

ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ ФОТОТОКА В СТРУКТУРАХ ПОЛУПРОВОДНИК—ТУННЕЛЬНО-ПРОЗРАЧНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК—ПОЛУПРОВОДНИК

Вуль А. Я., Дидейкин А. Т., Бойцов С. К., Зинчик Ю. С.,
Саченко А. В.

Структуры металл—диэлектрик—полупроводник и полупроводник—диэлектрик—полупроводник с проводящим диэлектрическим слоем представляют интерес из-за обнаруженного в них эффекта усиления фототока. Приведены обобщенные результаты исследования эффекта усиления фототока в структурах вырожденный поликремний—туннельно-прозрачный слой двуокиси кремния—кремний при различных толщинах диэлектрического слоя. Получены величины коэффициента усиления $M=400$, близкие к теоретической оценке максимальной величины M . Исследована кинетика фотоответа структур в режиме усиления фототока. Экспериментально и теоретически проанализирована связь коэффициента усиления и величины темнового тока при напряжениях, соответствующих режиму усиления фототока. Сделан вывод, что реализация значительного усиления при малых величинах темнового тока возможна только при толщинах диэлектрического слоя, предельных для обнаружимого туннельного тока, быстроедействие при этом, однако, не превысит единиц секунд при слабых световых потоках.

Задачу создания многоэлементного матричного фотодетектора с внутренним усилением фототока до настоящего времени нельзя считать окончательно решенной. Важнейшим требованием, предъявляемым к фоточувствительному элементу такого прибора, является достаточная величина и, возможно, более слабая зависимость коэффициента усиления от величины питающего напряжения. Из известных типов структур с внутренним усилением фототока, с этой точки зрения, интерес представляют структуры металл—диэлектрик—полупроводник (МДП) или подобные им полупроводник—диэлектрик—полупроводник (ПДП) с туннельно-прозрачным диэлектриком, механизм усиления в которых был впервые описан в 1974 г. [1]. Технологические проблемы изготовления МДП структур со слоем диэлектрика толщиной $\delta=20-30 \text{ \AA}$ не позволили в то время подробно экспериментально исследовать особенности механизма усиления фототока, и лишь сравнительно недавно появились сообщения ряда авторов о реализации усиления в структурах металл—диэлектрик—полупроводник [2, 3] и полупроводник—диэлектрик—полупроводник [4, 5]. Частично эти результаты были проанализированы и обобщены в обзоре [6]. Опубликованные к настоящему моменту данные показывают, что значительные величины коэффициента усиления наблюдаются в МДП (ПДП) структурах с высоким уровнем темнового тока.

В данной работе теоретически и экспериментально исследуется возможность реализации в кремниевых ПДП структурах высоких значений коэффициента усиления одновременно с малым уровнем темнового тока.

1. Физическая модель

Рассмотрим энергетическую диаграмму МДП структуры с подложкой n -типа проводимости и электродом из поликремния n -типа (рис. 1). При приложении к структуре напряжения, обедняющего подложку, устанавливается,

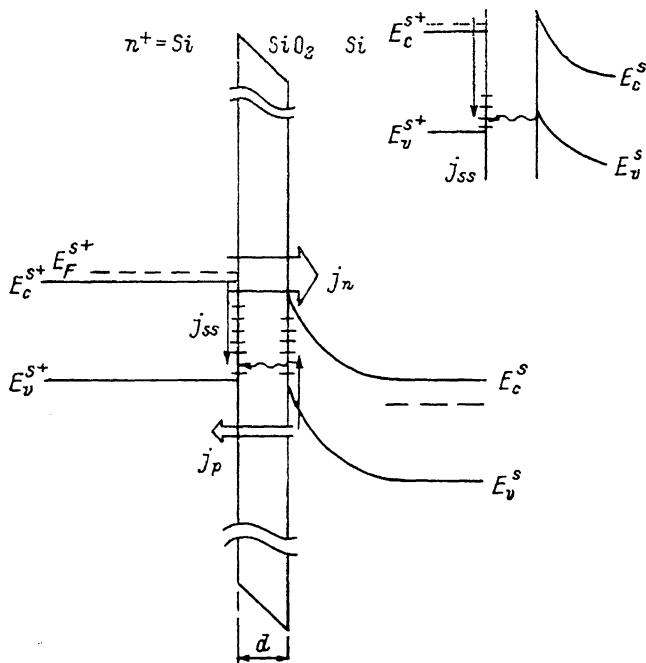


Рис. 1. Энергетическая диаграмма кремниевой структуры полупроводник—туннельно-прозрачный диэлектрик—полупроводник при обратном смещении.

