

- [3] Атақұлов Ш. Б., Неустроев Л. Н., Осипов В. В. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 12. С. 2235—2237.
- [4] Иконникова О. Г., Неустроев Л. Н., Осипов В. В. // Микроэлектрон. 1983. Т. 12. В. 5. С. 412—420.
- [5] Неустроев Л. Н., Осипов В. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 1. С. 59—65; 66—72. ФТП. 1987. Т. 21. В. 12. С. 2159—2162.
- [6] Неустроев Л. Н., Осипов В. В. // Поверхность. 1987. № 8. С. 12—16.
- [7] Неустроев Л. Н., Осипов В. В. // Микроэлектрон. 1988. Т. 17. В. 5. С. 399—416.
- [8] Бережная И. Л., Бирюлев В. И., Копилевич П. Г., Прокофьев В. А. // ФТТ. 1964. Т. 6. В. 9. С. 2873—2876.

Ферганский государственный
педагогический институт им. Улугбека

Получено 12.03.1990
Принято к печати 18.06.1990

ФТП, том 24, вып. 10, 1990

ДАТЧИК ЭЛЕКТРОНОВ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВОГО БАРЬЕРА ШОТТКИ СО СЛОЕМ ТУННЕЛЬНО-ПРОЗРАЧНОГО ДИЭЛЕКТРИКА

Скрышевский В. А., Литвиненко С. В., Стриха В. И.

Известно, что введение туннельно-прозрачного слоя диэлектрика толщиной $1.5 \div 3$ нм приводит к увеличению эффективности фотопреобразования структур с барьером Шоттки [1–6]. При теоретическом рассмотрении в рамках диффузионной [5, 6] и диодной [4] теории выпрямления в барьерах Шоттки предполагается, что основной механизм прохождения носителей заряда — надбарьерный с туннелированием через промежуточный слой. Фототок как основных, так и неосновных носителей заряда зависит от энергии квантов света и прозрачности промежуточного слоя.

Представляет интерес выяснение справедливости этих выводов для случая облучения данных структур частицами высоких энергий, например электронами. При этом возможно проявление следующих факторов: тока вторичных электронов и дырок, имеющих энергию выше потенциального барьера, изменения начального изгиба зон в барьере из-за эффектов накопления заряда в промежуточном слое, времени термализации высокоэнергетичных носителей заряда, генерируемых в ОПЗ полупроводника, существенного увеличения квантового выхода генерации электронно-дырочных пар, увеличения роли поверхностной рекомбинации и т. д.

Были исследованы структуры с барьером Шоттки на *p*-Si. Барьер формировался путем электронно-лучевого напыления Ti ($d=15$ и 100 нм). Туннельно-прозрачные диэлектрические слои ($d=1.0 \div 8.0$ нм) создавались методом анодирования Si в растворе KNO_3 в этиленгликоле. Облучение потоком электронов осуществлялось на электронном микроскопе BS242D «Tesla» с энергией 60 кэВ, ток электронов $10 \div 600$ мкА.

На рис. 1 приведены зависимости i_{k_s} от толщины SiO_2 с разными толщинами металла при облучении потоком электронов с различными величинами тока $i_{e,1}$. Как видно, зависимость $i_{k_s}(d_{SiO_2})$ немонотонна и имеет максимум при $d=2.5$ нм, не зависящий от значения тока электронов. Величина V_{xx} незначительно увеличивается при изменении толщины SiO_2 от 1 до 8 нм. Полученные зависимости аналогичны зависимостям для тех же структур, но для случая освещения светом [7]. Как и в случае освещения светом, при малых толщинах SiO_2 возрастание тока связывается с уменьшением роли ухода в металл основных носителей, имеющих энергию выше потенциального барьера. При толщинах > 2.5 нм сказывается уменьшение прозрачности слоя для неосновных носителей заряда (V_{xx} увеличивается за счет уменьшения темнового тока). Поэтому можно считать, что при облучении структур с барьером Шоттки элек-

тронным пучком с энергией в десятки кэВ время термализации неравновесных носителей меньше времени туннелирования их через барьер, процессы тунне-

