

близка к значению 100 В/см , что по порядку совпадает с величиной критического поля $E_x^* \approx kT/eaL \approx 60 \text{ В/см}$ (при $a=0.5$ и $L=2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ [8]), необходимого для развития АРЭ [1, 2, 6].

В структурах второй группы (рис. 1, в) также должен возникать биполярный АРЭ, обусловленный приповерхностной анизотропией проводимости. Однако здесь не им определяются особенности ориентационных зависимостей ВАХ $p^+ - n - n^+$ -диодов, а более сильным концентрационным эффектом, связанным с анизотропией, возникающей в объеме баз при полевом разогреве электронов [7, 9]. Поперечный поток пар, вызванный такой анизотропией проводимости, изменяет, как известно, свое направление с изменением знака поля E_x . Поэтому развитие биполярного АРЭ, связанного с разогревной анизотропией, должно приводить к асимметрии проходных ВАХ идентичных диодов, поскольку в одном случае ($E_x > 0$) инжектированные носители прижимаются к поверхности, на которой расположены $p^+ - n$ - и $n - n^+$ -переходы, а в другом ($E_x < 0$) уводятся от нее в объем базы. В диодах, ориентированных в y -направлении, разогревный концентрационный эффект не возникает, так что в этом случае проходные ВАХ идентичных $p^+ - n - n^+$ -диодов должны быть симметричными. Сказанное, как видим, полностью согласуется с результатами измерений (рис. 2, б).

Таким образом, ориентационная зависимость проходных характеристик $p^+ - n - n^+$ -диодов обусловлена развитием в их базах двух типов биполярных АРЭ. Один из них связан с анизотропией электронной проводимости, индуцированной полем в приповерхностных слоях n -Si толщиной $\sim L_n(E_j)$, а второй — с анизотропией, возникающей в объеме n -областей при полевом разогреве электронов. К сожалению, в рамках существующих теорий [6, 7, 9] детальное количественное описание полученных результатов практически невозможно прежде всего из-за того, что заметное развитие первого из указанных эффектов происходит в условиях полевого разогрева электронов, а также из-за существенной неоднородности тянущего поля E_j , как по длине, так и по толщине базы диодов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Рашба Э. И., Грибников З. С., Кравченко В. Я. — УФН, 1976, т. 119, в. 1, с. 3—47.
- [2] Кравченко А. Ф., Митин В. В., Скок Э. М. Явления переноса в полупроводниковых пленках. Новосибирск, 1979. 252 с.
- [3] Грибников З. С., Кочелап В. А., Рашба Э. И. — ЖЭТФ, 1966, т. 51, в. 1 (7), с. 266—280.
- [4] Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., 1970. 384 с.
- [5] Аше М., Грибников З. С., Митин В. В., Сарбей О. Г. Горячие электроны в многодолинных полупроводниках. Киев, 1982. 325 с.
- [6] Грибников З. С., Митин В. В. — УФЖ, 1969, т. 14, в. 2, с. 240—247.
- [7] Бойко И. И., Буянов А. В., Жадько И. П. и др. — УФЖ, 1986, т. 31, в. 3, с. 419—425.
- [8] Григорьев Н. Н., Жадько И. П., Романов В. А. и др. — ФТП, 1985, т. 19, в. 6, с. 642—645.
- [9] Бойко И. И., Буянов А. В., Жадько И. П. и др. — ФТП, 1985, т. 19, в. 8, с. 1447—1451.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получено 24.03.1988
Принято к печати 16.05.1988

ФТП, том 22, вып. 10, 1988

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ХАРАКТЕРНЫХ ДЛИН СОБИРАНИЯ ФОТОТОКА В ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО ГИДРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

Попов В. Г., Саченко А. В., Коломзаров Ю. В.,
Комиренко Р. П., Скрышевский В. А.

Введение. Знание длины собирания электронно-дырочных пар d_0 , диффузионной длины L_x и напряженности приконтактного электрического поля E_x в по-

верхностно-барьерных структурах на основе аморфного гидрированного кремния, во-первых, позволяет оценить качество пленок аморфного кремния и, во-вторых, дает возможность прогнозировать величину максимально достижимого КПД фотопреобразования в солнечных элементах (СЭ) на их основе. Для определения d_c и L_d в настоящее время используется метод фотоэдс [1, 2], при этом указанные величины находятся из спектральных зависимостей фотоэдс в отсутствие и при наличии подсветки.

