ПРИБОРЫ И ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА, 2020, № 4, с. 149–155

ЛАБОРАТОРНАЯ ТЕХНИКА

УДК 53.087.51:53.043:53.087.35

УСТРОЙСТВО ДЛЯ БЕСКОНТАКТНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПО ПЛОЩАДИ КРЕМНИЕВЫХ n^+–$p(n)$–p^+-СТРУКТУР

© 2020 г. О. Г. Кошелев*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Физический факультет
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 2
**e-mail: scon282@phys.msu.ru*

Поступила в редакцию 20.11.2019 г.
После доработки 31.01.2020 г.
Принята к публикации 05.02.2020 г.

Описано устройство, позволяющее измерять неоднородность фоточувствительности по площади кремниевых n^+–$p(n)$–p^+-структур без контактов. Структура размещается между обкладками конденсатора и локально освещается с одной стороны двумя лазерами, модулированными по интенсивности. Длины волн лазеров 1064 и 808 нм. Излучение первого лазера поглощается в объеме базовой области, а второго – только вблизи ее освещаемой поверхности. Локальная фоточувствительность определяется по отношению амплитуд модуляций, при которых суммарная переменная фото-э.д.с. обращается в 0. Такая компенсация позволяет избежать ошибки, связанной с шунтированием освещаемого участка структуры ее остальной частью из-за токов по n^+- и p^+-слоям. На n^+–p–p^+-структурах из монокристаллического кремния проведено сравнение контрастов фоточувствительностей, измеренных предложенным компенсационным методом и стандартным по току короткого замыкания. Различие составило не более 6%, что согласуется с расчетами.

DOI: 10.31857/S003281622004014X

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффективность солнечных элементов (с.э.) из монокристаллического кремния зависит в основном от их фоточувствительности, которая в первую очередь определяется временем жизни (τ) неравновесных носителей заряда (н.н.з.) или их диффузионной длиной ($L = (D\tau)^{0.5}$, где D – коэффициент диффузии н.н.з.) в объеме базовой области и скоростью их поверхностной рекомбинации (S) на тыльной стороне этой области.

Для получения максимального к.п.д. фоточувствительность и соответственно значения τ и S^{-1} должны быть максимальными и однородными по всей площади базовой области с.э. [1]. Таким образом, важное практическое значение имеют измерения не только величины фоточувствительности, но и ее неоднородностей – контраста по площади заготовок с.э.

Для определения значений τ и S исходных пластин кремния и базовой области (p- или n-типа) изготовленных из них n^+–$p(n)$–p^+-структур были разработаны различные методы, основанные на сравнении результатов измерений и расчетов. В большинстве случаев эти расчеты для базовой области сводятся к решению в одномерном приближении уравнения для концентрации н.н.з., которая существенно меньше равновесной концентрации основных носителей тока. В случае базы n-типа [2]

$$D\frac{d^2\Delta p(x)}{dx^2} - \frac{\Delta p(x)}{\tau} + g(x) = 0, \qquad (1)$$

где Δp и g – соответственно концентрация и скорость генерации н.н.з. в базе; x – расстояние в базе до лицевой стороны, т.е. до p–n-перехода.

В случае монохроматического света, падающего на лицевую сторону, без учета его многократных отражений $g(x) = \alpha G_л \exp[-\alpha(W_л + x)]$. Для с.э., фоточувствительных с обеих сторон (bifacial solar cells), при падении света на тыльную сторону $g(x) = \alpha G_т \exp[-\alpha(W_т + d - x)]$. Здесь $W_л$, $W_т$ – толщины сильно легированных слоев; $G_л$, $G_т$ – скорости генерации н.н.з. на поверхностях структуры; α – коэффициент поглощения света; d – толщина базовой области. $G_{л,т} = P(1 - R_{л,т})/(h\nu)$, где P – мощность падающего монохроматического света, $h\nu$ – энергия его квантов, $R_{л,т}$ – коэффициенты отражения от лицевой и тыльной сторон.

Кремниевые с.э. покрываются просветляющими покрытиями, поэтому часто полагают $R_{л,т} = 0$. Граничные условия для пластины кремния без p–n-перехода при $x = 0$ и d следующие:

$$Dd\Delta p(0)/dx = S(0)\Delta p(0); \quad (2)$$

$$-Dd\Delta p(d)/dx = S(d)\Delta p(d). \quad (3)$$

Решение уравнения (1) при этих условиях приведено в [3]. Граничное условие на тыльной стороне кремниевого с.э. такое же, как и для пластин без p–n-перехода. Тогда как на p–n-переходе (при $x = 0$) граничное условие имеет следующий вид:

$$p_{0n}[\exp(qV/(kT)) - 1] = \Delta p(0), \quad (4)$$

где p_{0n} – равновесная концентрация дырок в базе; q – заряд электрона; V – напряжение на p–n-переходе; k – постоянная Больцмана; T – температура.

