

Гашение тока светом в диодных структурах $p\text{-Si-n}^+\text{-ZnO-n-ZnO-Pd}$

© С.В. Слободчиков, Х.М. Салихов, Е.В. Руссу, Ю.Г. Малинин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 30 августа 2000 г. Принята к печати 5 сентября 2000 г.)

Исследован механизм токопереноса и фотоэлектрические характеристики анизотипной гетероструктуры с контактом Шоттки $p\text{-Si-n}^+\text{-ZnO-n-ZnO-Pd}$. Выявленная зависимость $I \propto V^3$ объяснена двойной инжекцией носителей в дрейфовом приближении. Обнаружено гашение (уменьшение) прямого тока при освещении светом в интервале $\lambda = 0.7\text{--}1.2\text{ мкм}$. Этот эффект объяснен особенностями захвата световых неосновных носителей, дырок, и их рекомбинации с темновыми электронами.

Кристаллы, тонкие пленки ZnO и диодные структуры на его основе являются объектами многочисленных исследований научного и прикладного характера. В частности, были достигнуты значительные успехи в создании газовых сенсоров, варисторов, дисплеев и т.д. В опубликованной нами ранее работе [1] были изложены результаты исследования электрических и фотоэлектрических характеристик изотипной гетероструктуры $n\text{-ZnO-n-Si}$ и ее возможного практического использования.

Настоящая работа посвящена исследованиям механизма токопереноса и фотоэлектрических свойств анизотипной гетероструктуры с контактом Шоттки $p\text{-Si-n}^+\text{-ZnO-n-ZnO-Pd}$. Отметим, что оба элемента этой структуры $p\text{-Si-n}^+\text{-ZnO}$ и ZnO-Pd были опробованы ранее соответственно как солнечные элементы [2] и детекторы водорода [3].

Процесс создания структур включал три последовательных этапа. Вначале на подложку $p\text{-Si}$ наносился проводящий слой $n^+\text{-ZnO}$ путем осаждения из метал-лорганических соединений и в качестве источника использовался ацетилацетонат цинка $\text{Zn}(\text{AcAc})_2$. Процесс проводился в реакторе вертикального типа на подложку, поддерживаемую при температуре $300\text{--}350^\circ\text{C}$. Был использован Ar, насыщенный парами $\text{Zn}(\text{AcAc})_2$ и кислорода. Осаждение слоев $n^+\text{-ZnO}$ осуществлялось при температуре источника с ацетилацетонатом цинка равной 120°C и в потоке аргона с кислородом в соотношении $[\text{Ar}]/[\text{Ar} + \text{O}_2] = 0.5$. Слои $n^+\text{-ZnO}$ имели толщину 0.15 мкм , концентрацию электронов $(5\text{--}8) \cdot 10^{19}\text{ см}^{-3}$ и подвижность $\sim 50\text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Далее наносился тонкий слой $n\text{-ZnO}$ методом электронно-лучевого испарения кристаллов $n\text{-ZnO}$ ($\rho \simeq 10^2\text{ Ом} \cdot \text{см}$); толщины слоев составляли $100\text{--}300\text{ \AA}$. Наконец, путем напыления в вакууме наносился слой Pd толщиной $\sim 400\text{ \AA}$. Общая схема структуры дана на рис. 1, а.

На созданных образцах структур измерялись стационарные вольт-амперные характеристики (ВАХ) и фотоэлектрические параметры структур с использованием стандартных измерительных схем и приборов.

На рис. 2 приведена типичная зависимость прямого тока (положительный потенциал на Pd) от приложенного напряжения для одного из образцов, измерения при $T = 300^\circ\text{K}$. Наблюдаются два степенных участка ВАХ: на первом (для различных образцов) $I \propto V^{1.2\text{--}1.5}$

(до $V \leq 0.2\text{ В}$) и на втором $I \propto V^3$. На рис. 3 представлена спектральная фоточувствительность структуры в области длин волн $\lambda > 0.6\text{ мкм}$. Она характерна наличием двух относительно узких полос с $\lambda_{\text{max}} = 0.95$ и 2.65 мкм . Первая, очевидно, определяется величиной фотоэдс гетероперехода $n^+\text{-ZnO-p-Si}$, вторая, более слабая по абсолютной величине фотосигнала, — барьером Шоттки $n\text{-ZnO-Pd}$.