На вставке — положение краев зон на границах диэлектрик—полупроводник до установления режима стационарного неравновесного обеднения при наличии поверхностных состояний.

как и в МДП структуре с проводящим диэлектриком, режим стационарного неравновесного обеднения [8]. Он характеризуется равенством токов генерации неосновных носителей заряда (в объеме подложки и на границе с диэлектриком) и туннельного тока через диэлектрик в поликремний. При этом величина туннельного тока зависит от избыточной поверхностной концентрации p_s и падения напряжения на диэлектрике из-за накопленного в ОПЗ заряда. Любое изменение тока генерации ведет к установлению нового равенства токов при новой величине заряда в ОПЗ. В режиме, когда ток основных носителей заряда через диэлектрик мал при напряжениях смещения, достаточных для поддержания режима стационарного неравновесного обеднения [7]; электрические характеристики структуры эквивалентны резкому $p-n$ -переходу. Когда ток основных носителей J велик (этот случай представлен на рис. 1), изменение падения напряжения на диэлектрике приводит к изменению величины J за счет модуляции разности пустых и заполненных состояний по разные стороны барьера, образованного диэлектриком, и изменения его формы [8]. Таким образом, ток основных носителей в режиме стационарного неравновесного обеднения оказывается связанным с током генерации (фототоком), что и определяет эффект усиления фототока.

Как следует из анализа энергетической диаграммы, появление значительного туннельного тока основных носителей определяется положительным знаком разности $E_F^s - E_c^s$, где E_F^s — положение уровня Ферми в электроде, E_c^s — положение уровня Ферми в электроде, E_c^s — положение края зоны проводимости на границе полупроводник—диэлектрик (рис. 1), к моменту установления состояния стационарного неравновесного обеднения и зависит от начального изгиба зон на границе y_{s0} [7]. Величина y_{s0} в случае металлического электрода определяется разностью работ выхода металла и полупроводника

$\Phi_m - \Phi_s$, величиной заряда, встроенного в диэлектрик Q_i , и заряда на поверхностных состояниях Q_{ss} . В случае электрода из полупроводника в изотипной структуре условие $E_F^m - E_c^s > 0$ при установлении режима стационарного неравновесного обеднения выполняется значительно легче, чем в структурах с металлическими электродами. Это связано с эффектом блокировки тока неосновных носителей заряда запрещенной зоной (рис. 1). С этой точки зрения, выгодным оказывается использование в качестве материала для электрода полупроводника с шириной запрещенной зоны, большей, чем у материала подложки [5, 6].

Проявление упомянутого эффекта блокировки возможно лишь при незначительных плотностях поверхностных состояний, с которых возможно туннелирование через диэлектрик (см. вставку на рис. 1). Наличие туннельного тока через поверхностные состояния J_{ss} приводит также и к снижению величины коэффициента усиления за счет снижения величины заряда, накопленного в режиме стационарного неравновесного обеднения вблизи границы диэлектрик—полупроводник, и, как следствие, к снижению напряжения, приложенного к диэлектрику.

2. Образцы и методика экспериментов

Для исследования особенностей эффекта усиления были изготовлены структуры на основе кремния с туннельно-прозрачным слоем двуокиси кремния SiO_2 и слоем высоколегированного ($N = 10^{19} \text{ см}^{-3}$) поликремния, как наиболее распространенные и отработанные в современной полупроводниковой технологии.