Решение уравнения (1), имеющее довольно громоздкий вид, приведено в [4], а для частного случая – режима короткого замыкания ($V = 0$ и $\Delta p(0) = 0$) – в [2]. Важнейшей характеристикой качества с.э. является также зависимость коэффициента собирания Q от длины волны λ падающего света: $Q(\lambda) = J_{sc}h\nu/(qp)$, где $J_{sc} = -qD(d\Delta p)/dx$ – плотность тока короткого замыкания при $x = 0$. Выражения для $Q(\lambda)$ также приведены в [2, 4].

Для ускорения процесса контроля однородности фоточувствительности по площади пластин часто ограничиваются одним измерением для каждого освещаемого участка. При обработке таких измерений используют упрощенные формулы, в которых полагают $S = 0$. Например, при измерении концентрации н.н.з. в освещаемом участке пластины кремния n-типа по стационарной фотопрово димости используют уравнение $\Delta p = g\tau$. В этом случае Δp и g – усредненные значения по толщине базовой области, а τ – фактически эффективное время жизни н.н.з. (effective minority carrier life time) этой области, которое далее будет обозначаться как $\tau_{эф}$. При равномерном поглощении света по толщине пластины без n^+- и p^+-слоев $1/\tau_{эф} = (1/\tau) + 2S/d$, где S – скорость поверхностной рекомбинации на обеих поверхностях пластины [5].

В случае с.э. из монокристаллического кремния для экспресс-оценки фоточувствительности проводят измерения тока короткого замыкания при $\lambda \approx 1$ мкм [4, 6]. При этом для вычисления $\tau_{эф}$ или эффективной длины $L_{эф}$ диффузии н.н.з. используют формулу для Q, получаемую на основании уравнения (1) при $S = 0$.

Для определения величины $\tau_{эф}$ (или $L_{эф}$) и ее однородности по площади исходных пластин кремния (без n^+- и p^+-слоев) широко используют способы, основанные на с.в.ч.-зондировании релаксации собственной фотопроводимости, которая возникает после импульсного освещения с энергией квантов ($h\nu$) больше ширины запрещенной зоны кремния (E_g). При этом измеряют параметры модуляции с.в.ч.-волны, которая отражается от исследуемой пластины или проходит через нее [7, 8]. Для контроля однородности $\tau_{эф}$ по площади пластины с.в.ч.-зондирование обычно проводят при сканировании поверхности пластины лучом света.

В последние годы для контроля однородности $\tau_{эф}$ начали также применять способ, основанный на фотолюминесценции [9–11]. В этом случае освещение пластины также проводят при $h\nu > E_g$, а регистрацию фотолюминесценции – при $h\nu \le E_g$. При этом карту однородности $\tau_{эф}$ получают путем сканирования поверхности пластины лучом света [11] либо при освещении сразу всей пластины [9].

Последующий контроль фоточувствительности с.э. в большинстве случаев проводят лишь после их окончательного изготовления [12]. Однако возникновение областей с низкой фоточувствительностью возможно не только при выращивании слитков кремния, но и в процессе нанесения на пластины сильно легированных слоев n^+- и p^+-типа, т.е. до нанесения омических контактов, просветляющих слоев и защитных покрытий.

В связи с этим представляет интерес контроль величины фоточувствительности и ее однородности у заготовок с.э. сразу после нанесения слоев p^+- и n^+-типа. Это важно для своевременной отбраковки некачественных структур и соответственно снижения стоимости процесса изготовления с.э. На этом промежуточном этапе применение с.в.ч.-способов существенно усложняется. Это связано с тем, что сильно легированные слои p^+- и n^+-типа в с.в.ч.-области обладают металлической проводимостью. В результате эти слои вызывают резкое снижение глубины модуляции с.в.ч.-волны и соответственно чувствительности способа.

Для контроля фотоэлектрических параметров n^+–$p(n)$–p^+-структур, являющихся заготовками кремниевых с.э., используют упомянутые выше фотолюминесцентные методы, а также бесконтактный метод, разработанный Синтоном [13, 14]. В последнем случае интенсивность освещения (при $h\nu > E_g$) заготовок с.э. медленно меняют и измеряют фотопроводимость на частоте 10 МГц. (На такой частоте влияние сильно легированных слоев существенно ниже, чем на с.в.ч.) При этом разрешающая способность ограничивается диаметром катушки, создающей радиочастотное поле в пластине.

Недостаток перечисленных методов регистрации неоднородностей фоточувствительности по площади n^+–$p(n)$–p^+-структур состоит в том, что они позволяют получить не истинные, а сглаженные рельефы фоточувствительности. Это связано с тем, что при неоднородности по площади значе-

ний $\tau_{эф}$ величины фото-э.д.с. также неоднородны. В результате возникают токи по сильно легированным слоям p^+- и n^+-типа из-за экстракции н.н.з. из областей с большими $\tau_{эф}$ и их последующей инжекции в области с меньшими $\tau_{эф}$. При этом снижаются градиенты концентраций н.н.з. по площади структуры, связанные с ее неоднородностью. Соответственно для плохих участков структуры измеряемые значения $\tau_{эф}$ и концентрации н.н.з. возрастают по сравнению с истинными, а для окружающих их хороших участков, наоборот, снижаются.

