

- [1] Назыров Д. Э., Усачева В. П., Куликов Г. С., Малкович Р. Ш. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 12. С. 1102—1104.
 [2] Diffusion in Crystalline Solids / Ed. by G. E. Murch, A. S. Novick. N. Y., 1984. P. 90.
 [3] Назыров Д. Э., Регель А. Р., Куликов Г. С. // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1987. № 1122.

Ташкентский государственный университет им. В. И. Ленина

Получено 27.06.1988
 Принято к печати 19.10.1988

ФТП, том 23, вып. 3, 1989

ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В МТДП СТРУКТУРАХ

Манассон В. А., Комиссаров Г. П.

Исследования последних лет показали, что структуры металл—тонкий диэлектрик—полупроводник (МТДП) обладают многообразием свойств, представляющих интерес при создании новых приборов. В настоящем сообщении, по-видимому, впервые представлены фотоэлектрические характеристики МТДП структуры, обладающей на фоне внутреннего усиления фототока N -образной кривой зависимости фототока I_ϕ от приложенного к структуре напряжения.

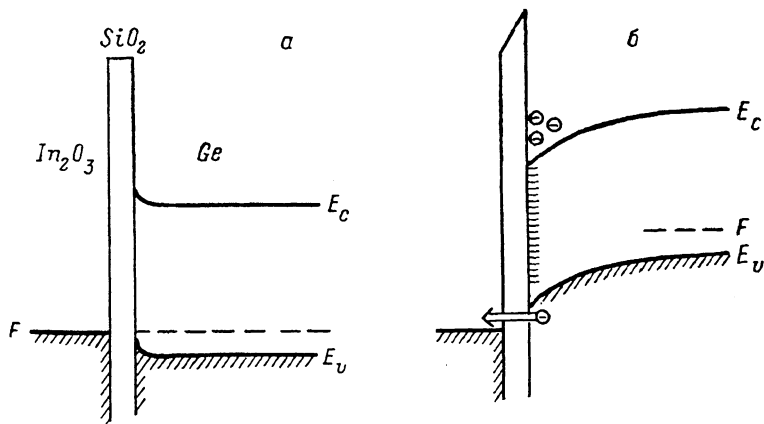
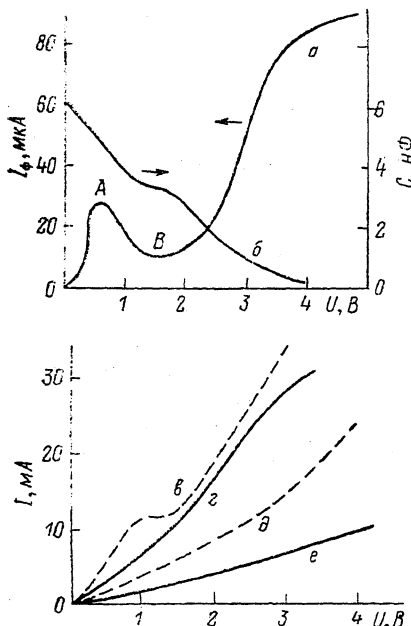


Рис. 1. Энергетическая диаграмма структуры в условиях равновесия (а) и при приложении запирающего смещения и освещения (б).

На рис. 1, а представлена зонная энергетическая диаграмма исследуемой структуры $n\text{-In}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2\text{-p-Ge}$ в равновесных условиях. В качестве базового материала использован дырочный германий с удельным сопротивлением 0.4 Ом·см. На фронтальной поверхности германиевой пластины ионно-плазменным методом сформирован слой двуоксида кремния толщиной ~ 15 нм. В качестве металла использован прозрачный окисел индия In_2O_3 с сильно вырожденным газом свободных электронов. Начальный изгиб зон в германии соответствует обогащению поверхности основными носителями заряда при комнатной температуре и слабому обеднению при температуре жидкого азота. Это следует из измерений фотоэдс, которая при освещении структуры монохроматическим излучением с длиной волны 0.95 мкм и интенсивностью 20 мВт/см² соответственно равнялась +2 и -45 мВ (полярность соответствует измерениям с заземленной базой).

Типичная кривая зависимости фототока I_{ϕ} от обратного напряжения U (плюс на затворе), наблюдаемая для исследуемых образцов при комнатной температуре, приведена на рис. 2 (кривая a). Измерения проводились при модулированном с частотой 2.5 кГц потоке излучения, интенсивность которого составляла 12 мкВт. Сопротивление нагрузки 10 Ом обеспечивало режим заданного напряжения, что должно было препятствовать возникновению неустойчивости тока в том случае, если бы полная дифференциальная проводимость также становилась отрицательной, N -образная зависимость фототока от напряжения наблюдалась в большинстве исследованных образцов, хотя отношение токов в экстремумах A , B и их положение на оси напряжений были различными.



В ряде структур, в том числе и в описываемой, фототок в точке A значительно превышает ток, вызванный фотогенерацией избыточных носителей заряда, что свидетельствует о реализации внутреннего усиления фототока. Так, в точке A на представленной кривой абсолютная токовая чувствительность равна 2.2 А/Вт, что соответствует коэффициенту усиления $M \geq 3$. Напряжения, при которых наблюдается внутреннее усиление фототока, настолько малы, что здесь наиболее вероятным механизмом усиления является модуляция потока электронов из валентной зоны германия в зону проводимости In_2O_3 через тонкий диэлектрик при накоплении фотогенерированных элект-

Рис. 2. Зависимости от напряжения U фототока (a), емкости (b), тока через структуру ($e-e$). Измерения при T , К: $a-g$ — 300, d, e — 77; b, z, e — в темноте, a, e, d — при освещении с интенсивностью 12 мкВт (a) и 1.2 мВт (e, d).