Для реализации эффекта усиления в изотипной структуре полупроводник—диэлектрик—полупроводник с туннельно-тонким слоем диэлектрика необходимым условием является отсутствие в нем сквозных отверстий, приводящих к образованию омических контактов. Для двуокиси кремния максимальная толщина слоя, через который возможен практически регистрируемый ток прямого туннелирования, не превышает 30 Å. Изготовление таких слоев производилось методом термического окисления кремниевых подложек в атмосфере сухого кислорода при 700 °C и атмосферном давлении. Толщина слоев находилась в пределах 18—35 Å. На рис. 2 приведена зависимость толщины слоя SiO_2

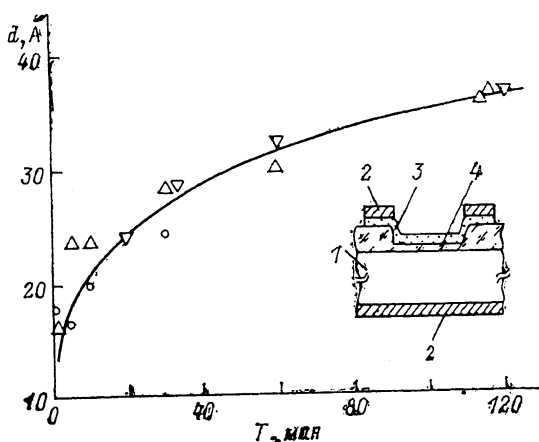


Рис. 2. Зависимость толщины слоя двуокиси кремния от времени окисления в сухом кислороде при 700 °C.

На вставке — схематический поперечный разрез структуры поликремний—туннельно-прозрачный слой SiO_2 . 1 — подложка; 2 — алюминиевые контакты; 3 — поликремний; 4 — туннельно-прозрачный слой SiO_2 .

от времени окисления для различных серий образцов. Толщина измерялась эллипсометрическим методом на контрольных образцах. Для достижения необходимой сплошности получаемых слоев использовались предварительный отбор пластин и химико-механическая подготовка поверхности. Снижение плотности состояний на границе раздела подложка—диэлектрик достигалось добавлением к реакционному газу хлорсодержащего компонента на начальных стадиях окисления. Слой поликремния немедленно формировался на полученном слое окисла путем термического разложения моносилана. Толщина этого слоя составляла 0.3 мкм. На тыльной стороне подложки методом диффузии изготавливался омический контакт с последующим напылением металла. Поперечный разрез образца представлен на рис. 2. Были изготовлены изотипные структуры *p*- и *n*-типа с различными толщинами диэлектрических слоев. Концентрация легирующей примеси в подложках составляла $N=8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Определение величины коэффициента усиления фототока производилось как из измерений абсолютной величины фоточувствительности, так и из кинетики фототока [7].

3. Результаты эксперимента и их обсуждение

Величина коэффициента усиления в структурах *p*-типа при толщинах диэлектрического слоя в диапазоне 18—35 Å не превышала $M \leq \sim 1.8$. В структурах *n*-типа коэффициент усиления достигал $M=400$. Это соответствует большей величине туннельной прозрачности слоя SiO_2 для электронов, что объясняется меньшей эффективной высотой барьера при туннелировании электронов между зонами проводимости полупроводников. Наблюдаемый коэффициент усиления $M=400$ согласуется по порядку величины с теоретической оценкой для максимальной величины M [1].

На рис. 3 приведена зависимость величины коэффициента усиления в структурах *n*-типа от толщины диэлектрического слоя. С ростом толщины слоя диэлектрика в диапазоне 18—30 Å наблюдается возрастание коэффициента усиления, как и предсказывает выражение для него, полученное авторами [1].

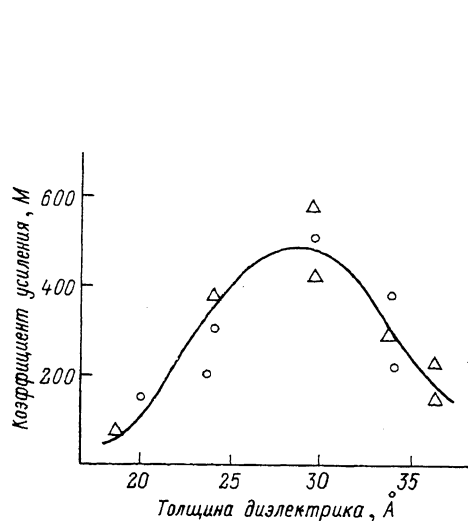


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления от толщины диэлектрического слоя.

Различные обозначения точек соответствуют образцам, изготовленным в различных технологических партиях.

