

Рис. 4.

щадь фотоднода $0,5 \times 0,5$ мм²; чувствительность на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм $2 \cdot 10^{-11}$ Дж при отношении сигнал/помеха, равном 4; время считывания слова не больше 1 мкс.

Фотография внешнего вида матрицы приведена на рис. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nouvelles scientifiques.—“Electronique Professionnelle”, 1974, № 1474, p. 16—17.
2. G. P. Weckler. Operation of p-n junction photodetectors in a photon flux integrating mode.—“IEEE J. of Solid-State Circuits”, 1967, vol. SC-2, № 3, p. 65—75.
3. Р. Кроуфорд. Схемные применения МОП-транзисторов. М., «Мир», 1970.

Поступила в редакцию 10 июля 1976 г.

УДК 621.382.8 : 681.327

Р. Е. КАШЛАТЫЙ, Л. М. ЛОГВИНСКИЙ, Е. И. ПАЛЬЧИКОВ,
В. Э. РЯБЧЕНКО, В. Г. ЦУКЕРМАН
(Новосибирск)

КРЕМНИЕВЫЕ ФОТОДИОДЫ ДЛЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ФОТОПРИЕМНЫХ МАТРИЦ

Современный уровень развития кремниевой технологии МОП-интегральных схем в принципе позволяет создать многоэлементные фотоприемные матрицы при условии совмещения процесса изготовления МОП-транзисторов и фотоприемников в единой технологии. Наиболее просто осуществить совмещение технологии, выбрав в качестве фотоприемного элемента фотодиод.

В литературе имеются сведения о создании иностранными фирмами фотодиодов для ГЗУ [1]. В настоящей статье обсуждаются электрофизические характеристики фотодиодов, полученных на базе отечественной технологии.

Технологические параметры. Исследовались два типа образцов. В одном случае *p*-слой фотодиода создавался диффузией бора в материал подложки, в другом — методом ионного легирования. Обычно на низкоомной подложке (КЭС-0,05) наращивали 10 мк эпитаксиального слоя кремния с удельным сопротивлением 10 Ом/см. Затем после стандартных операций по наращиванию проводилась диффузия бора. Контакт к *p*-области наносили вакуумным напылением Al. После разбраковки пластины со структурами разрезали и фотодиоды распаивали на удобных для эксперимента держателях.

При получении *p*-слоя методом ионного легирования также использовали обычный технологический цикл. Монокристаллы кремния КЭФ-4,5 после специальной обработки легировали ионами В⁺ с энергией 50 кэВ при 100 мкКл/см². Глубина залегания *p* — *n*-перехода в данном случае была 0,6 мкм. Диоды, полученные методом диффузии и ионного легирования, схематично представлены на рис. 1, а, б соответственно.

Методы измерения электрических параметров фотодиодов. Вольт-амперные характеристики (ВАХ), наряду с вольт-емкостными (*C-U*), являются важными критериями качества полученного *p* — *n*-перехода. Вольт-амперные характеристики фотодиода регистрировались на двухкоординатном самописце. При измерении на образец можно было подавать излучение He-Ne лазера для одновременного получения люкс-амперных характеристик. Установка позволяла регистрировать ток до 10⁻¹² А, при смещении от 0 до 20 В и мощности облучения — от 10⁻³ до 10⁻⁸ Вт. В качестве измерительного прибора мы использовали МДМ-микровольтметр НР-419А.

Вольт-емкостные характеристики (*C-U*) измерялись с помощью мостов полных проводимостей Р-571 и Л2-7, калиброванных эталонными емкостями. Установка позволяла измерять емкость при частотах от 1 кГц до 45 МГц и смещениях от 0 до 100 В.