Следует отметить, что теоретическое обоснование метода выполнено в [2] лишь для случая сильного поля, когда у контактов имеются области, в которых распределение неравновесных носителей задается электрическим полем, а рекомбинация отсутствует. В настоящей работе такое обоснование проведено и для случая слабого поля, когда распределение неравновесных носителей в пленке α -Si : H определяется диффузией. Кроме того, продемонстрирована возможность оценки напряженности электрического поля в контакте E_k из спектральных зависимостей тока короткого замыкания $J_{кз}$. Приведенные в работе теоретические соотношения использованы при определении перечисленных выше параметров для диодов Шоттки на основе α -Si : H.

Теория. В работе [3] получена спектральная зависимость тока короткого замыкания $J_{кз}$ при реализации режима сильного поля и приближений диффузионной теории выпрямления. Она несколько отличается от соответствующей зависимости, приведенной в работе [2]. Первое отличие связано с тем, что в [3] учтено различие между толщиной области собирания d_c и толщиной области пространственного заряда w . Величина d_c равна толщине области сильного поля, в которой распределение неравновесных носителей определяется их дрейфом, и, вообще говоря, меньше w . Второе отличие связано с учетом непостоянства квазиуровня Ферми для неосновных носителей (для определенности дырок) при вычислении $J_{кз}$, что приводит к занижению вклада дырочного тока в ток короткого замыкания в области слабого поглощения света. Как показывают оценки, эффект занижения дырочного фототока может быть достаточно велик лишь в случае, когда дебаевская длина экранирования L_D внутри пленки существенно превышает диффузионную длину L_d , а распределение поля описывается законом Шоттки. В то же время учет перзарядки локализованных состояний в щели подвижности приводит к существенному уменьшению данного эффекта, что позволяет в первом приближении пренебречь его наличием.

В случае, когда имеет место следующая иерархия характерных длин: $L_D \ll \ll L_d < d_c$ ($L_D = kT/eE_k$), выражение для плотности тока короткого замыкания $J_{кз}$, приведенное в [3], в области $\alpha d_c \ll 1$ сводится к виду

$$J_{кз} \simeq eI\alpha d_c, \quad (1)$$

где $I = \beta I_0$ — интенсивность генерации электронно-дырочных пар в пленке, I_0 — интенсивность освещения, $\beta < 1$, α — коэффициент поглощения света.

Таким образом, наклон зависимости $J_{кз}(\alpha)/eI$ позволяет определить величину d_c . Если величина I точно не известна, то для нахождения d_c лучше воспользоваться методом, предложенным в [1, 2]. При этом величина $J_{кз}$ либо значение малосигнального напряжения холостого хода $V_{ох}$ поддерживаются постоянными при различных длинах волн, т. е. при различных коэффициентах поглощения света α . Тогда в области малых значений α , когда $\alpha d_c \ll 1$, справедливо соотношение

$$I_0 = A \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{d_c}{2} \right), \quad (2)$$

где A — константа. Как следует из (2), величина d_c в данном случае определяется из условия $d_c = -2 \left(\frac{1}{\alpha} \right)_{I_0=0}^{-1}$, где $1/\alpha_{I_0=0}$ — значение $1/\alpha$, отсекаемое на оси абсцисс продолжением экспериментальной зависимости $I_0(1/\alpha)$, полученной в области больших значений $1/\alpha$.

Как показано в работах [1, 2], по мере уменьшения $1/\alpha$ на зависимости $I_0(1/\alpha)$ реализуется минимум. Его возникновение связано с диффузией основных носителей (электронов) против поля, т. е. с их уходом в выпрямляющий кон-

такт. Отметим, что, зная значение $1/\alpha_{\text{ж}}$, т. е. положение минимума в шкале $1/\alpha$, по формуле

$$E_{\text{ж}} \approx \frac{kT}{ed_c} \exp(\alpha_{\text{ж}} d_c) \quad (3)$$

при рассмотренном выше соотношении длин можно определить напряженность электрического поля в приконтактной области.

Перейдем теперь к анализу случая слабого поля, когда напряженность электрического поля в i -слое недостаточна для разведения электронно-дырочных пар, генерируемых освещением. Такой случай реализуется, в частности, в условиях разомкнутой цепи при спрямлении изгиба зон в пленке $\alpha\text{-Si} : \text{H}$ с помощью достаточно интенсивной подсветки. Если толщина пленки d значительно превышает диффузионную длину $L_{\text{д}}$, то выражение для спектральной зависимости плотности тока короткого замыкания в длинноволновом пределе с учетом критериев применимости диффузионного приближения, приведенных в [4], может быть записано в таком виде:

$$J_{\text{кз}} = eI \frac{L_{\text{ж}}}{1 + \frac{L_{\text{ж}}}{L_{\text{д}}}} \frac{S_{\text{pa}}}{S_{\text{pa}} + S + V_{\text{д}}} \frac{1}{\frac{1}{\alpha} + L_{\text{д}}}, \quad (4)$$

где S_{pa} — скорость эмиссии дырок в освещаемый контакт, S — скорость поверхностной рекомбинации дырок у освещаемого контакта, $V_{\text{д}}$ — скорость диффузии дырок.

Выражение (4) учитывает ослабление фототока из-за обратной диффузии электронов в освещаемый контакт, а также рекомбинацию электронно-дырочных пар на поверхности и в объеме. Условием реализации режима слабого поля является выполнение неравенства $L_{\text{ж}} > L_{\text{д}}$.

Поскольку имеет место соотношение

$$\exp(eV_{\text{ж}}/n'kT) - 1 = J_{\text{кз}}/J_{\text{с}}, \quad (5)$$

где n' — фактор неидеальности ВАХ, а $J_{\text{с}}$ — плотность тока насыщения, то ясно, что при постоянном значении $V_{\text{ж}}$ будет справедливо выражение

$$I_0 = B \left(\frac{1}{\alpha} + L_{\text{д}} \right), \quad (6)$$

где B — константа. Таким образом, пересечение зависимости I_0 ($1/\alpha$) с осью абсцисс в данном случае позволяет определить величину $L_{\text{д}}$.

Эксперимент. В работе исследовались структуры с барьером Шоттки ни-хром— n^+ — i —Pd на основе $\alpha\text{-Si} : \text{H}$, полученного разложением силана в высокочастотном тлеющем разряде. На ситалловую подложку напылялся омический нихромовый контакт, далее осаждались слой $\alpha\text{-Si} : \text{H}$, легированный фосфором, а затем нелегированный слой $\alpha\text{-Si} : \text{H}$. В качестве барьерного металла использовался палладий, диаметр электрода 1 мм. Нелегированные пленки $\alpha\text{-Si} : \text{H}$ имели величину зазора для подвижности $E_g \approx 1.6$ эВ, спектральные зависимости коэффициента поглощения света аналогичны приведенным в работе [5].

Измерялись спектральные зависимости тока короткого замыкания $J_{\text{кз}}$ и напряжения холостого хода $V_{\text{ж}}$ в диапазоне длин волн света $\lambda = 0.4 \div 0.8$ мкм. Эти измерения велись при постоянном количестве падающих на структуру фотонов в области линейной зависимости фототока от интенсивности освещения. В качестве источника дополнительной подсветки использовалась лампа накаливания. Мощность подсветки выбиралась из условия уменьшения $V_{\text{ж}}$ и $J_{\text{кз}}$ на порядок по сравнению со случаем ее отсутствия. Учет сокращения длины собирания с использованием выражений (1) и (4) при этом дает $L_{\text{ж}}/L_{\text{д}} > 2$, т. е. при подсветке действительно реализуется режим слабого поля.

На рис. 1 представлены спектральные зависимости $J_{\text{кз}}$ и $V_{\text{ж}}$. Длинноволновые участки спектров позволяют найти величину E_g (с использованием соотношения Тауца), которая совпадает с данными, определенными из спектров α .

Оценка напряженности контактного поля $E_{\text{ж}}$ из спектра $J_{\text{кз}}$ по формуле (3) дает значение $8 \cdot 10^4$ В/см.

Характерные длины собирания определялись по зависимостям $V_{xx}^{-1} = f(\alpha^{-1})$ (рис. 2) (указанные зависимости аналогичны зависимостям интенсивности света от α^{-1} при постоянном фототоке). Получено $d_c \approx 0.16$ мкм (V_{xx} без подсветки), $L_d \approx 0.03$ мкм (V_{xx} с подсветкой). Таким образом, налицо сильная зависимость длины собирания от электрического поля.

