

Фотоэлектрические характеристики инфракрасных фотоприемников с блокированной прыжковой проводимостью

© Д.Г. Есаев[¶], С.П. Синица^{¶¶}

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 26 июля 2000 г. Принята к печати 2 августа 2000 г.)

Показано, что вольт-амперные характеристики структур с блокированной прыжковой проводимостью (ВІВ-структур) на основе Si:As при засветке инфракрасным излучением из области чувствительности имеют два четко выраженных участка. На первом участке величина фототока определяется величиной потока инфракрасного излучения и лавинным примесным пробоем. На втором участке фототок определяется смыканием слоя обеднения с контактной N^{++} -областью. Показано, что режим лавинного умножения может быть использован в фокальных многоэлементных фотоприемных устройствах.

Однородность фотоэлектрических параметров по массиву элементов в фокальных многоэлементных фотоприемных устройствах, работающих в режиме лавинного умножения, практически не уступает таковой, наблюдаемой в ВІВ-матрицах, работающих без лавинного умножения.

1. Введение

Исследование вольт-амперных характеристик (ВАХ) структур с блокированной прыжковой проводимостью (ВІВ-структур) на основе Si:Sb [1] и Si:B [2] при освещении их инфракрасным (ИК) излучением из области чувствительности показано, что зависимость фототока от напряжения смещения имеет несколько характерных участков. На первом участке фототок экспоненциально зависит от напряжения смещения и практически линейно от интенсивности потока ИК излучения. Такое поведение фототока авторы [2] связывают с эффектом Пула-Френкеля, вызывающим рост тока прыжковой проводимости в сильном поле [3]. На следующих участках фототок растет линейно и сублинейно с ростом смещения V_b [2]. В работе [1] эти участки не обнаруживаются. При дальнейшем росте V_b ток растет экспоненциально и значительно быстрее, чем на первом участке, что объясняется примесной ударной ионизацией электронами [1] и дырками [2].

Аналогичные исследования для ВІВ-структур на основе Si:As, по-видимому, не были опубликованы, хотя исследовались эти структуры среди других наиболее часто. В то же время знание механизмов, контролирующих фототок, позволяет оптимизировать конструкцию ВІВ-структур для применения их как в фокальных матрицах, так и в качестве фотонных счетчиков.

При разработке фокальных матриц дальнего ИК диапазона (12–28 мкм) с использованием ВІВ-структур на основе Si:As [4–6] были получены как высокие значения фотоэлектрических параметров, так и высокая степень их однородности. Так, для лучшей матрицы форматом 10×50 элементов [4] при средней величине ампер-ваттной чувствительности $S = 6.52$ А/Вт относительное среднеквадратичное отклонение составляет

$\delta S/S = 1.52\%$. Несколько по-иному выглядит распределение шума по элементам матрицы. При малой средней величине шума на накопительной емкости $C = 0.6$ пФ, выраженной величиной среднеквадратичного флуктуирующего заряда, равного $N_e = 130$ электронов, величина дисперсии составляет $\delta N_e/N_e = 25\%$. Для других матриц из [4] неоднородность чувствительности составляла $\delta S/S \approx 4\%$. Приводимая в [4,5] величина ампер-ваттной чувствительности соответствует внешней квантовой эффективности $\eta < 1$.

Вместе с тем известно [7], что в ВІВ-структурах на основе Si:As с повышенным содержанием в фоточувствительном слое компенсирующей акцепторной примеси, приводящей к повышению напряжения контактной инжекции, можно регистрировать одиночные ИК фотоны, вызывая в структуре лавинное умножение электронов. При этом величина коэффициента умножения M достигает нескольких десятков тысяч. Обращает на себя внимание четкое разделение амплитуд результирующих токовых импульсов, возникающих при регистрации одного, двух и трех фотонов одновременно [7]. Этот результат свидетельствует о низком уровне шумов, сопровождающих появление лавины в ВІВ-структуре.

Подтверждают это и результаты по измерению коэффициента шума в ВІВ-фотоприемнике [8], где двумя независимыми методами показано, что лавинное умножение в области $M = (1-1.8) \cdot 10^4$ не сопровождается появлением дополнительного шума. Измеренная величина коэффициента шума $K = \langle M^2 \rangle / \langle M \rangle^2$ составляла $K \approx 1 \pm 0.05$.

Цель данной работы — определение механизмов, контролирующих фототок в ВІВ-структурах Si:As в зависимости от напряжения смещения и температуры и выяснение возможности использования в многоэлементных фотоприемных устройствах (ФПУ) на основе ВІВ-структур режима лавинного умножения электронов.

[¶] E-mail: esaev@thermo.isp.nsc.ru

^{¶¶} Факс: (3832) 332592

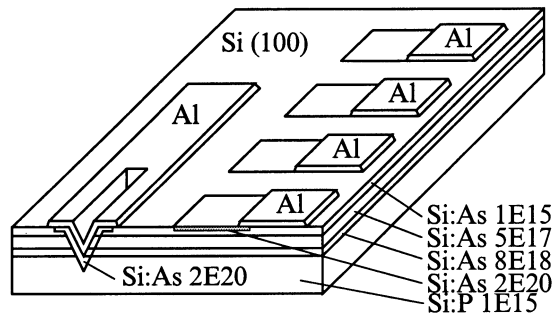


Рис. 1. Схематический вид ВІВ-фотоприемной линейки 1×64 .

2. Экспериментальные образцы и аппаратра

Фотоприемные линейки форматом 1×64 изготавливались на основе эпитаксиальных кремниевых структур, описанных в [9]. Схематический вид линейки приведен на рис. 1. Все основные технологические процессы соответствуют планарной технологии на кремнии.

Контакт к общему для всех элементов "захороненному" N^{++} -слою изготавливался с использованием технологии анизотропного травления [10], позволяющей протравливать V-"канавку" в кремнии на большую глубину. Затем в боковую поверхность канавки проводилась ионная имплантация мышьяка. Мышьяк имплантировался и в поверхность блокирующего слоя для образования второго контакта к ВІВ-элементам ФПУ. Завершалось формирование контактов напылением и вжиганием в имплантированную поверхность алюминия.

Измерение фотозлектрических характеристик одиночных ВІВ-фотоприемников проводилось на установке, сконструированной на основе гелиевого криостата CF1104 фирмы Oxford Instr. Ltd. Система обеспечивала задание и контроль температуры на рабочем столике криостата в изучавшемся интервале температур $4.2\text{--}25\text{ К}$ с точностью 0.1 К . Рабочий вакуум был не хуже 10^{-5} Торр. Для уменьшения фонового потока, падающего на фотоприемник, внутри измерительной установки были размещены два холодных экрана с температурой 77 и 20 К . Оценочное значение фонового потока в спектральной области чувствительности фотоприемника составляло менее 10^{-10} Вт/см^2 . Засветка осуществлялась излучением абсолютно черного тела (АЧТ) с температурой 500 К . Между АЧТ и криостатом помещался модулятор с частотой модуляции 600 Гц и оптический фильтр с полосой пропускания $15\text{--}25\text{ мкм}$. Величина фототока определялась путем измерения селективным нановольтметром падения напряжения на нагрузочном сопротивлении 16 кОм , включенном последовательно с ВІВ-элементом. Измеряемое напряжение оцифровывалось с помощью 12-разрядного аналого-цифрового преобразователя (АЦП) и вводилось в персональный компьютер. Развертка по напряжению осуществлялась ге-

нератором пилообразного напряжения. Значение амперваттной чувствительности определялось из измеренной величины фототока и рассчитанной величины ИК потока, определяющей температурой АЧТ и характеристиками оптического тракта. На установке проводились измерения фотозлектрических характеристик одиночных элементов, освещаемых с планарной стороны.

Основой второй установки для измерения фотозлектрических параметров фотоприемных линеек 1×64 являлся специализированный гелиевый дьюар с большим входным отверстием диаметром 150 мм . Температура в криогенной камере с установленной линейкой и встроенным АЧТ с температурой 300 К регулировалась изменением расположения камеры над уровнем гелия. Фоновый поток в месте расположения ВІВ-линейки не превышал 10^{-10} Вт/см^2 .

Для измерения параметров линеек был сконструирован и изготовлен кремниевый криокоммутатор форматом 1×64 на основе p -канальных транзисторов. Конструкция входной ячейки коммутатора и диаграммы фазовых управляющих напряжений приведена в работе [11]. При величине емкости накопления входной ячейки $C = 2\text{ пФ}$ величина токового шума мультиплексора в полосе 500 Гц составляла $I_n = 4 \cdot 10^{-14}\text{ А}$. Время опроса одной ячейки линейки составляло $\tau = 16\text{ мкс}$. Время накопления сигнала (оно же время опроса всей линейки из 64 элементов) составляло около 1 мс . Кристалл коммутатора располагался рядом с кристаллом фотоприемной линейки. Их соответствующие контактные площадки соединялись методом ультразвуковой сварки. Линейка освещалась с планарной стороны.

3. Результаты измерения и обсуждение

На рис. 2 приведены типичные ВАХ одиночных ВІВ-фотоприемников при двух уровнях засветки немодулированным излучением. Прежде всего обращает на себя

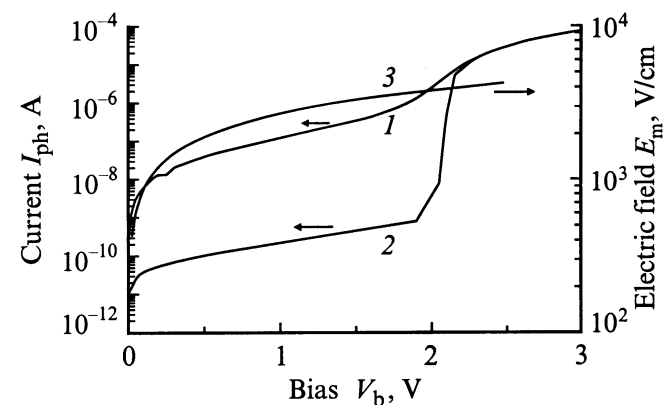


Рис. 2. Фототок (1, 2) и максимальное электрическое поле (3) в слое обеднения ВІВ-структуры. Температура — 10 К . Площадь структуры — $190 \times 290\text{ мкм}^2$. Поток ИК излучения, фот/с: $1 - 3 \cdot 10^8$, $2 - 4 \cdot 10^{11}$.

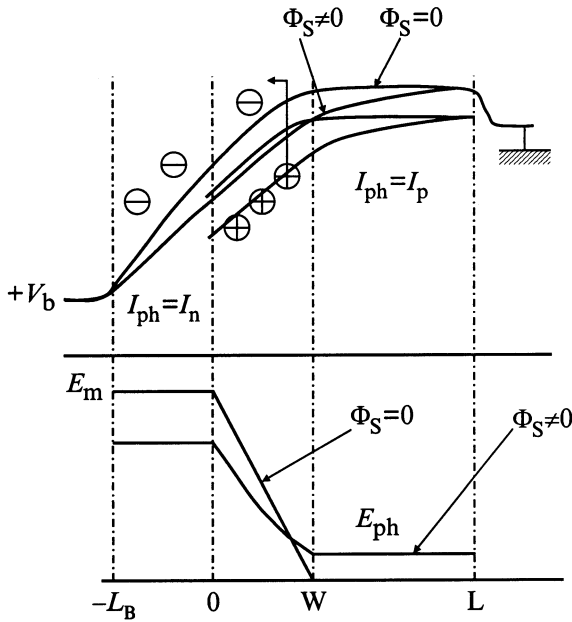


Рис. 3. Схематическое поведение потенциала и электрического поля в ВІВ-структуре без освещения ($\Phi_S = 0$) и при освещении ($\Phi_S \neq 0$) в линейном приближении по фототоку.

внимание, что на ВАХ исчезают области II и III, характерные для темновых ВАХ (рис. 1 в [9]). В широком диапазоне смещений (0–2 В) зависимость фототока от напряжения похожа на зависимость темнового тока от напряжения в структуре $N^{++}-N^+-N^{++}$, полученной из ВІВ-структуры после стравливания блокирующего слоя [12].

При освещении ВІВ-структуры весь наблюдаемый ток, в области смещений (0–2) В, является фототоком, так

как темновым током можно пренебречь ввиду его малости. Без освещения ВІВ-структура делится на нейтральную область, где электрическое поле отсутствует, и область, включающую блокирующий слой и слой обеднения (где отсутствуют подвижные дырки) с высоким электрическим полем. При освещении электрон-дырочные пары генерируются как в нейтральной части, так и в слое обеднения, где концентрация примеси As достигает $(3-5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При этом в бывшей нейтральной области возникает в линейном приближении электрическое поле $E_{ph} \cong \Phi_S W / \mu_p p_0 L$ (здесь $p_0 = N_a \exp(-\varepsilon_3/kT)$ — равновесная концентрация дырок в пике плотности состояний примесной зоны), тем большее, чем больше величина напряжения смещения и интенсивность потока Φ_S ИК излучения (рис. 3).

Для кремния, легированного As, величина подвижности электронов μ_n [13] и времени жизни τ_n [14], ограничиваемые рекомбинацией на As^+ -центрах, в области гелиевых температур хорошо известны. Можно показать, что нейтральная часть ВІВ-структуры в создании фототока не участвует. Действительно, смещение электронов за время жизни $l_n = \mu_n E_{ph} \tau_n$ даже в поле $E_{ph} = 10 \text{ В/см}$ (что соответствует $V_b > 3 \text{ В}$ [15]) составляет лишь $l_n = 10^{-4} \text{ см}$. Эта величина значительно меньше ширины квазинейтральной области структуры. Учет захвата электронов на нейтральные доноры может только уменьшить величину l_n . Это означает, что электроны практически не вытягиваются полем из квазинейтральной области и, рекомбинируя с As^+ , в создании фототока не участвуют.

Время пролета электронов слоя обеднения составляет $\tau_d \cong W/V_d = 10^{-10} \text{ с}$ ($W = 10^{-3} \text{ см}$, $V_d = 10^7 \text{ см/с}$), что значительно меньше времени жизни τ_n . Поэтому электроны покидают слой обеднения практически без рекомбинации. Оставшиеся "медленные" дырки фор-

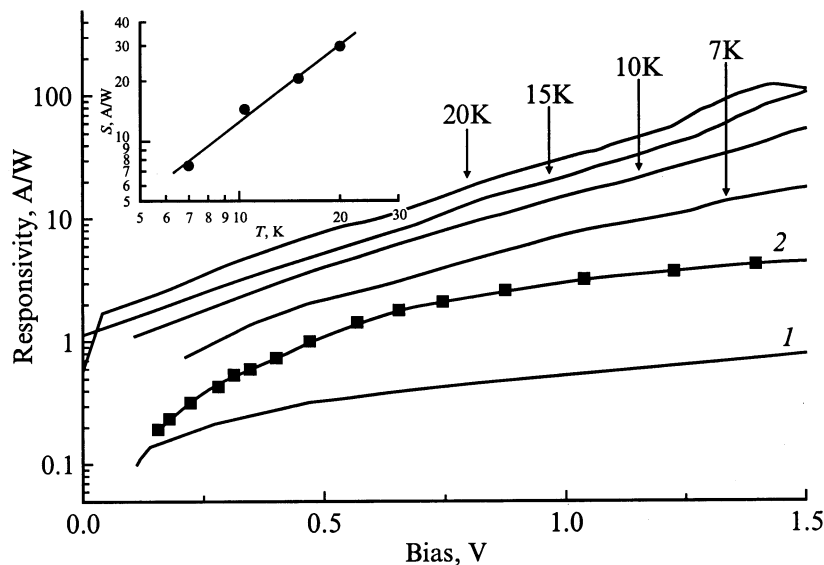


Рис. 4. Экспериментальная зависимость ампер-ваттной чувствительности S от напряжения смещения и температуры. Площадь структуры — $650 \times 650 \text{ мкм}^2$. 1 — расчет [17] и 2 — эксперимент [6].