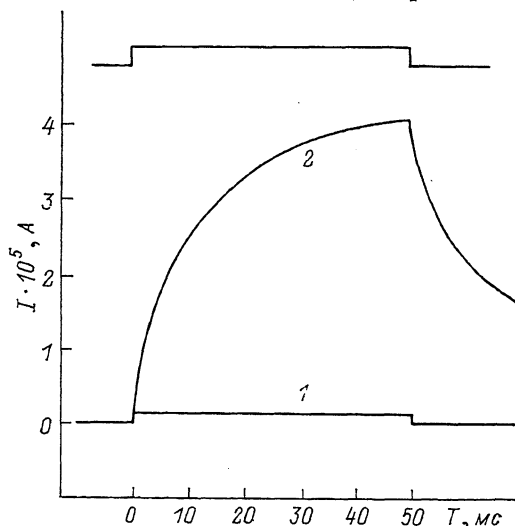


Рис. 4. Оциллограмма фототока исследованной структуры при различных напряжениях смещения на поликремниевом электроде. U_g : 1 — 1.6, 2 — 5; $T=290 \text{ К}$. Сверху показан импульс освещения, $\lambda=0.93 \text{ мкм}$.

Спад коэффициента усиления с ростом толщины в диапазоне 30—35 Å может быть объяснен изменением при толщинах $\delta > 30$ Å механизма проводимости диэлектрического слоя. Это согласуется с результатами, приведенными в [4], из которых следует, что при толщинах слоев SiO₂ в диапазоне 50—400 Å, т. е. когда механизм их проводимости отличен от прямого туннелирования и подобен проводимости по примесной зоне при ограничении тока объемным зарядом, наблюдается заметное ($M=8$) усиление фототока в изотипных структурах поликремний—двуокись кремния—кремний *p*-типа. Коэффициент усиления в структурах *n*-типа в этих условиях не превышает $M \leq 1.2$.

Имеющий место разброс по величине коэффициента усиления в структурах с одинаковыми толщинами диэлектрического слоя может быть объяснен неоднородностью слоя по толщине, а также разбросом плотности поверхностных состояний.

На рис. 4 представлены осциллограммы импульсов фототока исследованной структуры на прямоугольный импульс освещения. Схема включения соответствовала режиму короткого замыкания. Видно, что характер кинетики фототока качественно соответствует проанализированному в [4, 7]. На осциллограммах выделяются участки с существенно различными постоянными времени нарастания фототока. Быстрый участок соответствует установлению в цепи тока неосновных носителей заряда, медленный — возрастанию и установлению тока основных носителей заряда. В момент начала освещения в структуре нарушается режим стационарного неравновесного обеднения и по мере заряда емкости слоя диэлектрика током неосновных носителей через внешнюю цепь напряжение на нем увеличивается, достигая величины, достаточной для установления нового стационарного состояния. При этом возрастает и достигает нового стационарного состояния туннельный ток основных носителей, определяемый, как было показано выше, напряжением на диэлектрике. Время установления тока основных носителей определяется емкостью слоя диэлектрика и его туннельной прозрачностью для неосновных носителей. При выключении освещения происходит разряд емкости диэлектрика туннельным током неосновных носителей заряда. Таким образом, характер релаксации фототока на прямоугольный импульс освещения в исследованных структурах определяется зависимостью величины туннельного тока от падения напряжения на диэлектрике. Изложенная модель подтверждается видом осциллограммы, полученной при напряжении, недостаточном для установления режима неравновесного стационарного обеднения. На этой осциллограмме (рис. 4, кривая 1) отсутствует «медленный» участок, а максимальная величина тока на ней соответствует амплитуде «быстрого» участка осциллограммы в режиме усиления фототока. Это указывает на то, что при малых напряжениях в цепи имеет место ток только неосновных носителей заряда, скорость установления которого определяется в данном случае в основном временем диффузии фотогенерированных носителей параллельно поверхности структуры к области токопрохождения. Возможность разделения во времени токов основных и неосновных носителей позволяет из кинетики непосредственно вычислять коэффициент усиления фототока в структуре как отношение полной амплитуды импульса фототока к амплитуде быстрого участка.