Отличительной особенностью механизма токопереноса в структуре является отрицательная фоточувствительность, т.е. уменьшение (гашение) темнового прямого тока I_d при возбуждении светом из спектрального интервала $0.7\text{--}1.2\text{ мкм}$ (рис. 4). Спектральная кривая гашения представляет собой перевернутую кривую фоточувствительности (см. рис. 3). При обратном смещении наблюдается только положительная фоточувствительность.

Приложенное прямое смещение распределяется по трем областям структуры:

$$V = V_1 + V_2 + V_3, \quad (1)$$

где V_1 — падение напряжения на барьере Шоттки Pd-n-ZnO , V_2 — напряжение на слое $n\text{-ZnO}$, V_3 — напря-

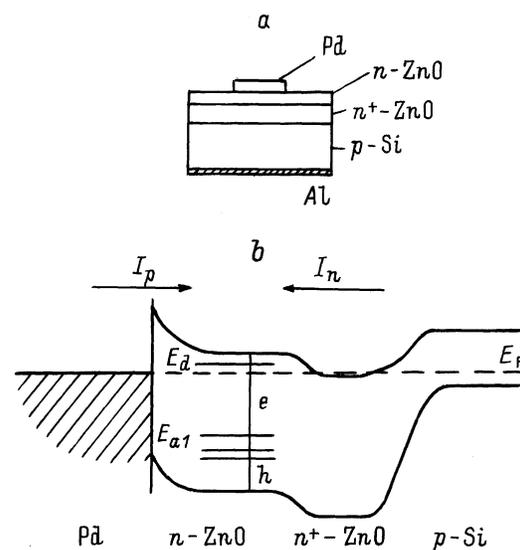


Рис. 1. Технологическая схема (а) и предполагаемая зонная схема (б) структуры $p\text{-Si-n}^+\text{-ZnO-n-ZnO-Pd}$.

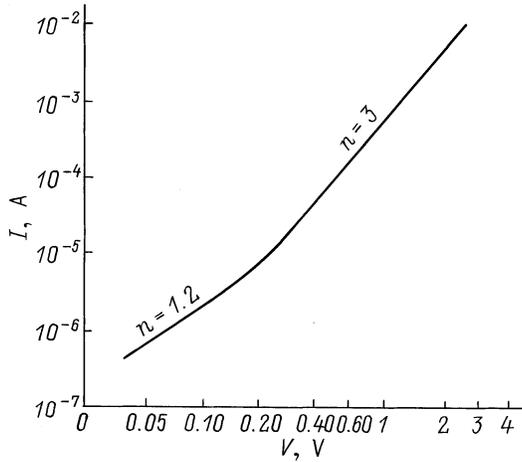


Рис. 2. Прямая ветвь вольт-амперной характеристики структуры $p\text{-Si-}n^+\text{-ZnO-}n\text{-ZnO-Pd}$.

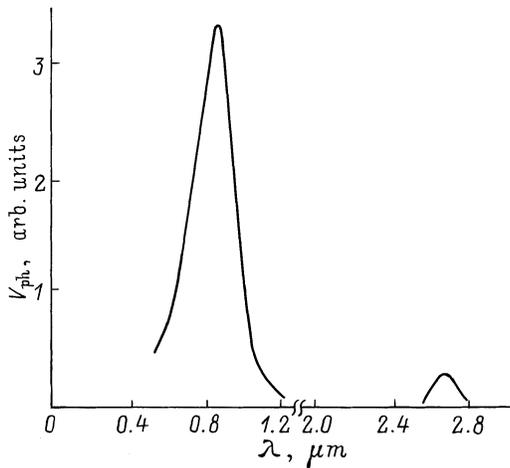


Рис. 3. Спектральная фоточувствительность структуры $p\text{-Si-}n^+\text{-ZnO-}n\text{-ZnO-Pd}$.