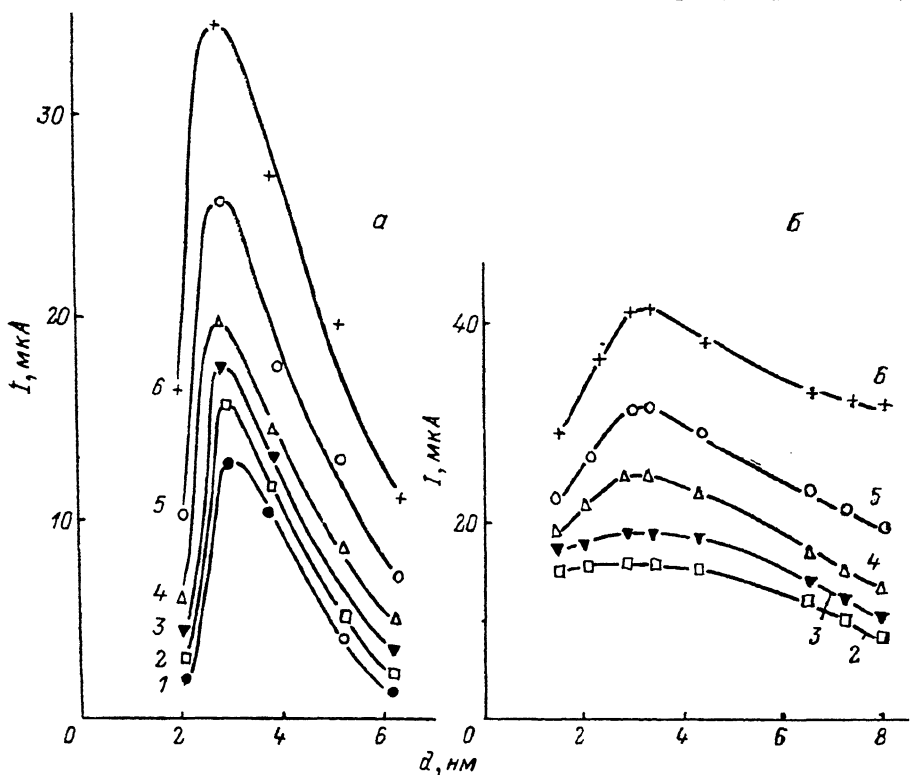


Рис. 1. Зависимости $i_{нз}$ от толщины промежуточного диэлектрического слоя при облучении электронным пучком с энергией электронов 60 кэВ и различным током пучка для структуры Ti—SiO₂—p-Si.

Толщина Ti, нм: а — 15, б — 100. Ток пучка электронов, мкА: 1 — 15, 2 — 30, 3 — 60, 4 — 120, 5 — 300, 6 — 600.

лирования неравновесных носителей заряда через промежуточный слой дают доминирующий вклад в фототок.

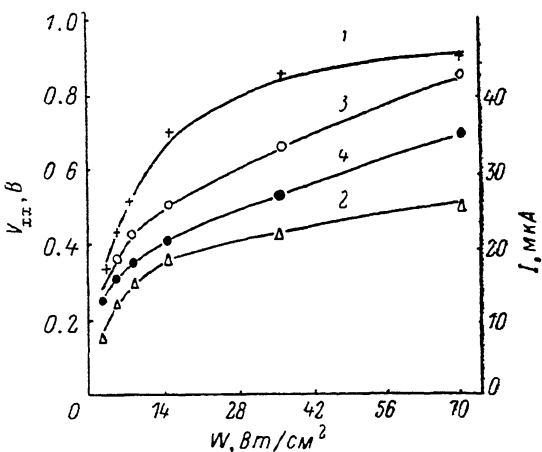


Рис. 2. Зависимость $i_{нз}$ и V_{xx} от тока электронного пучка при энергии электронов 60 кэВ. 1, 2 — V_{xx} ; 3, 4 — $i_{нз}$. d_{Ti} , нм: 1, 3 — 15; 2, 4 — 100.