Использование структуры в качестве фотодетектора определяется возможностью получения высоких коэффициентов усиления при минимальной величине темнового тока, который влияет на уровень шума. Авторами работ [1, 5], в которых сообщалось о наблюдении эффекта усиления фототока в диодных МДП (ПДП) структурах, отмечались высокие уровни темновых токов ($J=10^{-3}$ А/см²). Аналогичные результаты ранее наблюдались и нами [2, 4]. Из анализа энергетической диаграммы следует, что за счет подбора материалов с соответствующей разностью работ выхода и изменения величины встроенного в диэлектрик за-

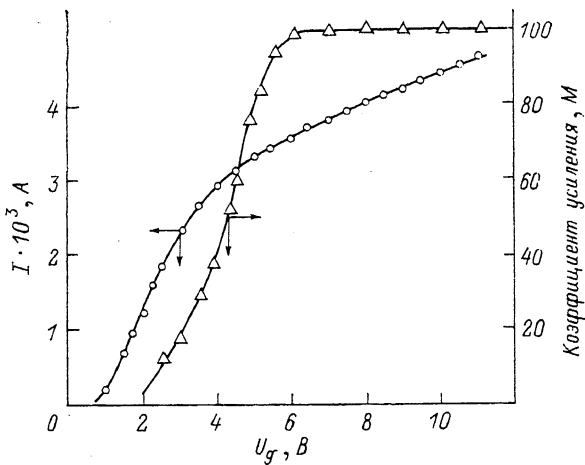


Рис. 5. Зависимость темнового тока через исследованную структуру и коэффициента усиления фототока.

$\lambda=0.93$ мкм, $I=10^{15}$ см⁻²/с. Площадь структуры $S=0.3$ см².

ряда оказывается возможным изготовление структур с низким темновым током, однако в этом случае оказывается неопределенной величина коэффициента усиления. На рис. 5 приведены зависимости величины коэффициента усиления и темнового тока от величины приложенного напряжения. Видно, что с возрастанием величины напряжения возрастает коэффициент усиления, достигая насыщения при достижении режима стационарного неравновесного обеднения. При этом темновой ток достигает значительной величины, когда усиление еще практически отсутствует. Оказалось, что эффект усиления в структурах с высокой плотностью поверхностных состояний достигается только при дополнительной подсветке. Это означает возможность реализации эффекта усиления при строго фиксированной величине изгиба зон. Поскольку ток фотогенерации (ток неосновных носителей) в режиме обеднения линейно зависит от интенсивности освещения, легко выделить компоненту дополнительного избыточного тока

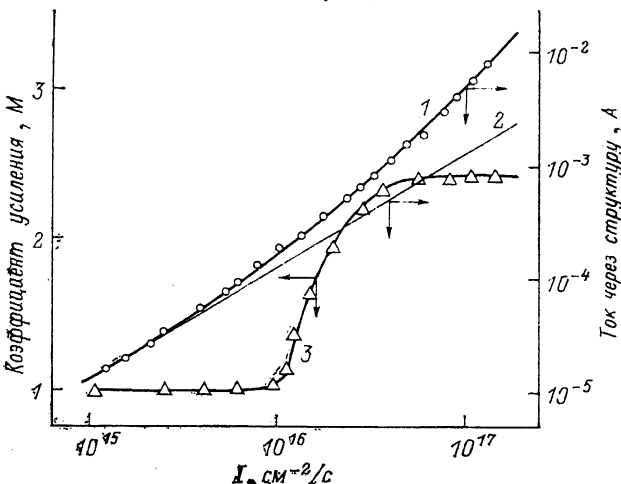


Рис. 6. Зависимость общего тока через структуру (1), тока фотогенерации (2) и коэффициента усиления фототока (3) от интенсивности освещения.

$\lambda=0.93$ мкм. $T=290$ К. Коэффициент усиления определялся из кинетики фотосовета при дополнительной импульсной подсветке малой интенсивности.

(эквивалентного темновому току) как разность между общим током и его линейной составляющей. На рис. 6 приведены зависимости такого избыточного тока и коэффициента усиления от плотности потока подсветки. Видно, что избыточный ток и в этом случае приобретает значительную величину при плотностях потока, меньших, чем вызывающие появление эффекта усиления.