Еще сильнее этот эффект проявляется при локальном освещении, в частности, при сканировании светом поверхности структуры. В работах [15, 16] этот эффект исследовался на модели, состоящей из двух соединенных резистором с.э. с различной фоточувствительностью. Исследования проводились как путем расчетов, так и экспериментально. Было показано, что в зависимости от сопротивления резистора, интенсивности освещения, фотоэлектрических параметров с.э. и соотношения их площадей величина сглаживания измеряемой фоточувствительности может меняться в широких пределах вплоть до полной маскировки участков с низкими значениями $\tau_{эф}$.

Попытка обнаружить неоднородность фотопроводимости по площади с.э. из монокристаллического кремния была предпринята в [17]. Зондирование проводилось с помощью с.в.ч.-микроскопа ближнего поля (near field microwave microscope — NFMM) на частоте 4.1 ГГц с разрешающей способностью ~10 мкм. Неоднородность с.в.ч.-фотопроводимости по площади структуры практически не наблюдалась, хотя без света контраст с.в.ч.-проводимости четко регистрировался.

Для n^+–$p(n)$–p^+-структур с контактами рассмотренный эффект шунтирования не играет роли, поскольку неоднородности фоточувствительности по площади регистрируются путем измерения тока короткого замыкания.

Ранее для определения $\tau_{эф}$ был предложен компенсационный метод, основанный на одновременном освещении всего p–n-перехода двумя различно поглощаемыми лучами света, модулированными по интенсивности [18, 19]. Теоретически этот метод позволяет исключить влияние рассмотренного выше эффекта шунтирования при освещении локальных областей неоднородных n^+–$p(n)$–p^+-структур, однако ранее такие исследования не проводились.

Целями настоящей работы являлись изложение особенностей компенсационного метода при регистрации неоднородностей фоточувствительности по площади кремниевых структур n^+–$p(n)$–p^+-типа, рассмотрение возможных примеров применения этого метода, описание изготовленного нового устройства, позволяющего проводить такие исследования путем бесконтактных измерений, а также сравнение результатов, полученных предлагаемым методом и стандартным методом, основанным на измерениях фототока короткого замыкания.

2. ОСОБЕННОСТИ КОМПЕНСАЦИОННОГО МЕТОДА

Суть метода состоит в том, что исследуемая структура кремния локально освещается в области собственной проводимости одновременно двумя источниками света с длинами волн λ_1 и λ_2, при которых коэффициенты поглощения на н.н.з. α_1 и α_2 существенно различаются, так что выполняются условия: $\alpha_1 d < 1$, $\alpha_2 d \gg 1$.

Интенсивности источников света модулируются синусоидально так, чтобы суммарная переменная фото-э.д.с. обращалась в 0. При этом наличие компенсации можно определить не только непосредственно с контактов, но и без них. Последнее возможно потому, что равенство нулю переменной фото-э.д.с. при компенсации можно определить по отсутствию наведенной фото-э.д.с. на обкладках конденсатора при размещении между ними исследуемой структуры (заготовки с.э.). При этом и непосредственно на структуре переменное напряжение равно 0, поскольку переменный ток через зазоры между этой структурой и обкладками конденсатора также равен 0.

Рассмотрим для этого метода соотношения между параметрами источников света и отношением коэффициентов собирания $Q_1(\lambda_1)$ и $Q_2(\lambda_2)$ освещаемого участка с.э. Зависимость плотности тока J во внешней цепи от напряжения V на p–n-переходе освещаемого кремниевого с.э. удовлетворительно описывается эмпирической формулой [4]

$$J = J_s\left[\exp\left(\frac{qV}{AkT}\right) - 1\right] - J_{ph}, \tag{5}$$

где J_s и J_{ph} — плотности тока насыщения и фототока, A — безразмерный параметр, равный обычно 1–2.

При освещении с.э. с одной из сторон двумя источниками света

$$J_{ph} = q(G_1Q_1 + G_2Q_2), \tag{6}$$

где $G_{1,2}$ — скорости генерации н.н.з. этими источниками на освещаемой поверхности базовой области.