В то же время присутствует ряд особенностей характеристик барьера Шоттки в режиме датчика электронов, связанных с большой энергией возбуждающего излучения. Во-первых, уменьшение толщины барьерного металла (а следо-

зательно, и увеличение энергии электронов, входящих до полупроводника) приводит к сглаживанию зависимости $i_{кс}(d_{SiO_2})$ (рис. 1, б). Во-вторых, в отличие от фотоэлектрического случая, когда $i_{кс}$ линейно, а V_{xx} логарифмически увеличивается с увеличением мощности падающего света W [8], для случая датчика электронов и V_{xx} , и $i_{кс}$ сублинейно зависят от W (рис. 2). Величина КПД уменьшается при увеличении падающей мощности пучка (для случая малых энергий электронов $\sim 1-3$ кэВ и малых W наблюдался рост КПД [9]).

Таким образом, на работу кремниевых структур с барьером Шоттки в качестве датчика электронов можно распространить выводы, вытекающие из рассмотрения фотоэлектрического режима, в частности о введении дополнительного промежуточного слоя между металлом и полупроводником. В то же время необходимо учитывать особенности, связанные с большой энергией возбуждения.

Список литературы

- [1] Shewchun J. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1980. V. ED-27. N 4. P. 705—724.
- [2] Саченко А. В., Снитко О. В. Фотоэффекты в приповерхностных слоях полупроводников. Киев, 1984. 232 с.
- [3] Вуль А. Я., Саченко А. В. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1364.
- [4] Зинец О. С., Кильчицкая С. С., Стриха В. И. // Гелиотехника. 1982. № 1. С. 15—19.
- [5] Victorovich P., Kamarinas G., Even P., Fabre E. // Phys. St. Sol. (a). 1978. V. A48. N 1. P. 137—147.
- [6] Green M. A., Godfrey P. B. // Appl. Phys. Lett. 1976. V. 29. N 9. P. 610—612.
- [7] Кильчицкая С. С., Литвиненко С. В., Стриха В. И., Мехел А. И. // Гелиотехника. 1983. № 3. С. 17—19.
- [8] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 2. М., 1984. 456 с.
- [9] Kalibjian R., Maeda K. // Sol. St. Electron. 1971. V. 14. N 3. P. 529—540.

Киевский государственный университет им. Т. Г. Шевченко

Получено 15.03.1990
Принято к печати 18.06.1990

ФТП, том 24, вып. 10, 1990

О ПРИРОДЕ 0.8 эВ ПОЛОСЫ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ЛЕГИРОВАННОМ ТЕЛЛУРИДЕ КАДМИЯ

Крусток Ю. И., Лью А. Э., Пайбе Т. Э.

Систематические исследования фотолюминесценции (ФЛ) CdTe в настоящее время в основном сосредоточены на излучательных переходах, обусловленных относительно мелкими уровнями, однако многие оптоэлектронные свойства определяются глубокими центрами. Вопрос о природе глубоких центров и связанных с ними полос ФЛ с $h\nu \leq 1.1$ эВ остается дискуссионным. Это касается и полосы с положением максимума при 0.8 эВ (1.55 мкм) [1-8]. Приведенные модели рекомбинационных процессов для этой полосы не позволяют однозначно объяснить все экспериментальные факты, что подтверждает необходимость дальнейших исследований. Наиболее перспективными, на наш взгляд, были бы исследования влияния химических условий приготовления материалов на их люминесцентные и электрические свойства. В данной работе исследуется влияние отжига легированного CdTe под контролируемым давлением паров компонентов на ФЛ в области 0.8 эВ.!

Исходным материалом¹ служил порошок CdTe, прошедший вакуумную сублимацию при 873 К в течение 3 ч. Медь вводили из водного раствора $CuCl_2$ в объеме, обеспечивающем расчетную концентрацию меди в CdTe ($N_{Cu} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Дополнительное легирование хлором ($N_{Cl} = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) проводили из раствора $CdCl_2$. Диффузию меди и хлора в CdTe осуществляли при 1073 К в течение 20 ч в эвакуированных кварцевых ампулах под собственным давлением паров компонентов. Приготовленные таким образом порошки под-