

Ш. Д. КУРМАШЕВ¹, И. М. ВИКУЛИН², Р. Г. СИДОРЕЦ³, А. Н. СОФРОНКОВ⁴¹ Одесский национальный университет им. И. И. Мечникова, Одесса, Украина² Одесская национальная академия связи им. А. С. Попова, Одесса, Украина³ ГП научно-исследовательский институт «Темп», Одесса, Украина⁴ Ополевикий государственный университет, Ополе, Польша

ИНЖЕКЦИЯ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОВЕРХНОСТНО-БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ Si : Au

Обсуждается инжекция носителей заряда в поверхностно-барьерных структурах Ni—Si:Au при прямом смещении в приближении термоэлектронной эмиссии — диффузии. Показано, что коэффициент инжекции γ может быть достаточно большим при наличии диэлектрической прослойки (SiO_2) между металлом и полупроводником. Повышение удельного сопротивления исходного материала и снижение температуры также способствует росту γ .

Для эффективной работы инжекционных фотоприемников, светодиодов, полупроводниковых лазеров необходимо обеспечить достаточно сильную электрическую инжекцию носителей заряда из контакта в объем полупроводника. В случае поверхностно-барьерных структур (ПБС) инжекция неосновных носителей (НН) заряда достаточно затруднена. Тем не менее, как показывают исследования, инжекция НН оказывает существенное влияние на параметры и характеристики ПБС-структур [1]. Влияние инжекции НН в приближении теории термоэлектронной эмиссии — диффузии изучалось в [2, 3]. Показано, что при сравнимых концентрациях инжектированных дырок и доноров N_d (полупроводник n -типа) происходит замедление роста концентрации дырок в базе диода при увеличении прямого напряжения и замедление роста коэффициента инжекции γ (как известно, $\gamma = I_p / (I_n + I_p)$) — отношение тока неосновных носителей заряда к полному току через ПБС). Как правило, у поверхности полупроводника при контакте его с металлом образуется инверсный слой с повышенной концентрацией НН, из которого возможна их инжекция в объем полупроводника. Коэффициент инжекции γ можно повысить, если поместить между металлом и полупроводником тонкий диэлектрический слой [4]. Для очень тонких диэлектрических слоев эффект увеличения γ возникает преимущественно из-за того, что ток I_n (экстракция электронов из объема n -полупроводника) ограничен термоэмиссией и, следовательно, пропорционален вероятности туннельного прохождения электронов через оксидный слой. Дырочный ток из металла I_p определяется диффузией в квазинейтральной области и относительно слабо зависит от промежуточного диэлектрического слоя (рис. 1). Для более толстых диэлектрических слоев происходит большой сдвиг зон полупроводника относительно уровня Ферми металла и большее число дырок может туннелировать из металла в полупроводник. Этот эффект используется для увеличения инжекционной эффективности электролюминесцентных диодов [5].

Для создания структур с инжекционно — плазменным усилением (фотоприемники [6, 7], датчики газов [8], магниточувствительные сенсоры) на основе ПБС необходимо изготавливать структуры с возможно большим коэффициентом инжекции γ в объем полупроводника. В настоящей работе проводилось исследование инжекции в контакте никель-кремний, компенсированный золотом (Ni—Si : Au). Диэлектрической прослойкой между металлом и полупроводником служил оксид SiO_2 . Зависимость инжекционных свойств контактов от толщины диэлектрической прослойки изучалась на специально изготовленных биполярных транзисторных структурах из n -Si. Толщина диэлектрической прослойки регулировалась выдержкой на воздухе или прогревом образцов в течении определенного времени. Толщину слоя SiO_2 измеряли эллипсометрическим методом до операции нанесения Ni. На диодных структурах о толщине диэлектрического слоя можно было судить также по величине показателя идеальности β для прямых ветвей вольтамперных характеристик ($I \sim \exp(qV/\beta kT)$). Измерения проводили при $T = 300 \dots 77$ К.

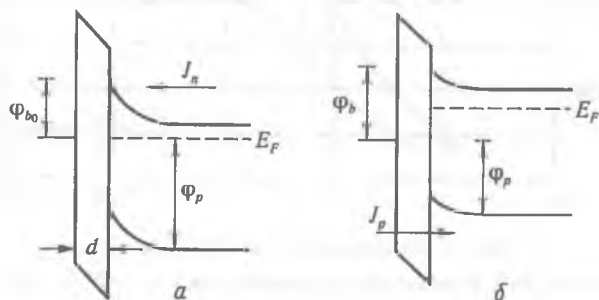


Рис. 1. ПБС с диэлектрической прослойкой между металлом и полупроводником:

a — в отсутствие электрического смещения; b — при прямом смещении

На рис. 2 показана зависимость коэффициента γ от прямого тока I для образцов на основе Si с равновесной концентрацией электронов $n_0 \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при разных толщинах слоя SiO_2

Показатель идеальности ВАХ β для графиков 1—3 составляет 1,09, 1,25 и 1,5 соответственно.