Без учета отражения в случае синусоидальной модуляции освещения с частотой $f = \omega/(2\pi)$ и при выполнении условия $\omega t \ll 1$

$$G_{1,2} = \frac{P_{1,2} \pm \Delta P_{1,2}\sin(\omega t)}{h\nu_{1,2}}, \tag{7}$$

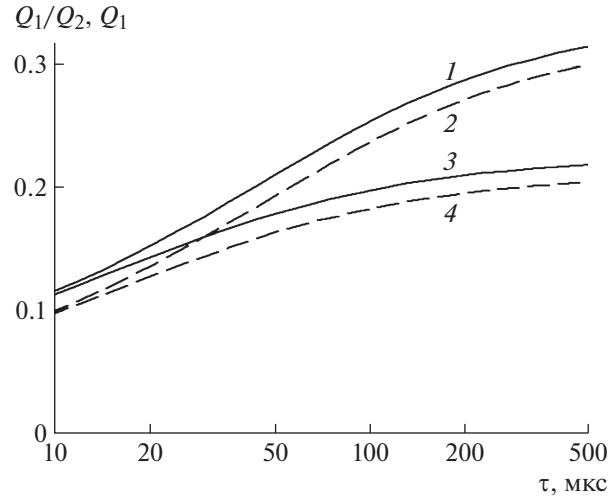

Рис. 1. Рассчитанные зависимости отношений коэффициентов собирания Q_1/Q_2 от τ (*1*, *3*) при длинах волн 1064 нм (Q_1) и 808 нм (Q_2), а также зависимости Q_1 от τ (*2*, *4*) для d = 0.4 мм, S = 10 см/с (*1*, *2*) и S = 10^3 см/с (*3*, *4*). Остальные параметры приведены в тексте.

где $P_{1,2}$ – усредненные по времени интенсивности падающих излучений (без учета потерь в легированном слое перед базовой областью); $\Delta P_{1,2}$ — амплитуды модуляций интенсивностей излучений; $h\nu_{1,2}$ – энергии квантов излучений; знаки ± означают, что модуляции источников света осуществляются в противофазе.

На основании соотношений (5)—(7) амплитуды переменных составляющих J, V и G удовлетворяют условию:

$$\Delta J = J_s \frac{q\Delta V}{AkT} \exp\left(\frac{qV}{AkT}\right) - q(\Delta G_1 Q_1 - \Delta G_2 Q_2). \quad (8)$$

Поскольку при взаимной компенсации переменных фототоков $\Delta V = 0$ и $\Delta J = 0$, то $\Delta G_1 Q_1 = \Delta G_2 Q_2$, и с учетом соотношения $\omega\tau \ll 1$

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\lambda_2 \Delta P_2}{\lambda_1 \Delta P_1}. \quad (9)$$

Равенство $\Delta J = 0$ означает, что рассматриваемый компенсационный метод при определении рельефа фоточувствительности n^+–$p(n)$–p^+-структур позволяет избежать ошибок, связанных с шунтирующим влиянием n^+- и p^+-слоев.

В настоящей работе в качестве источников света выбраны лазеры с длинами волн λ_1 = 1064 нм и λ_2 = 808 нм ($\alpha_1^{-1} \approx 1$ мм и $\alpha_2^{-1} \approx 13$ мкм). У современных кремниевых с.э. обычно $d \le 0.4$ мм, поэтому поглощение излучения первого лазера на н.н.з. практически равномерно по всей толщине базовой области и зависит от $L_{эф}$.

Поскольку в таких с.э. обычно $L_{эф} > d$, то поглощение излучения второго лазера на н.н.з. мало зависит от $L_{эф}$. Кроме того, поглощение излучений обоих лазеров пренебрежимо мало в сильно легированных слоях из-за малости их толщин ($W_{л,т} \approx 0.5$ мкм). Поэтому можно ожидать, что зависимости величин Q_1/Q_2 и Q_1 от $\tau_{эф}$ будут мало отличаться. А значит, и величины разбросов фоточувствительностей n^+–$p(n)$–p^+-структур при измерении рассматриваемым компенсационным методом и стандартным методом по току короткого замыкания также будут мало отличаться. Для конкретного определения величины этого различия в настоящей работе были проведены численные расчеты и измерения.

На рис. 1 приведены вычисленные зависимости Q_1/Q_2 от τ (сплошные кривые *1*, *3*) и $Q_1(\tau)$ (штриховые кривые *2* и *4*) при падении света со стороны p–n-перехода. Кривые *1*, *2* вычислены при S = 10 см/с, а кривые *3*, *4* – при $S = 10^3$ см/с. Остальные параметры одинаковы для всех кривых: d = 0.4 мм, α_1 = 10 см$^{-1}$, α_2 =790 см$^{-1}$, D = 12 см^2/с, f = 72 Гц, $R_л$ = 0, $W_л$ = 0.5 мкм.

Согласно рис. 1, для выбранных длин волн зависимости Q_1/Q_2 от τ мало отличаются от зависимостей $Q_1(\tau)$ (по расчетам). Например, в диапазоне τ от 200 до 20 мкс при S = 10 см/с (кривые *2* и *1*) изменения Q_1 были больше, чем изменения Q_1/Q_2, в 1.06 раза, а при S = 1000 см/с (кривые *4* и *3*) – в 1.04 раза. При d = 0.2 мм, по расчетам, аналогичные изменения параметров Q_1 и Q_1/Q_2 составили соответственно 1.05 и 1.03 раза, т.е. различие не превышает 6%. Следовательно, можно ожидать, что контрасты фоточувствительностей из-за неоднородностей $\tau_{эф}$ по площади n^+–$p(n)$–p^+-структур обоими методами будут также мало отличаться. Результаты таких экспериментальных исследований приведены в конце следующего раздела.

Описываемый компенсационный метод представляет интерес для проведения различных измерений. Рассмотрим применение метода для n^+–$p(n)$–p^+-структур, фоточувствительных с обеих сторон, в частности для двусторонних с.э. (Такие с.э. используются на спутниках Земли, так как они фоточувствительны не только к свету, падающему непосредственно от Солнца, но и к свету, отраженному от Земли.) На таких с.э. данный метод позволяет проводить по два независимых измерения на каждом участке: при освещении с лицевой и с тыльной сторон. Это открывает возможность раздельно определять значения τ и S в освещаемых частях базовой области таких структур. Для обработки подобных измерений на рис. 2 приведена номограмма, рассчитанная по уравнению (1) [20]. По осям абсцисс и ординат отложены значения $Q_2^л/Q_1^л$ и $Q_2^т/Q_1^т$, соответствующие изме-

рениям при освещении структуры с лицевой (верхний индекс “л”) и тыльной (верхний индекс “т”) сторон. Расчет выполнен для λ_1 = 1064 нм (α_1 = 10 см$^{-1}$), λ_2 = 808 нм (α_2 = 790 см$^{-1}$), $R_1^{л,т} = R_2^{л,т} = 0$, $d = 0.3$ мм, $W_л = W_т = 0.5$ мкм, $D = 12$ см$^2 \cdot$ с$^{-1}$, f = 100 Гц. Штриховые кривые соответствуют фиксированным значениям τ (1000, 100, 32 и 10 мкс) при различных значениях S, сплошные кривые – фиксированным значениям S (10^4, 3200, 1000, 320, 100 и 10 см $\cdot$ с$^{-1}$) при различных значениях τ. Например, если $Q_2^л/Q_1^л = 6.80$, а $Q_2^т/Q_1^т = 1.45$, то τ = 32 мкс, а $S = 10^3$ см $\cdot$ с$^{-1}$ (эта точка выделена кружком). При $\omega\tau < 0.1$ номограммы практически не зависят от f.

Если измерено только отношение $Q_2^л/Q_1^л$, то можно определить $\tau_{эф}$. Например, если $Q_2^л/Q_1^л = 4.7$, то, согласно рис. 2, $\tau_{эф}$ = 100 мкс по верхней штриховой кривой, соответствующей S = 10 см/с (она практически совпадает с кривой для S = 0 см/с, не показанной на рисунке).

В последние годы кремниевые с.э. с p–n-переходами начали вытесняться с.э. типа HIT (Heterojunction with Intrinsic Thin Layer), отличающимися рекордно высокими к.п.д. [21]. Такой с.э. представляет собой пластину из монокристаллического кремния, на которой создают гетеропереходы путем нанесения тонких, сильно легированных слоев n^+- и p^+-типа аморфного кремния с водородом (α-Si:H). Между этими слоями и базовой областью создают тонкие (толщиной несколько нанометров) нелегированные слои также аморфного кремния. Увеличение к.п.д. таких с.э. в основном связано с тем, что фото-э.д.с. на гетеропереходе выше, чем на p–n-переходе стандартного с.э., примерно на 40%.

В отличие от обычных с.э. из монокристаллического кремния, создание n^+- и p^+-слоев при изготовлении с.э. типа HIT осуществляется при существенно более низких температурах, при которых значения τ базовой области с.э. типа HIT остаются такими же, как в пластинах исходного кремния. В этом случае открывается возможность определения для каждой освещаемой области значения S по одному измерению. Если, например, известно, что τ = 100 мкс, а $Q_2^л/Q_1^л = 4.3$, то, согласно рис. 2, S = 100 см/с.

Выше рассматривались случаи, соответствующие низким частотам модуляции, при которых выполняется условие $\omega\tau \ll 1$. Определенный интерес представляет также применение рассматриваемого метода при более высоких значениях f, при которых параметр $\omega\tau$ составляет несколько десятых. В работе [22] путем расчетов показано, что при таких частотах модуляции рассматриваемый компенсационный метод позволяет определять значения S по дополнительному сдвигу фаз между модуляциями световых потоков.

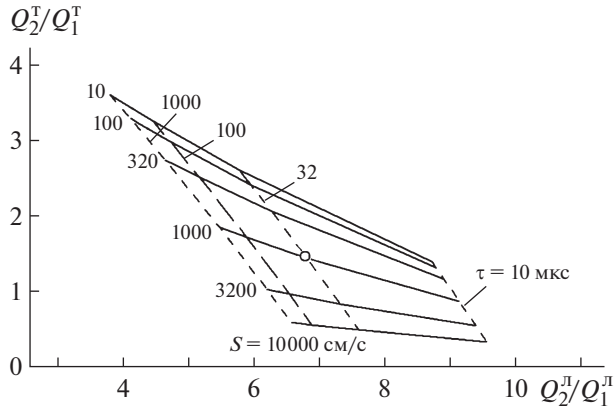

Рис. 2. Номограммы для определения времени жизни τ и скорости поверхностной рекомбинации S н.н.з. по отношениям коэффициентов собирания при d = 0.3 мм.