Основная трудность при измерении зависимости чувствительности фотодиода от длины волны падающего излучения (спектральной характеристики фотодиода) — получение лучистого потока известной мощности в требуемом интервале длин волн. Кроме того, необходимо поддерживать мощность постоянной, по крайней мере, во время записи всей спектральной характеристики одного образца. Для выполнения этого условия в качестве источника излучения использовали «составленную» спектральную лампу СИ-10-300, подключенную к специаль-

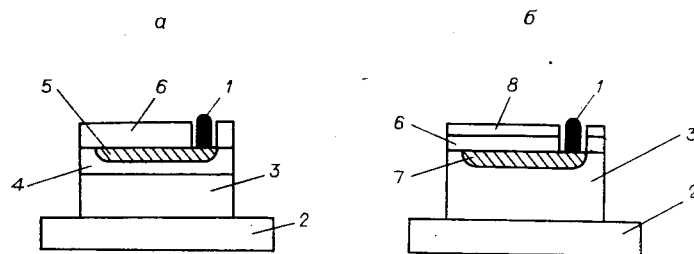


Рис. 1. Схематичное изображение диодов:

а — диффузионный диод; б — диод с ионным легированием: 1 — контакт к *p*-области, 2 — кристаллодержатель, 3 — подложка, 4 — эпитаксиальный слой, 5 — диффузионный *p*-слой, 6 — просветляющее покрытие SiO₂, 7 — *p*-слой, полученный ионным легированием, 8 — просветляющий слой Si₃N₄.

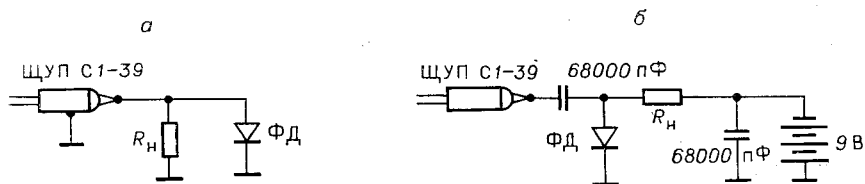


Рис. 2. Схема включения диода при измерении кинетических характеристик:
а — вентильный режим, б — фотодиодный режим.

но созданному высокоточному стабилизатору постоянного тока. Как показали испытания, такой метод достаточно надежен.

В установке был использован призменный монохроматор СРМ-1. Мощность получаемого монохроматического излучения была прокалибрована в абсолютных значениях двумя методами, давшими одинаковый результат в перекрывающемся диапазоне длин волны. В первом случае калибровка осуществлялась посредством вторичного эталона. Второй способ заключался в том, что сначала мощность излучения в относительных единицах измерялась оптоакустическим преобразователем ОАП-9. После этого для перевода относительной характеристики в абсолютную достаточно было провести измерение всего в одной точке. Полученная таким способом кривая распределения мощности по спектру охватывает в отличие от первой существенно больший диапазон длин волн. При измерении электрического сигнала мы использовали метод синхронного детектирования. Результат измерений регистрировался самописцем.

Для наблюдения релаксационных процессов в фотодиодах использовалось освещение световым импульсом с очень коротким фронтом и спадом. Источником световых импульсов служил инжекционный гетеролазер, охлажденный до температуры 77°К. На лазер подавалось питание с генератора Г5-19 либо с генератора Г5-11. Длительность светового импульса изменялась в пределах 8÷500 нс, фронт и спад импульса были не хуже 3÷5 нс. Длина волны светового излучения была 0,82 мк. Напряжение на фотодиоде и ток через гетеролазер наблюдались с помощью двухлучевого стробоскопического осциллографа С1-39 ($R_{вх} = 100$ кОм, $C_{вх} = 1,5$ пФ) и регистрировались на двухкоординатном самописце. Схема подключения фотодиода показана на рис. 2.

Результаты измерений и обсуждение. На рис. 3, 4 представлены вольт-амперные характеристики диодов. Из рисунков видно, что при обратных смещениях до 4В величина токов для диффузионных и «ионных» диодов различается на порядок. Резкое увеличение величины обратного тока для диффузионных диодов при смещениях больше — 4 В связано с тем, что расширяющаяся со смещением область объемного

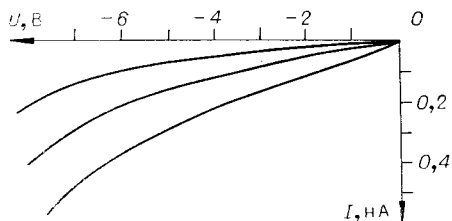


Рис. 3. Типичные вольт-амперные характеристики диффузионных диодов.

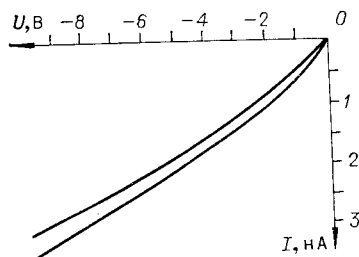


Рис. 4. Типичные вольт-амперные характеристики диодов, полученных ионным легированием.