Обсудим, насколько принципиальным является это обстоятельство. Приведем некоторые теоретические оценки возможности достижения низких значений темновых токов в структурах полупроводник—диэлектрик—полупроводник при реализации эффекта усиления.

Если пренебречь наличием поверхностных состояний и принять, что диэлектрик является однородным, а механизм прохождения тока через него чисто туннельным, то выражение для электронного тока из поликремния в кремний в простейшем случае, когда пренебрегается изменением туннельной прозрачности для электронов в зависимости от изменения энергии ($2\alpha_n y_{m\pi} < 1$, где α_n — безразмерный коэффициент изменения прозрачности) [8], может быть записано в следующем виде:

$$J_{\pi} = \frac{1}{4} q D_{\pi} v_{\pi} N_c [F_1(y_{m\pi}) - F_1(y_{m\pi}^{(0)})], \quad (1)$$

где

$$F_1(y_{m\pi}) = (\Gamma(2))^{-1} \int_0^{\infty} x [1 + \exp(x - y_{m\pi})]^{-1} dx,$$

$$y_{m\pi} = y_{s0} - \frac{E_c - E_F}{kT} + \frac{e_s \delta}{e_d L_D} \operatorname{sign}(-y_s) \left[e^{y_s} - y_s + \frac{p_s}{n_0} \right], \quad (2)$$

$$y_{m\pi}^{(0)} = y_{s0} - \frac{E_c - E_F}{kT} + \frac{e_s \delta}{e_d L_D} \operatorname{sign}(-y_{s0}) \left[e^{y_{s0}} - y_{s0} + \frac{p_{s0}}{n_0} \right]. \quad (3)$$

Здесь y_s и p_s — равновесные значения поверхностного изгиба зон и поверхностной концентрации дырок, а y_{s0} и p_{s0} — соответствующие значения в состоянии термодинамического равновесия, q — заряд электрона, D_{π} — коэффициент туннельной прозрачности барьера для электронов, v_{π} — средняя тепловая скорость электронов, N_c — плотность состояний в зоне проводимости, δ — толщина диэлектрического слоя, L_D — длина экранирования Дебая, e_s , e_d — диэлектрические проницаемости полупроводника и диэлектрика соответственно.

Величины y_s и p_s становятся неравновесными и изменяются при приложении внешнего смещения к структуре, включении освещения и т. д.

Определим полный темновой ток структуры при приложении обратного смещения. Полный ток состоит из двух слагаемых: генерационного (дырочного) и электронного тока:

$$J = \frac{q n_i W}{T_r} + \frac{1}{4} q D_{\pi} v_{\pi} N_c [F_1(y_{m\pi}^{(\pi)}) - F_1(y_{m\pi}^{(0)})], \quad (4)$$

где $W = 2L_D \left(-y_{s0} - \frac{qU}{kT} \right)^{1/2}$ — ширина ОПЗ, n_i — концентрация носителей в собственном полупроводнике, T_r — время генерации.

В рассматриваемом случае $y_{s\pi} = y_{s0} + \frac{qU}{kT}$.

При наличии освещения в режиме генерации справедливо соотношение

$$p_s = \frac{4I}{D_p v_p}, \quad (5)$$

где I — интенсивность генерации электронно-дырочных пар в полупроводнике. С учетом этого имеем

$$J = qI + \frac{qn_i W}{T_r} + \frac{1}{4} q D_n v_n N_c [F_1(y_{mn}^{(J)}) - F_1(y_{mn}^{(0)})], \quad (6)$$

где

$$y_{mn}^{(J)} = y_{s0} - \frac{E_c - E_F}{kT} - y_{mn}^{(J)*}, \quad (7)$$

$$y_{mn}^{(J)*} = \frac{e_s \delta}{e_d L_D} \left[-y_{s0} - \frac{qU}{kT} + \frac{4I}{D_p v_p n_0} \right]^{1/2}.$$

Соответственно имеем, что изменение изгиба зон при освещении, равное по модулю изменению падения напряжения на диэлектрике, определяется последним слагаемым в (7) (т. е. величиной $y_{mn}^{(J)*}$). Именно этот фактор и приводит к возрастанию тока через полупроводник. Выражения (4) и (6) позволяют вычислить ток через структуру как в темноте, так и при наличии освещения как функцию y_{s0} (начального изгиба зон), приложенного напряжения U , интенсивности генерации I , уровня легирования n_0 , коэффициентов прозрачности для электронов и дырок D_n и D_p .