Принципиально такая возможность связана с тем, что среднее время t диффузии н.н.з. зависит от расстояния x: $t = x^2/D$. Чем сильнее поверхностная рекомбинация на тыльной стороне, тем меньше концентрация н.н.з. вблизи нее. В результате среднее время диффузии н.н.з. до барьера снижается. При этом сдвиг фаз между модуляциями световых потоков должен зависеть от значения S. Уравнение (1) в этом случае решалось в комплексной форме. В частности, величина $1/\tau$ заменялась на

$$1/\tilde{\tau} = (1/\tau) + \omega\sqrt{-1}. \quad (10)$$

Соответственно вычислялись комплексные значения коэффициентов собирания $\vec{Q}_1$ и $\vec{Q}_2$ (стрелка над символом Q означает, что данная переменная комплексная). Дополнительный сдвиг фаз φ (по сравнению с 180°) вычислялся по формуле

$$\mathrm{tg}\varphi = \frac{\mathrm{Im}(\vec{Q}_1/\vec{Q}_2)}{\mathrm{Re}(\vec{Q}_1/\vec{Q}_2)}. \quad (11)$$

Связанное с диффузией н.н.з. время запаздывания $\Delta\tau$ определялось из соотношения

$$\Delta\tau = \omega^{-1}\mathrm{tg}(\varphi). \quad (12)$$

В работе [22] были вычислены зависимости S от $\Delta\tau$ при разных значениях τ. Например, при τ = = 100 мкс было получено, что с ростом значений S от 100 до 2000 см/с $\Delta\tau$ снижается от 20 до 10 мкс при d = 0.4 мм и примерно от 7 до 3 мкс при d = 0.2 мм.

Таким образом, определение фотоэлектрических параметров n^+–$p(n)$–p^+-структур с применением рассматриваемого компенсационного метода возможно не только по отношениям амплитуд модуляций световых потоков при $\omega\tau \ll 1$, но и

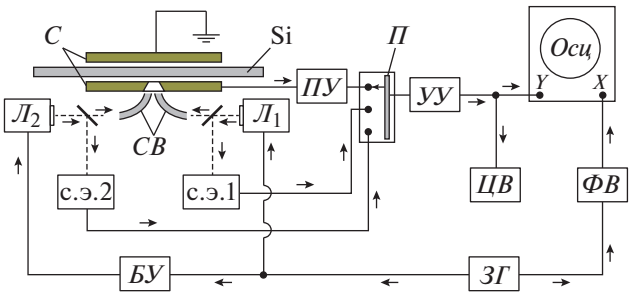

Рис. 3. Блок-схема устройства. $Л_1$, $Л_2$ – лазеры с длинами волн 1064 и 808 нм; *С* – конденсатор; *СВ* – световоды; *ЗГ* – генератор звуковой частоты; *БУ* – блок управления амплитудой и фазой переменного напряжения; *ПУ* – предусилитель; *П* – переключатель; *УУ* – узкополосный усилитель; *ЦВ* – цифровой вольтметр; *Осц* – осциллограф; *ФВ* – фазовращатель.

по сдвигу фаз между их модуляциями при более высоких значениях *f*.

3. ОПИСАНИЕ УСТРОЙСТВА И РЕЗУЛЬТАТОВ ИСПЫТАНИЙ

Блок-схема разработанного устройства приведена на рис. 3. Источниками света служат твердотельные лазеры типа LSR1064NL и LSR808NL ($Л_1$ и $Л_2$) с максимальной мощностью несколько сот милливатт. Длины волн лазеров $\lambda_1 = 1064$ нм и $\lambda_2 = 808$ нм, что в случае кремния соответствует $\alpha_1 = 10$ см$^{-1}$ и $\alpha_2 = 790$ см$^{-1}$. Устройство допускает проведение измерений на структурах диаметром до 18 см.

При отсутствии контактов исследуемая структура, покрытая полиэтиленовыми пленками толщиной ~10 мкм, помещается между обкладками конденсатора *С*. Конденсатор вместе с исследуемой структурой закрывается заземленным металлическим кожухом. Свет от лазеров на структуру передается по световодам *СВ* через отверстие размером 10 × 2 мм в нижней обкладке конденсатора. Излучаемые лазерами световые потоки модулируются синусоидально. Для этого используется генератор звуковой частоты *ЗГ*. Амплитуда и фаза модуляции лазера $Л_2$ ($\lambda_2 = 808$ нм) регулируются блоком управления *БУ* так, чтобы достичь компенсации. Подстройка фазы этим блоком и фазовращателем *ФВ* предусмотрены для случаев, когда условие $\omega\tau \ll 1$ не выполняется.

Контроль интенсивности световых потоков лазеров и амплитуд их модуляций проводится дополнительными с.э. (с.э.1 и с.э.2). Для этого примерно 10% интенсивности лучей лазеров ответвляется с помощью делителей. Нагрузками с.э.1 и с.э.2 служат низкоомные резисторы, обеспечивающие режимы токов короткого замыкания.

Индуцируемая на обкладках конденсатора переменная фото-э.д.с. подается на вход предусилителя *ПУ* с большим входным сопротивлением (десятки мегаом). Далее это напряжение усиливается до значения $V^{\sim}$ узкополосным усилителем *УУ*, настроенным на частоту модуляции. При наличии у исследуемой структуры контактов вход *УУ* непосредственно подключается к этим контактам.

Компенсация регистрируется подключенными к выходу *УУ* цифровым вольтметром *ЦВ* и осциллографом *Осц*. При $V^{\sim} = 0$ вход *УУ* с помощью переключателя *П* попеременно подключается к с.э.1 и с.э.2, а на выходе *УУ* измеряются переменные напряжения на нагрузках этих с.э. По отношениям амплитуд этих напряжений при выполнении условия $\omega\tau \ll 1$ определяются отношения $\Delta P_1/\Delta P_2$. Для этого предварительно при $f = 72$ Гц проводится калибровка с помощью эталонного с.э., который устанавливается вместо исследуемой структуры. Эталонный с.э. заранее калибруется с помощью измерителя мощности лазеров ИМО-2Н и тех же лазеров.

Измерения зависимостей фоточувствительности от $\tau_{эф}$ компенсационным методом и стандартным (по току короткого замыкания) с целью последующего сравнения полученных результатов проводились на с.э. n^+–p–p^+-типа с контактами.

Сначала измерения проводились на двух с.э. толщиной 0.4 мм и площадью 10 × 10 мм^2, изготовленных из пластин монокристаллического кремния с удельным сопротивлением 2 Ом · см. Чтобы с.э. имели разные значения τ, один из них был предварительно облучен протонами с энергией 20 МэВ. При измерениях стандартным методом отличие фоточувствительностей с.э. при $\lambda_1 = 1064$ нм, т.е. отношение их коэффициентов собирания, составило $Q^{необл}(\lambda_1)/Q^{обл}(\lambda_1) = 1.60$. В случае же измерений компенсационным методом отличие фоточувствительностей с.э., т.е. величины $[Q(\lambda_1)/Q(\lambda_2)]^{необл}/[Q(\lambda_1)/Q(\lambda_2)]^{обл}$, было меньше примерно на 4%. В пределах ошибок измерений (около 2%) этот результат согласуется с расчетными данными, приведенными на рис. 1, которые были получены при тех же значениях λ_1, λ_2, *d* и *f*.

На рис. 4 показаны распределения фоточувствительностей по площади с.э. диаметром 10 см и толщиной 0.45 мм, измеренные обоими методами при тех же длинах волн. Измерения проводились по двум линиям *AB* и *CD*, параллельным оси *x* и расположенным на расстоянии 4 см друг от друга, как показано на вставке к рис. 4. На каждой линии измерения проводились на четырех участках площадью по 10 × 2 мм^2 через 2 см. Сплошными кривыми показаны зависимости $Q_1(x)$ в относительных единицах, измеренные стандартным методом (по току короткого замыкания). Штриховыми кривыми показаны зависимости $Q_1(x)/Q_2(x)$ (также

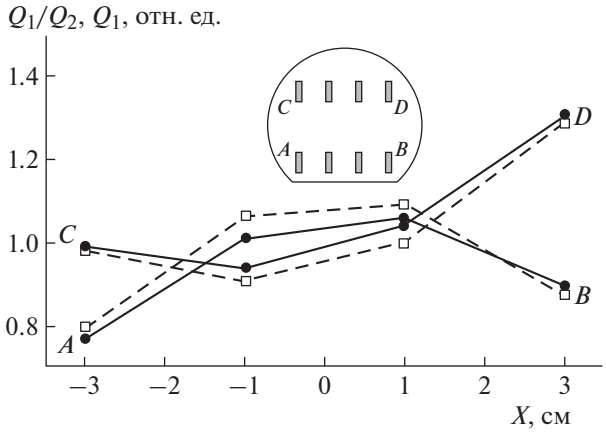

Рис. 4. Зависимости Q_1/Q_2 (штриховые линии) и Q_1 (сплошные линии) в относительных единицах от координаты x, измеренные по двум линиям AB и CD, показанным на вставке. Измерения проведены на одностороннем с.э. с помощью установки, показанной на рис. 3.

в относительных единицах), измеренные компенсационным методом.