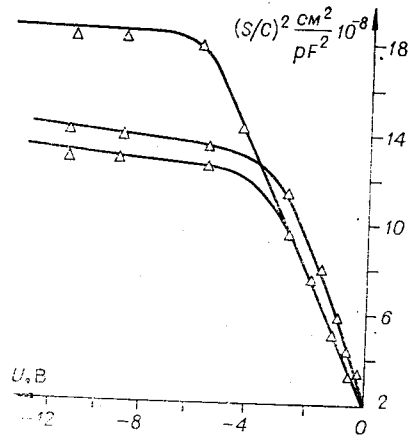


Рис. 5. Вольт-емкостные характеристики диффузионных диодов.

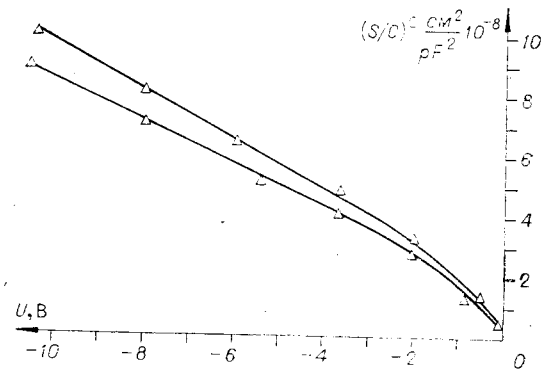


Рис. 6. Вольт-емкостные характеристики диодов, полученных ионным легированием.

заряда переходит из высокоомного эпитаксиального слоя (см. рис. 1, а) в область высоколегированной подложки. Монотонное поведение обратной ветви вольт-амперной характеристики в случае диода, полученного ионным легированием, связано с однородностью уровня легирования по глубине (см. рис. 1, б).

Вольт-емкостные характеристики (рис. 5, 6) хорошо согласуются с вольт-амперными (см. рис. 3, 4). Действительно, наличие излома в зависимости $1/C^2(U)$ при обратных смещениях 4—6 В (см. рис. 5) указывает на резкое изменение уровня легирования слоя, «попавшего» в область объемного заряда, т. е. на то, что область объемного заряда охватила весь высокоомный эпитаксиальный слой и перешла в высоколегированную подложку (увеличение тока в вольт-амперной характеристике). В случае вольт-емкостной характеристики для диода, полученного ионным легированием, таких изломов в зависимости $1/C^2(U)$ не отмечается (см. рис. 6), что соответствует структуре диода (см. рис. 1, б).

В связи с тем, что во всех описываемых случаях уровень легирования p -области был намного больше, чем n -области, расширение области объемного заряда происходило в n -область, что, вообще говоря, должно вносить изменения в характеристику спектральной чувстви-

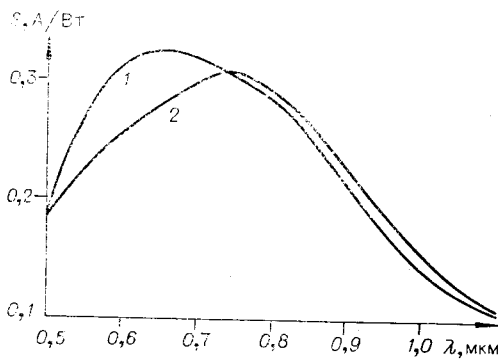


Рис. 7. Спектральная чувствительность фотодиода:

1 — диффузионный фотодиод, 2 — диод, полученный ионным легированием.

тельности фотодиода в сторону увеличения ее чувствительности при больших длинах волн.

Линейность зависимости $1/C^2(U)$ указывает на то, что $p-n$ -переход резкий, а в сочетании с вольт-амперными характеристиками это позволяет считать генерационный ток области пространственного заряда $I_r \sim kU^{1/2}$ [2] основным механизмом проводимости. Емкостные характеристики использовались нами для контроля профиля легирования по методике, описанной в [3].