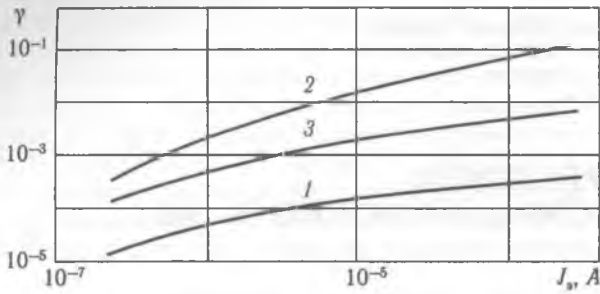


Рис. 2. Зависимость β от тока I_3 :

толщина базы 10 мкм; $T=300$ К; толщина слоя SiO_2 d , Å: 1 — 15; 2 — 25; 3 — 60

Установлено, что оптимальной с точки зрения инжекции толщиной диэлектрической прослойки является толщина $d=25\text{--}40$ Å. Это согласуется с данными работы [4]: часть приложенного напряжения падает на обедненном слое, что уменьшает высоту барьера Φ_p для НН туннелирующих из металла в полупроводник. При достаточно большом прямом смещении туннелирование дырок преобладает над термоэлектронной эмиссией. С ростом d электронный ток уменьшается в большей мере, чем дырочный, что способствует росту γ . Причиной этого является то, что ток I_p через тонкий оксид SiO_2 ограничен не условиями туннелирования, а областью объемного заряда полупроводника. Для относительно толстых оксидов ($d > 100$ Å) туннелирование дырочного тока ограничено и уменьшается с ростом d .

В значительной мере инжекционная способность контакта зависит от удельного сопротивления исходного кремния. На рис. 3 показана зависимость γ от внешнего смещения для ПБС,

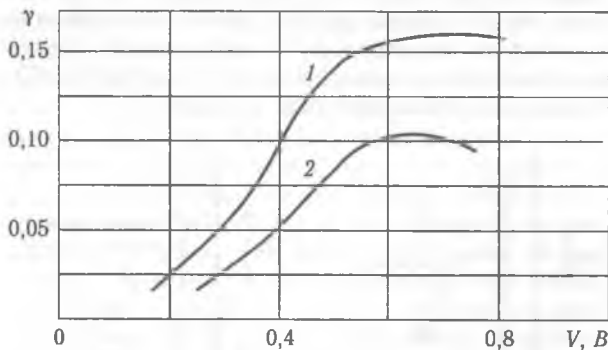


Рис. 3. Зависимость β от напряжения:

$d=20\text{--}30$ Å, концентрация электронов n_0 , см^{-3} : 1 — 10^{15} , 2 — 10^{17}

изготовленных в идентичных условиях, но с различными концентрациями мелкой легирующей примеси (фосфор). Толщина SiO_2 $d=20\text{--}30$ Å. Величина β проходит через максимум с ростом напряжения. Такой ход зависимости соответствует расчету коэффициента инжекции γ при наличии диэлектрической прослойки между металлом и полупроводником. Согласно диодной теории, в случае $I_p \ll I_n$ коэффициент

$\gamma \sim \exp(qV_1/kT)$, где V_1 — падение напряжения на диэлектрической прослойке. С ростом внешнего смещения V коэффициент β увеличивается. Высота потенциального барьера для электронного тока экстракции из полупроводника (см. рис. 1) изменяется на qV_2 (V_2 — падение напряжения на области пространственного заряда полупроводника), а для дырочного тока из металла в полупроводник как $q(V_1 + V_2 = V)$. Поэтому дырочный ток независимо от толщины барьера (ОПЗ) изменяется пропорционально $\exp(qV/kT)$.

Спад величины β с ростом напряжения, в соответствии с [2] может быть объяснен тем, что при сравнимых концентрациях дырок и донорной примеси происходит замедление роста концентрации дырок в базе при увеличении приложенного напряжения. Кроме того, в нашем случае, исходя из величины потенциального барьера $\Phi_p \approx 0,67$ эВ, можно утверждать, что у поверхности кремния существует инверсионный слой с повышенной концентрацией дырок, из которого возможна их инжекция при прямом смещении. Поскольку инжекция из металла ограничена (подход дырок к контакту контролируется термоэлектронной эмиссией) при определенном напряжении коэффициент β достигает максимального значения и затем с ростом V уменьшается.

