta f_{MIS} \geq 2\Delta f_{RC}$ , получим  $\Delta f \cdot M \geq 1500$  ГГц, что существенно превышает значение для ЛФД.

## Распределение усиления по приемной площадке

Одним из недостатков ЛФД является неравномерность распределения фоточувствительности по приемной площадке, проявляющаяся тем сильнее, чем выше коэф-

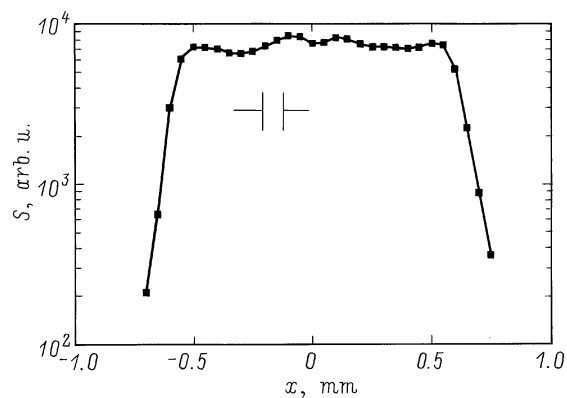


Рис. 6. Координатная зависимость фоточувствительности диода А08 при  $M = 8000$ .

фициент умножения. В лавинных фотодетекторах типа МДП структур механизм отрицательной обратной связи существенно выравнивает распределение усиления по плоскости границы раздела и позволяет работать при намного больших размерах приемной площадки, чем в ЛФД. В то же время существует некоторая проблема, связанная с сопротивлением полупрозрачного металлического электрода, которое при достаточно больших размерах приемной площадки становится сопоставимым с динамическим сопротивлением структуры в рабочей точке и ослабляет ток сигнала. Величина этого ослабления зависит от того, насколько близко к массивному металлическому электроду возникает лавинный процесс, что приводит к соответствующей неравномерности фоточувствительности.

Чтобы уменьшить этот эффект, в нашем случае приемная площадка прибора общей площадью  $1.1 \times 1.1 \text{ мм}^2$  была разделена на четыре сектора. На рис. 6 показаны результаты измерений координатной зависимости фоточувствительности при  $\approx 8000$ . Измерения осуществлялись с помощью оптического зонда размером  $70 \times 70 \text{ мкм}$  (размер изображения светоизлучающей площадки светодиода при максимальном увеличении объектива микроскопа МБС-2).

Найденная неравномерность чувствительности по площадке не превышает 30%, при этом характерная форма распределения — понижение чувствительности в центральных областях отдельных секторов говорит о влиянии сопротивления полупрозрачного покрытия. Проявление заметной фоточувствительности за краем приемной площадки связано с рассеянным излучением в оптической системе.

## Заключение

Исследован новый тип лавинного фотодетектора, сочетающий технологию и эксплуатационные свойства фотодиода с высокими характеристиками усиления и фоточувствительности лавинной МДП структуры.

Показано, что в структурах с отрицательной обратной связью (типа МДП) тип инициирующих лавинный процесс носителей при высоких коэффициентах умножения не оказывает решающего влияния на величину коэффициента шума.

Дальнейшие исследования в этом направлении должны быть сосредоточены, по-видимому, на повышении устойчивости окисла к воздействию носителей высоких энергий путем оптимизации полупроводниковой структуры, понижающей энергию носителей, поступающих к границе раздела, либо замены окисла на иной, более устойчивый, тип изолирующего покрытия.

Работа выполнена в ФИАН и в Центре физических исследований им. П.Н. Лебедева при поддержке Министерства науки и технологии РФ по программам "Научное приборостроение", контракт № 28/5 от 21.12.98,

"Перспективные устройства и технологии микро- и наноэлектроники" (№ 02.04.1.1.16.Э.1.), Государственной программы поддержки научных школ (№ 96-15-96341) и РФФИ (грант № 99-02-16675).

## Список литературы

- [1] Н.И. Гольбрайх, А.Ф. Плотников, В.Э. Шубин, Квант. электрон., **2**, 2624 (1975).
- [2] S.V. Bogdanov, A.B. Kravchenko, A.F. Plotnikov, V.E. Shubin. Phys. St. Sol. (a), **93**, 361 (1986).
- [3] Т.М. Бурбаев, В.В. Кравченко, В.А. Курбатов, В.Э. Шубин. КСФ ФИАН, № 4, 19 (1990).
- [4] А.Г. Гасанов, В.М. Головин, З.Я. Садыгов, Н.Ю. Юсипов. Письма ЖТФ, **14**, 706 (1988).
- [5] Т.М. Бурбаев, В.А. Курбатов. КСФ ФИАН, № 11–12, 38 (1994).
- [6] А.П. Болтаев, Т.М. Бурбаев, Г.А. Каложная, В.А. Курбатов, Т.И. Осина, Н.Н. Соловьев. ФТП, **29**, 1220 (1995).
- [7] З.Я. Садыгов. Патент России № 2086047 от 30.05.1996.
- [8] N. Bacchetta, D. Bisello, Z. Sadygov et al. Nucl. Instr. a Meth. in Phys. Res. (A), **387**, N 1–2, 225 (1997).
- [9] З.Я. Садыгов, М.К. Сулейманов, Т.Ю. Бокова. Письма ЖТФ, **26**, вып. 7, 75 (2000).
- [10] R. McIntyre. J. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-13**, N 1, 164 (1966).
- [11] R.V. Emmons. J. Appl. Phys., **38**, 3705 (1967).
- [12] T. Kaneda et al. J. Appl. Phys., **47**, 4960 (1976).
- [13] Т.М. Бурбаев, В.А. Курбатов. Н.Е. Курочкин, В.А. Холоднов. ФТП, **34**, 1010 (2000).

Редактор В.В. Чалдышев

## The avalanche photodiode display of MIS-structure properties

Z.Ya. Sadygov, T.M. Burbaev\* and V.A. Kurbatov\*

Joint Institute for Nuclear Research,  
141980 Dubna, Russia.

\*P.N. Lebedev Physical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
117924 Moscow, Russia

**Abstract** A new design of an avalanche photodetector that involves properties of an avalanche photodiode and MIS-structure has been suggested. Noise and high-frequency properties of the device were investigated. The device exhibited a noise factor less than 10 at a high multiplication factor ( $M > 1000$ ) even with the hole injection. By this is meant that the efficiency ratio of coefficients of impact ionization by electrons and holes radically changes in favour of holes. The measurements of photosensitivity distribution across the receiver area at  $M = 8000$  demonstrate their high uniformity.