На рис. 7 (кривые 1, 2) показаны результаты спектраль-

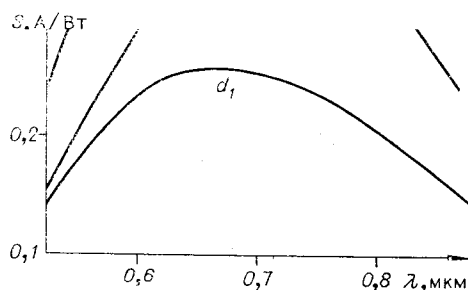


Рис. 8. Расчетная характеристика чувствительности фотодиода:

глубина залегания $p-n$ -перехода $x_0=1$ мкм; толщина просветляющего покрытия d : $d_1=0$, $d_2=0,15$ мкм, $d_3=0,11$ мкм; диффузионная длина $L_n=0,76$ мкм, $L_p=8$ мкм.

Нами были проведены измерения диффузионных длин неосновных носителей в таких образцах по методике, предложенной Л. С. Смирновым [4] (см. таблицу). Как оказалось, применяемая технология дает практически постоянное, с точностью 15%, отношение глубины залегания перехода к длине диффузии неосновных носителей в p - и n -областях фотодиода. Зная длины диффузии электронов в p -области и дырок в n -области, мы можем рассчитать чувствительность фотодиодов методом, описанным, например, в монографии [5]. Было достигнуто хорошее соответствие между теоретическими и экспериментальными данными (рис. 8).

Сдвиг максимума спектральной чувствительности в область длин волн $0,7-0,8$ мкм для диодов, полученных ионным легированием (см. рис. 7, б), связан, по-видимому, с самим методом легирования. Действительно, дефекты, вносимые при создании p -области фотодиода, приводят к уменьшению времени жизни и соответственно диффузионных длин, генерированных светом носителей. В результате «сборание» носителей идет с меньшего объема и, несмотря на малую глубину залегания $p-n$ -перехода для таких диодов ($0,6$ мкм), чувствительность фотодиода в области $0,4-0,6$ мкм резко падает. Подтверждением этому механизму изменения вида спектральной чувствительности может служить обнаруженная нами чувствительность фотодиода к излучению с $\lambda > 2$ мкм.

Номер образца	Глубина залегания $p-n$ -перехода	Диффузионная длина, мкм		Номер образца	Глубина залегания $p-n$ -перехода	Диффузионная длина, мкм	
		электронов	дырок			электронов	дырок
601	1,0	0,76	9,1	462	2,0	1,64	5,2
602	1,0	0,76	8,8	528	2,0	1,85	9,1
581	1,0	0,76	4,8	242	2,0	1,74	5,6
583	1,0	0,82	5,1	480	2,4	1,86	4,6
585	1,0	0,66	4,6	492	2,4	1,90	5,0
461	2,0	1,80	4,8				

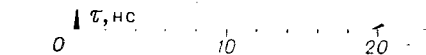


Рис. 9. Зависимость постоянной времени релаксации от величины сопротивления нагрузки для диффузионных диодов: вентильный режим: 1 — фронт, 2 — спад; фотодиодный режим, $I_{CM}=9B$: 3 — фронт, 4 — спад.

ных исследований типичных образцов фотодиодов. При глубинах залегания $p-n$ -перехода, обычно применяемых в МОП-технологии ($0,6-2$ мкм), для диодов, полученных диффузией, положение максимума и формы кривой спектральной характеристики почти не зависело от глубины залегания $p-n$ -перехода.

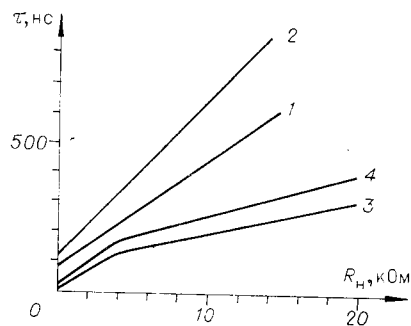


Рис. 10. Зависимость постоянной времени релаксации от величины сопротивления нагрузки для диодов с ионным легированием:
 вентиляльный режим: 1 — фронт, 2 — спад;
 фотодиодный режим, $I_{св} = 9 В$: 3 — фронт, 4 — спад.

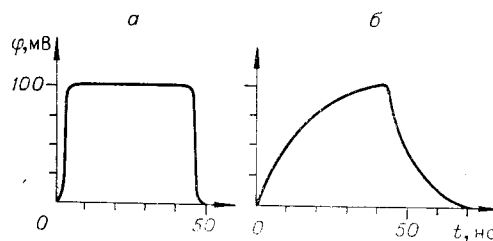


Рис. 11. Вид самых быстрых релаксаций фотоэдс, полученных из эксперимента при $I_{св} = 9 В$, $\tau_{св} = 45 нс$, $I_{сн} = 20 мВт$, $R_n = 270 Ом$:
 а — легирование диффузией, б — ионное легирование.

рядка 2 мк. Экспериментально доказано, что для ликвидации такого разброса следует установить глубину залегания перехода в пределах 1,5 мк. Так как глубина диффузии в МОП-технологии обычно составляет 1 ÷ 2 мк, такие фотодиоды хорошо вписываются в обычный технологический цикл.

Слой окиси кремния на фотодиоде удобно использовать как просветляющее покрытие. Оптимальным является слой с толщиной покрытия, равной 0,11 мк, дающей 14% выигрыша в чувствительности (см. рис. 8).

Рассмотрим теперь переходные характеристики интегральных фотодиодов. Во всех случаях релаксация имела вид, близкий к экспоненциальному. Исключением были те случаи, когда в вентиляльном режиме сигнал фотосоответа ϕ превышал 300 мВ:

$$\phi = I_{св} S_{0,82} R_n \geq 300 мВ$$

($I_{св}$ — интенсивность света, Вт; $S_{0,82}$ — чувствительность ФД на длине волны $\lambda = 0,82 мк$; R_n — сопротивление нагрузки) либо в фотодиодном режиме

$$\phi = I_{св} S_{0,82} R_n \geq U_0 + 300 мВ,$$

где U_0 — напряжение батареи смещения.

Зависимость постоянной времени релаксации от величины сопротивления нагрузки для диодов с легированием диффузией показана на рис. 9. Из рисунка видно, что с большой точностью релаксация определяется зарядкой и разрядкой собственной емкости фотодиода. Для фотодиодного режима эта зависимость прослеживалась вплоть до самых коротких времен, которые были достижимы на установке $\tau \sim 2 \cdot 10^{-9} с$ ($R_n \approx 270 Ом$). В вентиляльном режиме при сопротивлениях нагрузки, меньших 500 Ом, наблюдалась несколько более длинная релаксация, чем $R_n C$. Минимально достигнутое время релаксации для этого режима составляло $\tau \sim 15 нс$ ($R_n = 270 Ом$) и при дальнейшем уменьшении R_n существенно не уменьшилось.

Емкость фотодиода, определенная из рис. 9, составляет $C \sim 13 пФ$ для фотодиодного и $C \sim 26 пФ$ для вентиляльного режимов, что неплохо согласуется с $C-U$ измерениями, если учесть, что паразитная емкость измерительной схемы могла иметь величину от 3 до 7 пФ.

Для диодов с ионным легированием зависимость времени релаксации от R_n носит несколько более сложный характер (рис. 10).

В вентильном режиме наклон кривых 1 и 2 дает значение $C_{\text{фд}} \sim 45$ пФ, что также неплохо согласуется с $C-U$ характеристиками, если учитывать емкость монтажа и некоторое положительное смещение, создаваемое сигналом фотоэдс. Однако при $R_n < 1-2$ кОм не замечено существенного уменьшения времени релаксации с уменьшением R_n (см. рис. 10, кривые 1, 2). Минимально достигнутое время релаксации в вентильном режиме составляло $\tau \sim 100$ нс ($R_n = 150$ Ом). В фотодиодном режиме времена релаксации существенно уменьшались по сравнению с вентильным режимом. При $R_n \geq 5$ кОм уменьшение τ соответствовало уменьшению собственной емкости фотодиода за счет обратного смещения. (Для $U_{\text{см}} = 9$ В как емкость, так и времена уменьшались в 2-3 раза по сравнению с вентильным режимом). При сопротивлениях $R_n \leq 5$ кОм наклон кривых (см. рис. 10, кривые 3, 4) уже не соответствовал емкости фотодиодов при данном напряжении смещения, но времена релаксации уменьшались с уменьшением R_n . Минимально достигнутое время релаксации в фотодиодном режиме для диодов с ионным легированием составляло $\tau \sim 15$ нс ($R_n = 270$ Ом) (рис. 11).