Согласно рис. 4, наименьшей фоточувствительности соответствует крайняя левая точка на кривой AB, а наибольшей – крайняя правая точка на кривой CD. Для стандартного метода различие между ними составило 1.7, а для компенсационного метода – примерно на 5% меньше. Таким образом, различие не превышает 6%, что согласуется с приведенными выше результатами на облученном и необлученном с.э. и с расчетными данными.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описан компенсационный метод, позволяющий определять неоднородности фоточувствительности по площади кремниевых структур n^+–$p(n)$–p^+-типа путем бесконтактных измерений. Рассмотрена блок-схема разработанной установки, основанной на этом принципе. Освещение структуры осуществляется через отверстие размером 10 × 2 мм двумя твердотельными лазерами с длинами волн 1064 и 808 нм. Мощности лучей этих лазеров модулируются синусоидально так, чтобы суммарная переменная фото-э.д.с. обращалась в 0. При отсутствии контактов наличие компенсации определяется по равенству 0 наведенной переменной фото-э.д.с. на пластинах конденсатора, между которыми размещена исследуемая структура. Максимально допустимый диаметр структуры равен 18 см. Рассмотрены возможные применения этого метода.

Для исследованных компенсационным методом с.э. диапазон изменений фоточувствительности был лишь на 4–5% меньше, чем при измерениях стандартным методом (по току короткого замыкания), что согласуется с результатами расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *van Wezep D.A., van der Velden M.H.L., Bosra D.M., Bosh R.C.M.* // Proc. 26th European Photovoltaic Solar Energy Conference; the most inspiring platform for the global PV Solar Sector. (Hamburg, Germany, 5–9 September 2011). Munich: WIP-Renewables, 2011. P. 1423.
2. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. Книга 2. М.: Мир, 1984.
3. *Аут И., Генцов Д., Герман К.* Фотоэлектрические явления. М.: Мир, 1980.
4. *Васильев А.М., Ландсман А.П.* Полупроводниковые фотопреобразователи. М.: Сов. радио, 1971. http://www.toroid.ru/vasilievAM.html и http://www.twirpx.com/file/1356516/
5. *Зеегер К.* Физика полупроводников. М.: Мир, 1977.
6. *Колтун М.М.* Оптика и метрология солнечных элементов. М.: Наука, 1985. С. 46.
7. *Schmidt J., Aberle A.G.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 81. № 9. P. 6186. http: // dx.doi.org/10.1063/1.3644035
8. *Gaubas E., Kaniava A.* // Rev. of Scie. Instruments. 1996. V. 67. № 6. P. 2339. http: // dx.doi.org/10.1063/1.1146943
9. *Kiliani D., Micard G., Steuer B., Raabe B., Herguth A., Hahn G.* // J. Appl. Phys. 2011. V. 110. P. 054508. https://doi.org/10.1063/1.3630031
10. *Trupke T., Bardos R.A., Schubert M.C., Warta W.* // Appl. Phys. Let. 2006. V. 89. P. 044107. https://doi.org/10.1063/1.2234747
11. *Higgs V., Mayes I.C., Heng Chin F.Y., Sweeney M.* United State Patent № US 7,113,276, B1. 26 Sep. 2006.
12. http://solar-front.livejournal.com/11644.html
13. *Bowder S., Sinton R.A.* // J. Appl. Phys. 2007. V. 102. P. 124501-1. https://doi.org/10.1063/1.2818371
14. *Kerr M.J., Cuevas A., Sinton R.A.* // J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 1. P. 399. doi . View online: https://doi.org/10.1063/1.1416134
15. *Кошелев О.Г.* // Известия РАН. Серия Физическая. 2017. Т. 81. № 1. С. 41. https://doi.org/10.7868/S0367676517010148
16. *Кошелев О.Г.* // Известия РАН. Серия. Физическая. 2020. Т. 84. № 1. С. 52. https://doi.org/10.31857/S0367676520010160
17. *Hovsepyan A., Babajanyan A., Sargsyan T., Melikyan H., Kim S., Kim J., Lee K., Friedman B.* // J. Appl. Phys. 2009. V. 106. P. 114901. https://doi.org/10.1063/1.3259366
18. *Кошелев О.Г., Морозова В.А.* Патент № 2019890 РФ. Кл. МКИ 5H01 L21/66 // БИ. 1994. № 17.
19. *Koshelev O.G., Morozova V.A.* // Solid-State Electronics. 1996. V. 39. № 9. P. 1379. https://doi.org/10.1016/0038-1101(96)00040-8
20. *Кошелев О.Г., Васильев Н.Г.* // Известия вузов. Материалы электронной техники. 2017. Т. 20. № 1. https://doi.org/10.17073/1609-3577-2017-1-60-66
21. *Mishima T., Taguchi M., Sakata H., Maruyama E.* // Solar Energy Mat. & Solar Cells. 2011. V. 95. № 1. P. 18. https://doi.org/10.1016/j.solmat.2010.04.030
22. *Кошелев О.Г., Васильев Н.Г.* // Изв. РАН. Серия Физическая. 2018. Т. 82. № 1. С. 109. https://doi.org/10.7868/S0367676518010234