ронов в зоне проводимости германия или на поверхностных состояниях у границы Ge-SiO_2 (рис. 1, b) — механизм, аналогичный описанному впервые в [4]. Для этого механизма величина фототока находится в прямой зависимости от заряда, накопленного фотогенерированными электронами вблизи границы германий-окисел, который, в свою очередь, зависит от эффективной скорости рекомбинации. При высокой плотности поверхностных состояний определяющую роль в рассасывании заряда неосновных носителей может играть поверхностная рекомбинация. Хорошо известно, что в германии при комнатных температурах скорость поверхностной рекомбинации является немонотонной функцией поверхностного изгиба зон [2], достигает максимума при промежуточных изгибах, т. е. при обеднении поверхности обоими типами носителей заряда, и резко уменьшается при обогащающих или инверсионных изгибах.

Кривая b (рис. 2) свидетельствует об уменьшении емкости структуры с ростом напряжения, что характерно для расширения области пространственного заряда, сопутствующего увеличению поверхностного изгиба зон. Об этом свидетельствует и темновая вольтамперная характеристика (ВАХ), измеренная при комнатной температуре и представленная на рис. 2 (кривая z). В области малых напряжений, когда реализуется режим обогащения и слабого обеднения, ВАХ определяется падением напряжения на диэлектрике, и кривая отражает сверхлинейную зависимость тока от напряжения. С ростом напряжения рост тока замедляется, и при напряжениях, больших 2 В, уже наблюдается сублинейная зависимость тока от напряжения, характерная для реализации неравновесного обеднения [3]. Из сравнения кривых e и z , где жерва представляет собой зависимость полного тока от напряжения при освещении 1.2 мВт, видно, что минимум фототока приходится как раз на область напряжений, где темновая ВАХ меняет характер кривизны. По-видимому, при этих напряже-

ниях скорость поверхностной рекомбинации достигает максимальных значений. Это качественно согласуется с результатами измерения кинетики фототовета: минимальное время фототовета наблюдается также при этих напряжениях.

С понижением температуры колоколообразный характер изменения скорости поверхностной рекомбинации от напряжения размывается [2], что должно сопровождаться исчезновением N -образного участка на кривой $I_{\phi}(U)$. На рис. 2 приведены ВАХ структуры при освещении (кривая d) и в темноте (кривая e), измеренные при температуре жидкого азота. Видно, что в этих условиях фототок является монотонной функцией приложенного напряжения, что находится в согласии с предложенной моделью.

В заключение остановимся на вопросе, может ли данный механизм привести к появлению падающего участка на зависимости полного тока структуры от напряжения, что являлось бы предпосылкой возбуждения автоколебаний. Для этого необходимо, чтобы поверхностная рекомбинация не только компенсировала быстрый рост поверхностной концентрации электронов n_s , вызванный увеличением поверхностного изгиба зон y_s ($n_s \sim \exp(y_s)$ [3]), но и приводила бы к уменьшению n_s с ростом напряжения. Такое могло бы произойти, если бы скорость поверхностной рекомбинации возрастала с увеличением y_s быстрее, чем экспонента. В противном случае на ВАХ освещенной структуры может происходить лишь насыщение тока при возрастании напряжения, что и наблюдается в эксперименте (рис. 2, горизонтальный участок на кривой e).

Л и т е р а т у р а

- [1] Green M. A., Shewchun J. // Sol. St. Electron. 1974. V. 17. P. 349—365.
- [2] Пека Г. П. Физические явления на поверхности полупроводников. Киев, 1984. 214 с.
- [3] Вуль А. Я., Дидейкин А. Т., Козырев С. В. // Фотоприемники и фотопреобразователи. Л., 1986. С. 105—130.

Институт проблем
материаловедения АН УССР
Черновицкое отделение

Получено 27.06.1988
Принято к печати 21.10.1988

ФТП, том 23, вып. 3, 1989

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ПОДТВЕРЖДЕНИЕ МОДЕЛИ ТУННЕЛЬНЫХ ИЗБЫТОЧНЫХ ТОКОВ В $p-n$ -ПЕРЕХОДАХ НА АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ

Пасеков В. Ф.

Особенностью $p-n$ -переходов на узкозонных полупроводниках, и в частности на антимониде индия, является возможность протекания избыточных токов, связанных с туннелированием в инверсионный слой на поверхности сильно легированной области [1-5].

Теоретические модели, предполагающие прямое туннелирование зона-зона, рассмотрены в работах [2, 5]. Анализируется область градиента примеси вдоль мезы [2] или вдоль поверхности полупроводника [5] планарного p^+-n -перехода. В последней работе [5] показано, что условия, достаточные для туннелирования, могут возникнуть при наличии положительного поверхностного заряда в диэлектрической пленке, покрывающей планарный $p-n$ -переход, что приведет, в частности, к уменьшению дифференциального сопротивления $p-n$ -перехода. Приведены простые формулы для проводимости $p-n$ -перехода, обусловленной туннельным механизмом.

Для подтверждения применимости модели к диодам из антимонида индия целесообразно сравнение теории с экспериментальными зависимостями, на-