Как видно из рис. 3, чем меньше концентрация равновесных носителей заряда в исходном полупроводнике, тем больше коэффициент инжекции. Этот результат качественно согласуется с уравнениями для коэффициента β , приведенными в [9]. Чем меньше эффективная концентрация примеси, задающая равновесную концентрацию основных носителей заряда, тем меньше потенциальный барьер для дырок (т. е. диффузионный потенциал меньше) и тем больше уровень Ферми при прямом смещении приближается к потолку валентной зоны полупроводника. Вклад дырочного тока в общий ток увеличивается. Кроме того, с ростом удельного сопротивления исходного полупроводника инжектированные носители в базе диода в большей степени двигаются в электрическом поле (дрейф), что увеличивает отток инжектированных носителей в объем базы ПБС. Таким образом, в нашем случае ток инжекции НН может быть сравним по величине с током экстракции электронов.

На рис. 4 показана зависимость β от тока, протекающего через ПБС (Ni — Si : Au) при

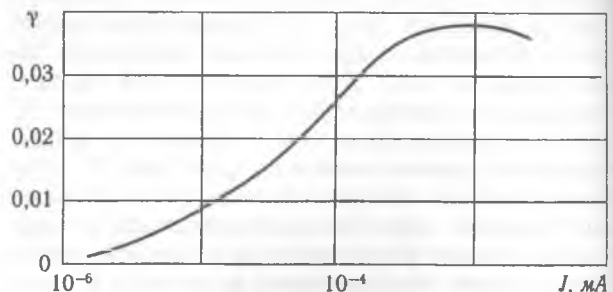


Рис. 4. Зависимость β от тока I для Ni — Si : Au — ПБС: $T=77$ К, $d=40$ Å

$T=77$ К. Диффузию золота в n -Si проводили при $T=900\text{--}1000$ °С. Удельное сопротивление ρ исходного материала (марки КЭФ) в результате компенсации повышалось с $10\text{--}100$ до $10^3\text{--}10^5$ Ом·см.

Концентрация золота составляла $10^{14}\text{--}10^{15}$ см $^{-3}$. Для данной структуры при обсуждении процессов токопереноса следует перейти от диодной теории к диффузионной, т. к. концентрация равновесных носителей в квазинейтральной области $n < 10^{14}$ см $^{-3}$. Дырочный ток в этом случае контролируется не только прохождением носителей заряда через диэлектрическую прослойку и ОПЗ, но также прохождением их через квазинейтральную область объема полупроводника. Для диффузионной теории коэффициент γ может изменяться от 0 до 1 в зависимости от параметров полупроводника, особенностей контакта и величины приложенного напряжения. Эксперименты показали, что в таких структурах реализуется фотоэлектрическое инжекционно-плазменное усиление.

Выводы

Показано, что высокого уровня инжекции в структурах Ni:Si можно достичь за счет наличия диэлектрической прослойки между металлом и полупроводником, повышения удельного со-

противления исходного материала и снижения температуры структур.

Литература

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. — М.: Мир, 1984. — 456 с.
2. Green M. A., Schewchun I. Minority carrier effects upon the small signal and steady state properties of Schottky diodes // Sol. St. Electr. — 1973. — V. 16, № 10. — P. 1141—1150.
3. Colzolari P. H., Graffi S., Pierini C. A numerical analysis of the Schottky barrier // Acta Freqenza. — 1972. — V. 10, № 9. — P. 690—695.
4. Card H., Rhoderick E. The effects of interfacial layer of minority carrier injection in forward — biased silicon Schottky diodes // Sol. St. Electron. — 1973. — V. 16, № 3. — P. 365—374.
5. Livingstone A., Turney K., Allen J. Electroluminescence in forward-biased zinc selenide Schottky diodes // Sol. St. Electron. — 1983. — V. 16, № 3. — P. 351—355.
6. Kurmashev Sh., Staffeev V., Vikulin I., Sofronkov A. Injection-amplification IR-photodiodes // Proc. Of SPIE. — 1997. — V. 3182. — Н. 59—67.
7. Курмашев Ш. Д., Викулин И. М., Софронков А. Н. Инжекционные фотодиоды в условиях полевого гашения неравновесной проводимости // Тр. 5-й международной конференции «Системы и средства передачи и обработки информации». — Одесса, 2001. — С. 94.
8. Курмашев Ш. Д., Гавдзик А. и др. Адсорбция водорода в Pd—Si: Au дисперсных структурах // Физика азродисперсных систем. — 1998. — Вып. 37. — С. 6—11.
9. Родерик Э. Х. Контакты металл — полупроводник. — М.: Радио и связь, 1982. — 209 с.