В частном случае, когда $y_{mn}^{(J)} < 0$, а

$$y_s^* = y_{mn}^{(J)*} = \frac{e_s \delta}{e_d L_D} \left[-y_{s0} - \frac{qU}{kT} + \frac{4I}{D_p v_p n_0} \right]^{1/2} < 1,$$

выражения для темнового и светового потоков принимают такой вид:

$$J_r = \frac{qn_i W}{T_r} + \frac{1}{4} q D_n v_n N_c \exp\left(y_{s0} - \frac{E_c - E_F}{kT}\right) \frac{e_s \delta}{e_d L_D} \operatorname{sign}(-y_s) \left(-y_{s0} - \frac{qU}{kT}\right)^{1/2}, \quad (8)$$

$$J = qI + \frac{qn_i W_I}{T_r} + \frac{1}{4} q D_n v_n N_c \exp\left(y_{s0} - \frac{E_c - E_F}{kT}\right) \times \\ \times \frac{e_s \delta}{e_d L_D} \left(-y_{s0} - \frac{qU}{kT} + \frac{4I}{D_p v_p n_0}\right)^2. \quad (9)$$

Как видно из (9), в рассматриваемом случае не приходится надеяться получить сравнительно большую величину фототока. По-видимому, более интересным является случай, когда

$$y_{mn}^{(J)} > 10. \quad (10)$$

При этом для малых I мы получаем выполнение (10) только за счет малых значений D , т. е. сравнительно больших толщин диэлектрика. Следует, однако, отметить, что при малых I (например, порядка 10^{10} см⁻²/с) резко ухудшаются кинетические характеристики. Так, например, при избытке Гиббса для дырок 10^{13} см⁻² нужно 10^3 с, чтобы нагенерировать такой заряд.

Приведем далее некоторые численные оценки с характерными для кремниевых структур параметрами: $n_0 = 10^{14}$ см⁻³, $n_i = 10^{10}$ см⁻³, $L_D = 3 \cdot 10^{-5}$ см, $v_p = v_n = 10^7$ см/с, $\delta = 3 \cdot 10^{-7}$ см (30 Å). Величина времени генерации T_r определяется выражением

$$T_r = \frac{(\delta_n v_n + \delta_p v_p)}{N \delta_n \delta_p v_n v_p}.$$

Положив $\delta_n = \delta_p = 10^{-18}$ см⁻², $N = 10^{13}$ см⁻³, получаем $T_r = 10^{-2}$ с, а генерационный bipolarный ток по порядку величины при $U = -30$ В составит $J \approx q \times 10^9$ см⁻²/с.

Оценим далее величину электронного тока в темноте и при освещении. При этом будем считать, что $y_{mn} \leq 0$, так, что F_1 можно аппроксимировать больцмановской функцией.

В темноте

$$J_{nT} \simeq 1.72 J_{n0}, \quad (11)$$

где

$$J_{n0} = \frac{1}{4} q D_n v_n N_c \exp\left(y_{s0} - \frac{E_c - E_F}{kT}\right).$$

При освещении, положив, например, $p_s = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, получим

$$J_{nI} \simeq 8 \cdot 10^3 J_{n0}. \quad (12)$$

Поскольку имеет место формула (5), задав $p_s = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $I = 10^{10} \text{ см}^{-2}/\text{с}$, сразу же получаем $D_p = 10^{-15}$. Тогда, полагая $N_c = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, для J_{n0} получаем

$$J_{n0} = q \frac{D_n}{D_p} 2.5 \cdot 10^{10} \exp\left(y_{s0} - \frac{E_c - E_F}{kT}\right).$$

В указанных условиях для того, чтобы иметь усиление (при условии $D_n/D_p \simeq 1$), нужно, чтобы

$$y_{s0} - \frac{E_c - E_F}{kT} \geq -9,$$

т. е. начальный изгиб зон должен быть небольшим обогащающим. И только при $p_s = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, когда $D_p = 10^{-16}$, $y_{mn} = 30$, $y_{nI} = y_{n0}$ ($\exp 30 - 1$), начальный изгиб зон может быть истощающим.

Итак, проведенные выше расчеты и оценки показывают, что теоретически можно получить большие фототоки и при сравнительно небольших темновых токах, поскольку величины безразмерного потенциала в темноте

$$y_{mi}^{(T)*} = \frac{e_s \delta}{e_d L_D} \left(-\frac{qU}{kT}\right)^{1/2}$$

и при освещении

$$y_{mi}^{(I)*} = \frac{e_s \delta}{e_d L_D} \left(\frac{p_s}{n_0}\right)^{1/2}$$

не зависят друг от друга. Однако для этого нужно изготовить высококачественный диэлектрик, в котором реализуются значения коэффициента туннельной прозрачности $D_{p, n} \leq 10^{-15}$, при сохранении механизма прямого туннелирования. Практически, однако, величины туннельных прозрачностей оказываются при $\delta < 50 \text{ \AA}$ на 2–3 порядка больше [9, 10], что связано с наличием так называемых «проколов», т. е. областей с меньшей, чем в среднем по площади, толщиной окисла.

Выполненные оценки относились к МДП структуре. Особенностью использования ПДП структуры, т. е. слоя поликремния вместо металла (Si+) будет то обстоятельство, что при больших значениях y_{mn} ($y_{mn} > 1$), достигаемых за счет увеличения p_s , величина J_n в рассматриваемой модели имеет насыщение, причем значение насыщенного тока определяется выражением

$$J = \frac{1}{4} q D_n v_n N_c \frac{E_{Si^+} - E_F}{kT}. \quad (13)$$

Таким образом, возможность достижения малых величин темновых токов при реализации эффекта усиления хотя и существует, однако ограничена техно-

логическими проблемами реализации слоя SiO_2 толщиной $\delta \geq 30 \text{ \AA}$ с прямым туннельным механизмом проводимости. Кроме того, крайне низкая величина быстродействия такой структуры (порядка секунд при малых световых потоках $\sim 10^{10} \text{ см}^2/\text{с}$) ставит под вопрос перспективу их широкого практического применения. С этой точки зрения, значительно больший интерес представляют иные механизмы усиления фототока, например лавинный, реализация которого в ПДП структурах с проводящим диэлектриком [11, 12], возможно, позволит создать быстродействующий матричный фотодетектор с внутренним усилением фототока.

Авторы благодарны Т. Л. Макаровой за определение толщин диэлектрических слоев, С. В. Козыреву за многочисленные полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Green M. A., Shewchun G. // Sol. St. Electron. 1974. V. 17. N 4. P. 349—356.
- [2] Вуль А. Я., Федоров В. И., Бирюлин Ю. Ф., Зинчик Ю. С., Козырев С. В., Сайдашев И. И., Санин К. В. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 3. С. 525—531.
- [3] Добровольский В. Н., Жубаев С. Т., Нинидзе Г. К. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 9. С. 1572—1576.
- [4] Вуль А. Я., Дидейкин А. Т., Зинчик Ю. С., Санин К. В., Саченко А. В. // Письма ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 9. С. 520—523.
- [5] Манассон В. А., Баранюк В. Б., Товстюк К. Д. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 1047—1050.
- [6] Вуль А. Я., Саченко А. В. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1361—1376.
- [7] Вуль А. Я., Дидейкин А. Т., Зинчик Ю. С., Санин К. В., Саченко А. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 8. С. 1444—1450.
- [8] Саченко А. В., Снитко О. В. Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников. Киев, 1984. 231 с.
- [9] Chettopedhang P., Daw A. N. // Sol. St. Elektron. 1986. V. 29. N 5. P. 555—560.
- [10] Добровольский В. Н., Ловейко В. Н., Нинидзе Г. К. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 6. С. 1067—1071.
- [11] Вуль А. Я., Дидейкин А. Т., Саченко А. В., Шкретий А. И. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 19. С. 1729—1732.
- [12] Вуль А. Я., Дидейкин А. Т., Косарев А. И. // Письма ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 21. С. 15—18.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Получена 6.08.1991
Принята к печати 9.08.1991