Для диодов с легированием диффузией при обратном смещении $U_{\text{см}} > 4$ В обеднялась практически вся область эпитаксиальной пленки толщиной $d \sim 10$ мкм. Излучение с длиной волны $\lambda = 0,82$ мкм эффективно поглощается как раз в слое толщиной $d \sim 10$ мкм. Учитывая, что при смещении $U_{\text{см}} = 9$ В поле в этой области было практически однородным (под слоем была n^+ подложка), можно оценить время разделения носителей

$$t \sim \frac{d}{\mu E} \sim \frac{d}{\mu \frac{U_{\text{см}}}{d}} = \frac{10^{-6} \text{ см}^2}{5 \cdot 10^2 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}} \sim 2 \cdot 10^{-10},$$

где μ — подвижность дырок в n -кремнии; d — толщина i -слоя. Это вполне согласуется с экспериментом, так как до самых малых времен, достижимых в эксперименте, $\tau = 2 \cdot 10^{-9}$ с, релаксация определялась постоянной $R_n C_{\text{фд}}$. При работе в вентильном режиме, по-видимому, сказывалось то, что часть носителей разделялась полем $p-n$ -перехода, которое в этом случае проникало на меньшую глубину, а часть диффундировала к области высокого поля и затем разделялась за счет дрейфа в этом поле. Если это предположение верно, то при $\lambda = 0,63$ мкм должны наблюдаться более короткие времена, так как излучение будет поглощаться на меньшей глубине и большинство носителей будет попадать в область сильного поля.

Отличие временных характеристик образцов с ионным легированием от диффузионных образцов, по-видимому, связано с целым рядом причин.

1. Отсутствует эпитаксиальная пленка. Как результат в n -области использовался кремний с большей концентрацией носителей и глубина проникновения поля как в вентильном, так и в фотодиодном режимах была в 3-5 раз меньше, чем на образцах с диффузией. Таким образом, носители разделялись в основном не за счет дрейфа, а за счет диффузии. Оценка времени диффузии дырок с глубины $d \sim 10$ мкм дает

$$t_p \sim \frac{d^2}{D_p} \sim \frac{10^{-6} \text{ см}^2}{12,6 \text{ см}^2/\text{с}} \sim 10^{-7},$$

что неплохо согласуется с экспериментом (см. рис. 10, кривые 1 и 2).

В фотодиодном режиме поле проникает глубже, чем в случае вентильного режима, и это увеличивает роль дрейфа в разделении носителей (см. рис. 10, кривые 3 и 4).

2. Как известно, при ионном легировании создается большое число уровней прилипания. По-видимому, большую часть необычных явлений,

наблюдаемых в диодах с ионным легированием, можно объяснить, введя уровни прилипания.

При больших уровнях засветки $\varphi \geq 300$ мВ у всех фотодиодов на спаде имелся пологий линейный участок релаксации, по которому можно было определить время жизни неосновных носителей в базовой области $p-n$ -перехода.

Действительно, записывая основное уравнение фотодиода в виде

$$\varphi = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_f^{ct} e^{\frac{t}{\tau}} - \frac{\varphi - U_{cm}}{R_H} - C \frac{d\varphi}{dt}}{I_s} + 1 \right), \quad (1)$$

здесь φ — фотоэдс; k — постоянная Больцмана; T — температура, °К; I_f^{ct} — установившееся значение фототока; R_H — сопротивление нагрузки; C — емкость фотодиода; I_s — темновой ток фотодиода; τ — время жизни неосновных носителей, мы видим, что при соблюдении

$$\frac{\varphi - U_{cm}}{R_H} \ll I_f^{ct}; \quad (2)$$

$$C \frac{d\varphi}{dt} \ll I_f^{ct}; \quad (3)$$

$$I_f^{ct} \gg I_s \quad (4)$$

основное уравнение фотодиода можно переписать в виде

$$\varphi \approx \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_f^{ct} e^{\frac{t}{\tau}}}{I_s} + 1 \right) \approx \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_f^{ct}}{I_s} \right) - \frac{kT}{e} \frac{t}{\tau},$$

т. е. угол наклона на участке с линейной релаксацией определяется временами жизни неосновных носителей τ .

Условия эксперимента позволяли путем подбора R_H и интенсивности освещения выполнить все условия (2)–(4). Полученные значения τ лежат в интервале $1 \div 2 \cdot 10^{-7}$ с.