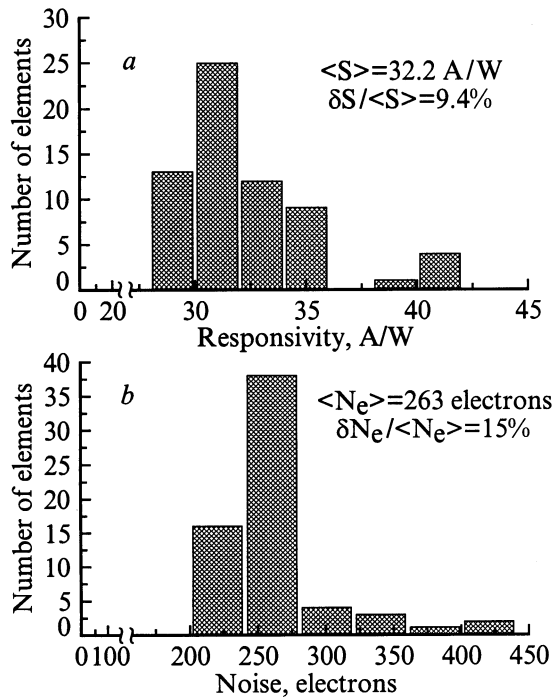


Рис. 5. Гистограммы распределения ампер-ваттной чувствительности S (а) и шумового заряда N_e (б) по элементам линейчатого ФПУ размерностью 1×64 элемента. Температура — 10 К. Площадь элемента — 70×80 мкм².

мируют электрическое поле E_{ph} , которым и определяется фототок. Электрическое поле E_{ph} пропорционально интенсивности светового потока. Таким образом, фототок в блокирующем слое является преимущественно электронным током, в квазинейтральной области — дырочным током, а в слое обеднения — суммой электронного и дырочного токов (см. рис. 3).

С ростом смещения V_b величина и зависимость фототока, обусловленная зависимостью от смещения толщины слоя обеднения $W(V_b)$, сменяются более сильной полевой зависимостью примесного лавинного умножения. Величина максимального электрического поля в слое обеднения E_m , как это видно из рис. 2, быстро приближается к характеристическому полю ударной ионизации атомов As в кремнии $E_{av} \cong 7 \cdot 10^3$ В/см [16], что приводит как к росту фототока, так и к его более сильной зависимости, чем это описывается выражением $I_{ph} \approx q\Phi_s W(V_b)/L$. Второй участок ВАХ при освещении связан со смыканием (punch-through) области обеднения и контактной N^{++} -области и резким неконтролируемым ростом тока и шумов.

Результаты измерения ампер-ваттной чувствительности S , представленные на рис. 4, показывают, что, начиная с некоторого напряжения смещения (0.5–1.2) В (в зависимости от температуры), ее величина превышает значение, соответствующее внешнему квантовому выходу $\eta = 1$. Ранее в [17] было показано, что это связано с лавинным размножением носителей заряда в слое обеднения. Наши эксперименты показывают, что

величина S в области напряжений, соответствующих $\eta > 1$, зависит не только от напряжения смещения, но и от температуры. Эта зависимость может быть аппроксимирована степенной функцией $S \propto T^n$ при величине $n = 1.6 \pm 0.1$ (см. вставку на рис. 4). Такой рост S с температурой может быть связан с уменьшением сечения рекомбинации электрона на кулоновском центре в области температур $T \approx m^*v_s^2/k = 3$ К, здесь m^* — эффективная масса электрона, v_s — скорость звука в кремнии [18]. В этом состоит отличие экспериментальной зависимости $S(T)$ от теоретической модели [17], в которой не учитывается зависимость S от T для области температур работы ВІВ-структуры в режиме ограничения фоном (рис. 6 в [6]).

На рис. 5 приведены гистограммы распределения чувствительности и шумового заряда по элементам фотоприемной линейки в сборке с коммутатором (ФПУ). Средняя величина шумового заряда ФПУ близка к шумовому заряду коммутатора. Это означает, что шум ФПУ в первую очередь определяется коммутатором даже в режиме "мягкого" лавинного размножения при световом потоке $\Phi = 1.06 \cdot 10^{-11}$ Вт/элемент.

Видно, что при средней чувствительности элементов в 5 раз более высокой ее дисперсия близка к величине дисперсии при $S \cong 6$ А/Вт [4,5]. Другими словами, перевод ВІВ-элементов линейки в режим лавинного умножения при малой величине коэффициента умножения $M < 10$ не приводит к росту дисперсии чувствительности.