В заключение мы хотели бы отметить, что методика определения длины собирания d_c и диффузионной длины L_d из спектральных зависимостей тока короткого замыкания или фотоздс холостого хода в отличие от методики, использующей полевые зависимости фототока [6], применима к структурам, параметры которых изменяются в более широких пределах.

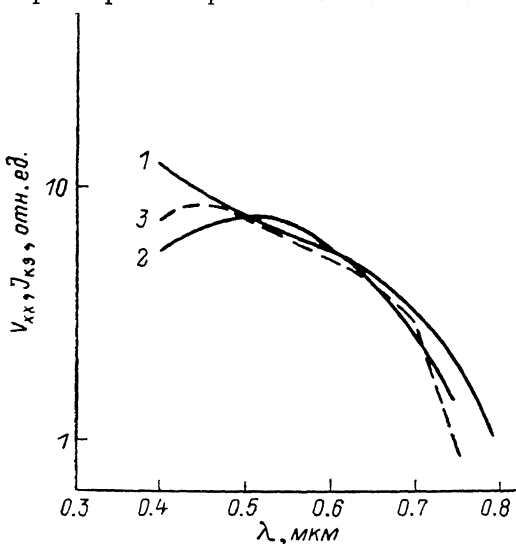


Рис. 1. Спектральные зависимости фототока исследованных структур.

1 — V_{xx} без подсветки, 2 — $V_{xx} \cdot 10$ с подсветкой, 3 — J_{kz} без подсветки. Кривые 2, 3 нормированы к кривой 1 при $\lambda = 0.6$ мкм.

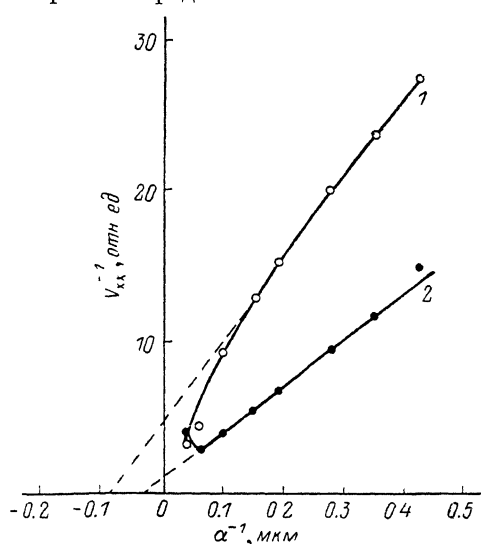


Рис. 2. Зависимости V_{xx}^{-1} от α^{-1} без подсветки (1) и с подсветкой (2).

Однако более надежные результаты она, по-видимому, дает для достаточно толстых пленок α -Si : H, когда $ad > 1$, и интерференционными эффектами в отражении света можно пренебречь. Ее достоинствами являются также возможность оценки напряженности электрического поля в приконтактных областях пленки аморфного кремния и возможность определения диффузионной длины в условиях, близких к режиму работы солнечных элементов. В то же время методика, апробированная в работе [6], применима лишь для достаточно тонких пленок аморфного кремния и не очень низких значений $\mu\tau$ (μ — подвижность, τ — время жизни) для дырок и электронов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Moore A. R. — Appl. Phys. Lett., 1982, v. 40, N 5, p. 403—405.
- [2] Moore A. R. — J. Appl. Phys., 1983, v. 54, N 1, p. 222—228.
- [3] Саченко А. В. — ФТП, 1983, т. 17, в. 10, с. 1782—1786.
- [4] Саченко А. В., Снитко О. В. Фотозффекты в приповерхностных слоях полупроводников. Киев, 1984. 232 с.
- [5] Андреев А. А., Бублик И. В., Кильчицкая С. С. и др. — Поверхность, 1984, № 8, с. 64—67.
- [6] Nonomura S., Okamoto H., Kida H., Fukumoto K., Hamakawa Y. — Japan. J. Appl. Phys., 1983, v. 22, N 1. p. 517—521.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Получено 5.04.1988
Принято к печати 16.05.1988