жение на гетерогранице $n^+\text{-ZnO-p-Si}$. Наличие протяженной области кубической зависимости тока от напряжения на ВАХ дает основание предположить, что основная часть приложенного смещения падает на слой $n\text{-ZnO}$ и в этой связи можно считать, что $V_2 \gg V_1$ и $V_2 > V_3$. Такая степенная зависимость $I(V)$ характерна для механизма двойной инжекции носителей в дрейфовом приближении. Согласно теории,

$$I \approx \mu_n \mu_p \tau_p V^3 / L^5, \quad (2)$$

где L — толщина высокоомного слоя ($n\text{-ZnO}$), $\mu_{n,p}$ — подвижности электронов или дырок, τ_p — время жизни дырок.

Грубая оценка величины τ_p из этого соотношения при $\mu_p \ll 1 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с} \leq \mu_n$ показывает очень низкую величину порядка или менее 10^{-10} с. Инжекция электронов в слой $n\text{-ZnO}$ идет со стороны $n^+\text{-ZnO}$ (рис. 1, *b*), а инжекция дырок — со стороны Pd. Как показано в работе [4],

соотношение (2) вытекает из условия, что распределение инжектированных дырок имеет резко выраженный минимум. В нашем случае этот минимум находится ближе к гетерогранице Pd- $n\text{-ZnO}$. Время пролета электронов

$$t_{tr} = \frac{L^2}{\mu_n V}$$

в нашем случае составляет $10^{-11} - 10^{-12}$ с и соответствует условиям так называемой диэлектрической релаксации, когда $t_{tr} \ll \tau_M, \tau_p$, где τ_M — время максвелловской релаксации. В этом режиме роль термически равновесных носителей несущественна, и нейтрализация объемного заряда осуществляется инжектируемыми электронами и дырками. В этой области не наблюдается эффекта отрицательной фоточувствительности. Он характерен для переходной области ВАХ при невысоких уровнях инжекции. На наш взгляд, объяснить механизм гашения прямого тока светом в исследованных структурах можно основываясь на особенностях механизма захвата и рекомбинации носителей в слое $n\text{-ZnO}$. Аналогичный эффект (отрицательная фотопроводимость) наблюдался в Ge при генерации неосновных носителей на уровень примеси [5]. Проблема возможного увеличения сопро-

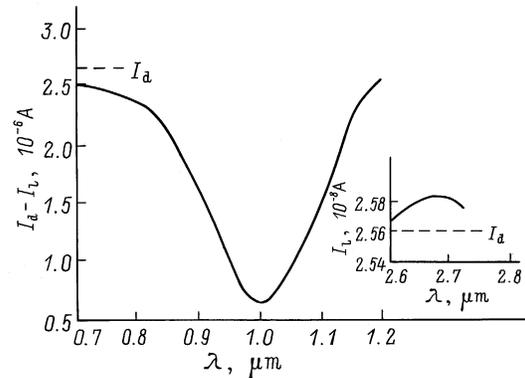


Рис. 4. Гашение тока светом ($I_d - I_l$) в диодной структуре $p\text{-Si-}n^+\text{-ZnO-}n\text{-ZnO-Pd}$ в зависимости от длины волны излучения; I_d — темновой ток, I_l — ток при освещении структуры. На вставке — положительная фоточувствительность при возбуждении инфракрасным излучением в диапазоне $\lambda = 2.6 - 2.7$ мкм.

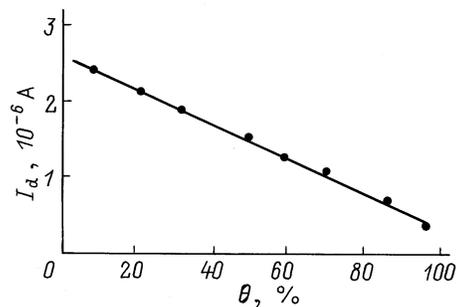


Рис. 5. Гашение темнового тока I_d в зависимости от интенсивности θ возбуждающего излучения ($\lambda = 0.98$ мкм).

тивления в полупроводниках при инжекции неосновных носителей обсуждалась, в частности, в [6].