Полученные результаты находятся в согласии с данными работ [4,5,8] и дополняют их тем, что позволяют строить многоэлементные ФПУ на основе ВІВ-структур, работающих в режиме повышенной обнаружительной способности за счет включения эффекта лавинного умножения. Так, для исследованных линеек достигнуты величины обнаружительной способности $D^* > 10^{14}$ см·Гц^{1/2}/Вт и эквивалентной мощности шума $NEP < 0.7 \cdot 10^{-16}$ Вт/Гц^{1/2}, что превосходит данные [4,5].

Заключение

1. Исследование ВІВ-структур на основе Si:As, оптимизированных для работы в фокальных линейках, показало, что основным механизмом, определяющим зависимость фототока от напряжения смещения, является лавинный пробой примесной зоны.

2. Лавинный пробой примесной зоны в этих структурах, увеличивая ампер-ваттную чувствительность, не приводит к возрастанию ее неоднородности по массиву элементов фотоприемной линейки.

3. Показано, что ампер-ваттная чувствительность ВІВ-структур Si:As в диапазоне 7 ÷ 20 К растет с ростом температуры по закону $S \approx T^{1.6}$.

4. В низкофононовой ситуации (фоновый поток $< 10^{-10}$ Вт/см²) шумы и обнаружительная способность линейчатого ФПУ на основе Si:As определяются коммутатором.

Список литературы

- [1] J.E. Huffman, A.G. Grouse, B.L. Hallek, T.V. Downes, T.L. Herter. *J. Appl. Phys.*, **72**, 273 (1992).
- [2] Б.А. Аронзон, Д.Ю. Ковалев, А.М. Козлов, Ж. Леотин, В.В. Рыльков. *ФТП*, **32**, 192 (1998).
- [3] Д.И. Аладашвили, З.А. Адамия, К.Г. Лавдовский, Е.И. Левин, Б.И. Шкловский. *ФТП*, **23**, 213 (1989).
- [4] S.B. Stetson, D.B. Reynolds, M.G. Stapelbroek, R.L. Stermar. *Proc. SPIE*, **686**, 48 (1986).
- [5] D.B. Reynolds, D.H. Seib, S.B. Stetson, T. Herter, N. Rowlands, J. Schoenwald. *Trans. Nucl. Sci.*, **36**, 857 (1989).
- [6] R.A. Noel. *Proc. SPIE*, **1685**, 250 (1992).
- [7] M.D. Petroff, M.G. Stapelbroek, W.A. Kleinhaus. *Appl. Phys. Lett.*, **51**, 406 (1987).
- [8] J. Kim, Y. Yamamoto, H.H. Hogue. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 2852 (1997).
- [9] Д.Г. Есаев, С.П. Сеница, Е.В. Чернявский. *ФТП*, **33**, 614 (1999).
- [10] З.Ю. Готра. *Технология микроэлектронных устройств* (М., Радио и связь, 1991).
- [11] А.А. Французов, Н.В. Сапожникова, Г.Н. Феофанов. *Микроэлектроника*, **25**, 172 (1996).
- [12] Д.Г. Есаев, С.П. Сеница, Е.В. Чернявский. *ФТП*, **33** (8), 1005 (1999).
- [13] P. Norton, T. Braggius, H. Lewinstein. *Phys. Rev. B*, **8** (12), 563 (1973).
- [14] В.Н. Абакумов, Л.Н. Крешук, И.Н. Ясневич. *ФТП*, **12**, 152 (1978).
- [15] V.D. Shadrin, V.T. Coon, I.K. Blokhin. *J. Appl. Phys.*, **74**, 6972 (1993).
- [16] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) ч. 1, с. 55.
- [17] F. Szmulowicz, F.L. Madarsz. *J. Appl. Phys.*, **62**, 2533 (1987).
- [18] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясневич. *ФТП*, **12**, 1 (1978).

Редактор В.В. Чалдышев

Photoelectric properties of infrared blocked impurity band photodetectors

D.G. Esaev, S.P. Sinita

Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract It is shown that current-voltage characteristics of blocked impurity band (BIB) Si:As detectors display two distinct regions under infrared illumination. In the first region the photocurrent is determined by infrared flux and donor impurity impact ionization. In the second one — the punch-through current results from closing the depletion and N^{++} contact regions. It is demonstrated that the impact ionization mode can be used in the BIB focal plane arrays and the uniformity of the photoelectric parameters in arrays is similar to that in arrays without the avalanche mode.