Подводя итоги, еще раз отметим, что фотодиоды, полученные и исследованные в данной работе, изготовлены по технологии, совместимой с технологией изготовления МОП-интегральных схем. Электрофизические параметры фотодиодов удовлетворяют требованиям, предъявляемым к фотоприемным элементам для систем типа ГЗУ; таким образом, открывается возможность для создания в едином технологическом цикле интегральных фотоприемных матриц с МОП-коммутацией.

В данной работе рассматривались фотодиоды, предназначенные для регистрации излучения He-Ne лазера, однако изменяя глубину залегания $p-n$ -перехода и толщину просветляющего покрытия, можно добиться оптимума в спектральной чувствительности и для других длин волн.

Выявленные в работе ухудшения характеристик диодов в случае ионного легирования, по-видимому, связаны с недостатками конкретной технологии, в то время как сам метод легирования несет большие возможности.

В заключение авторы выражают благодарность А. З. Тухватулиной и Л. Н. Никитиной за помощь в оформлении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. O. Jäntsh, U. Hundelshausen, I. Feigt and H. Hering. Detector matrix for a holographic memory.—“Siemens Research and Development Reports”, 1973, vol. 2, № 1, p. 512.

2. C. Sah, R. Noyce, W. Shockley. Carrier generation and recombination in p-p junctions and p-n junction characteristics.— "Proc. IRE", 1957, vol. 45, № 9, p. 1228.
3. Л. С. Берман. Емкостные методы исследования полупроводников. Л., «Наука», 1972.
4. Л. С. Смирнов. Измерение малых времен жизни носителей заряда в кремнии.— «ЖТФ», 1957, т. XXVII, № 11, с. 918.
5. А. Амброзьяк. Конструкция и технология полупроводниковых приборов. М., «Сов. радио», 1970.

Поступила в редакцию 10 июля 1976 г.

УДК 535.2 : 621.383

Б. Г. МАТИЕНКО, С. И. НАЙМАРК

(Новосибирск)

МОП-ФОТОДИОДНЫЙ ЭЛЕМЕНТ ДЛЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ «СВЕТ—КОД» С ДВУХИМПУЛЬСНОЙ ДИАГРАММОЙ ЧТЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

К фотоприемным элементам полупроводниковых преобразователей «свет—код» голограммных и оптических запоминающих устройств предъявляется определенный комплекс технических требований. Разрабатываемые для этих применений полупроводниковые фотоматрицы должны обладать чувствительностью $10^{-7} \div 10^{-8}$ Дж/см², быстродействием при выводе информации (время выборки многоразрядного слова) $10^{-6} \div 10^{-7}$ с, быть удобными для сопряжения с разнообразными электронными схемами обрамления и технологичными, чтобы обеспечить промышленный выпуск преобразователей «свет—код», содержащих $10^4 \div 10^5$ элементов [1].

Современная технология позволяет реализовать преобразователи «свет—код» на различных физических и схемотехнических принципах. Используя, например, простейшие (по схеме и конструкции) фотоприемные элементы на МОП-транзисторах и фотодиодах, можно изготовить полупроводниковые фотоматрицы большой размерности при относительно небольших затратах в числе транзисторов и с достаточно высокой плотностью упаковки элементов на кристаллах. Вопрос состоит в том, какие характеристики по чувствительности и быстродействию могут быть в этом случае обеспечены.

Данная работа посвящена простейшему МОП-фотодиодному элементу, который может быть использован в преобразователях «свет—код» голограммных ЗУ.

1. Схема фотоприемного элемента и принцип работы. Фотоматричные полупроводниковые преобразователи «свет—код» отличаются от интегральных схем памяти возможностью параллельной, страничной записи информации по оптическим входам. Вывод информации и сама организация кристаллов в ряде случаев могут ничем не отличаться от принципов, принятых в полупроводниковой памяти. В связи с этим в данной работе исследуются возможности трехтранзисторной ячейки динамической памяти [2], конструкция которой была изменена в соответствии с особенностями и задачами преобразования «свет—код».

Принципиальная схема фотоприемного элемента (ФПЭ) приведена на рис. 1. Схема ФПЭ содержит три МОП-транзистора и фотодиод.