В нашем случае можно предположить, что в результате технологического процесса создания структуры, и в особенности слоя $n\text{-ZnO}$, в нижней половине запрещенной зоны этого слоя образовались скомпенсированные акцепторные уровни E_{ai} (рис. 1, *b*). Эти уровни, естественно ожидать, должны обладать высоким сечением захвата неосновных носителей, дырок. Возможно, что один из уровней E_{ai} имеет большую концентрацию N_{a1} и наиболее эффективен в процессе рекомбинации. Уровень E_d донорного типа лежит выше равновесного уровня Ферми E_F и энергия ионизации $E_d \gg kT$, т.е. скорость термического возбуждения электронов в зону проводимости, пропорциональная $\gamma m \exp(-E_d/kT)$, невелика (m — число заполненных центров). При возбуждении светом с длиной волны, соответствующей собственному поглощению кремния, на гетеропереходе генерируются электронно-дырочные пары, создающие фототок. При этом неравновесные электроны термализуются в слое $n^+\text{-ZnO}$, а дырки, неосновные носители в $n\text{-ZnO}$, захватываются на эффективные рекомбинационные центры E_{a1} в этом слое. Для этих центров вероятность рекомбинации пропорциональна произведению коэффициента захвата электронов γ_n на концентрацию темновых носителей n , причем

$$\gamma_n n > \gamma_p P_v \exp\left(-\frac{E_g - E_{ai}}{kT}\right), \quad (3)$$

где P_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне, и коэффициент захвата электронов γ_n больше коэффициента захвата центрами E_{ai} . В этих условиях высокая скорость рекомбинации световых неравновесных дырок с темновыми электронами приводит к гашению прямого темнового тока. Величина гашения, определенная как $I_d - I_l$ (I_d — темновой ток, I_l — ток при освещении структуры), зависит от концентрации неравновесных дырок и возрастает с ростом интенсивности света (рис. 5). Характерная спектральная кривая гашения (рис. 4), очевидно, связана с изменением коэффициента собирания электронно-дырочных пар. Высокая скорость рекомбинации на границе раздела $n^+\text{-ZnO-p-Si}$, вероятно, сильно снижает этот коэффициент; то же самое происходит на длинноволновом участке. В обоих случаях соответственно снижается поток световых дырок на уровне E_{a1} , падает темп рекомбинации, что приводит к кривой гашения, напоминающей перевернутую кривую спектральной фоточувствительности. Высокой скоростью поверхностной рекомбинации и в прилегающем слое объемного заряда можно объяснить узкую полосу фотоответа с $\lambda_{\max} = 2.65$ мкм. Эту полосу мы связываем с переходом электронов через барьер Шоттки из Pd в слой $n\text{-ZnO}$. В этой полосе наблюдалась только положительная фоточувствительность (см. вставку на рис. 4). Это подтверждает предположение, что определяющую роль в возникновении отрицательной фоточувствительности в структурах играет генерация неосновных носителей.

Следует отметить, что измерения температурной зависимости гашения показали, что этот эффект наблюдается при $T > 120$ К, увеличиваясь с ростом температуры. При $T < 120$ К обнаруживается только положительная фоточувствительность. Это указывает на ограниченные условия наблюдения гашения тока светом. При низких температурах падает концентрация темновых носителей и изменяется положение уровня Ферми по отношению к уровням E_d и E_{a1} , что резко изменяет механизмы захвата и рекомбинации и приводит к исчезновению эффекта гашения.

Список литературы

- [1] С.В. Слободчиков, Х.М. Салихов, Е.В. Руссу. ФТП, **33**, 435 (1999).
- [2] M. Shimizu, T. Horii, T. Shiosaki, A. Kawabata. Thin Sol. Films, **96**, 149 (1982).
- [3] K. Ito. Surf. Sci., **86**, 345 (1979).
- [4] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ф. Лейдерман. Токи двойной инжекции в полупроводниках (М., Сов. радио, 1978) гл. 3, с. 115.
- [5] F. Stöckmann. Zs. Phys., **143**, 348 (1955).
- [6] C. Popescu, H.K. Henisch. Phys. Rev., **14** (2), 517 (1976).

Редактор Т.А. Полянская

The quenching of current by light in $p\text{-Si-}n^+\text{-ZnO-}n\text{-ZnO-Pd}$ diode structures

S.V. Slobodchikov, Kh.M. Salikhov, E.V. Russu, Y.G. Malinin

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia