

ческого поля. При этом в соответствии с (10), (11) переменная составляющая тока будет сдвинута по фазе относительно приложенного давления, причем фазовый сдвиг зависит от частоты нагружения и параметра τ . Кроме того, амплитуда переменной составляющей тока также будет зависеть от ω и времени междолинного перераспределения.

Таким образом, измеряя сопротивление образца в направлении действия давления и в поперечном направлении, можно определить анизотропию подвижности носителей в долине, а по измерению разности фаз между током и давлением оценить время релаксации процесса междолинного перераспределения носителей тока.

Список литературы

- [1] Бир Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
- [2] Баранский П. И., Буда И. С., Даховский И. В. Теория термоэлектрических и термомагнитных явлений в анизотропных полупроводниках. Киев, 1987. 272 с.

Институт прикладных проблем
механики и математики АН УССР
Львов

Получено 9.08.1990
Принято к печати 28.11.1990

ФТП, том 25, вып. 4, 1991

ТИРИСТОРНЫЙ ЭФФЕКТ В ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ $n-p-n-p$ НА $PbTe$, СОЗДАННЫХ МЕТОДОМ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

Лигер В. В.

Ионная имплантация широко используется при изготовлении фотодиодов из халькогенидов свинца [1, 2]. Для активации легирующей примеси обычно проводят послеимплантационный отжиг радиационных дефектов. Возможно также создание качественных $n-p$ -переходов и без проведения такого отжига [3]. В качестве легирующей примеси в этом случае выступают радиационные дефекты. При этом профиль распределения концентрации носителей в имплантированной области зависит от режима имплантации и может быть весьма сложным.

В работе исследованы структуры, полученные при имплантации ионов цинка с энергией 150 кэВ и плотностью тока 3 мкА/см² в $PbTe$ p -типа без последующего отжига. Концентрация и подвижность дырок в объеме исходных кристаллов при 77 К составляли $(1 \div 2) \cdot 10^{18}$ см⁻³ и $(1 \div 2) \cdot 10^4$ см²/В·с соответственно.

Наличие неоднородного распределения концентрации носителей в имплантированном слое (ИС) и качественный профиль этого распределения определяли путем сканирования микроэлектрическим зондом вдоль сошлифованной под углом боковой поверхности ИС (рис. 1, а) либо по распределению фотоэдс вдоль этой поверхности при однородной засветке. Термозондирование проводили при комнатной температуре, а фотоэлектрическое — при 77 К. Распределение термоэдс и фотоэдс вдоль боковой поверхности ИС для двух разных образцов показано на рис. 1, б. То обстоятельство, что и термоэдс, и фотоэдс на некотором расстоянии от поверхности меняют знак, свидетельствует о том, что в глубине имплантированной области существует слой n -типа, а на поверхности и в объеме материала — слой p -типа проводимости. Существование слоя n -типа является следствием ионной имплантации и связано с образованием радиационных дефектов [4]. Слой p -типа на поверхности появляется в узком интервале доз имплантации при большой плотности ионного тока и связан, вероятно, с радиационным отжигом дефектов в поверхностном

слое. Толщина ИС зависит от режима имплантации и может достигать 10 мкм и более. Напыление индиевых контактов на поверхностный p -слой приводит к инверсии типа проводимости и образованию мелкого $n-p$ -перехода [5]. Таким образом, формируется четырехслойная $n-p-n-p$ -структура, в которой оба p -слоя электрически замкнуты между собой, так что внутри кристалла образуется локальная область с проводимостью n -типа (рис. 2, a).

Семейство вольт-амперных характеристик (ВАХ) такой структуры показано на рис. 2, b . Характеристики имеют S -образный вид с участком отрицательного дифференциального сопротивления. При увеличении напряжения на структуре от нуля до некоторого значения $U = U_{\text{вкл}}$ происходит переключение структуры из состояния с низкой проводимостью в состояние с высокой проводимостью. Величина $U_{\text{вкл}}$ зависит от уровня освещенности ИС. Темновое значение $U_{\text{вкл}}$ равно $550 \div 600$ мВ. Соответствующий ток равен ≈ 0.7 мА

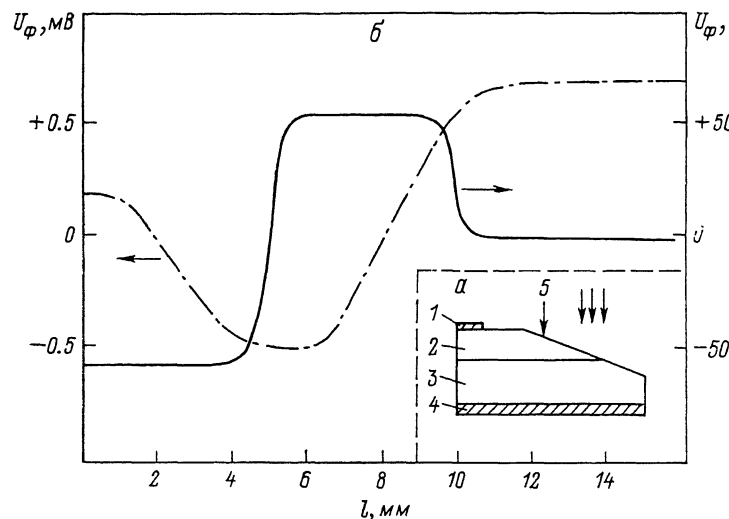


Рис. 1.

a — исследуемая структура: 1 — верхний контакт, 2 — имплантированная область, 3 — базовая область, 4 — базовый контакт, 5 — электрический зонд; b — распределение фотоэдс U_{ϕ} (сплошная линия) и термоэдс U_T (штрихпунктирная) вдоль наклонной поверхности структуры, l — расстояние вдоль этой поверхности начиная от верхнего контакта.

в выключенном и 40 мА во включенном состояниях при площади перехода $3 \cdot 10^{-3}$ см². При обратном ходе прямой ветви ВАХ происходит переключение из высоко- в низкопроводящее состояние при $U = U_{\text{выкл}}$. Величина $U_{\text{выкл}}$ лежит в интервале $200 \div 225$ мВ, соответствующее значение тока во включенном состоянии ≈ 2 , а в выключенном — ≈ 0.1 мА.

С увеличением освещенности перехода величина $U_{\text{вкл}}$ уменьшается, и при $U_{\text{вкл}} \approx (200 \div 225)$ мВ участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением исчезает. Это соответствует плотности излучения $5 \cdot 10^{-3}$ Вт/см² при использовании в качестве излучателя абсолютно черного тела с температурой 500 К. Переключение из низкопроводящего в высокопроводящее состояние происходит не только при условии $U \geq U_{\text{вкл}}$, но и при $U < U_{\text{вкл}}$ с помощью импульса света. Таким образом, структура ведет себя как фототиристор, красная граница спектральной чувствительности которого соответствует ширине запрещенной зоны РbТе и составляет ≈ 5.7 мкм при температуре 77 К.

Обратные ветви ВАХ описываются степенной зависимостью $I \sim U^c$. В диапазоне напряжений $0 > U > -(150 \div 250)$ мВ протекание тока имеет почти омический характер и $c \approx 1$, при более высоких обратных напряжениях коэффициент c увеличивается и для разных образцов варьирует в пределах $2.5 \div 4$, слабо меняясь с температурой. Это свидетельствует о преимущественно туннельном механизме протекания тока при больших обратных смещениях. Омический характер обратной ветви ВАХ на начальном участке связан с поверхностными

утечками. Туннельный пробой ответстен, вероятно, и за сравнительно низкое значение $U_{вк.л}$ на прямой ветви ВАХ. Использование кристаллов с $p < 10^{18} \text{ см}^{-3}$ позволит резко уменьшить величину туннельного тока [6] и, следовательно, увеличить $U_{вк.л}$.

ВАХ хорошо воспроизводима при циклировании, однако ее температурная и временная стабильность невысока. Участок с отрицательным дифференциаль-

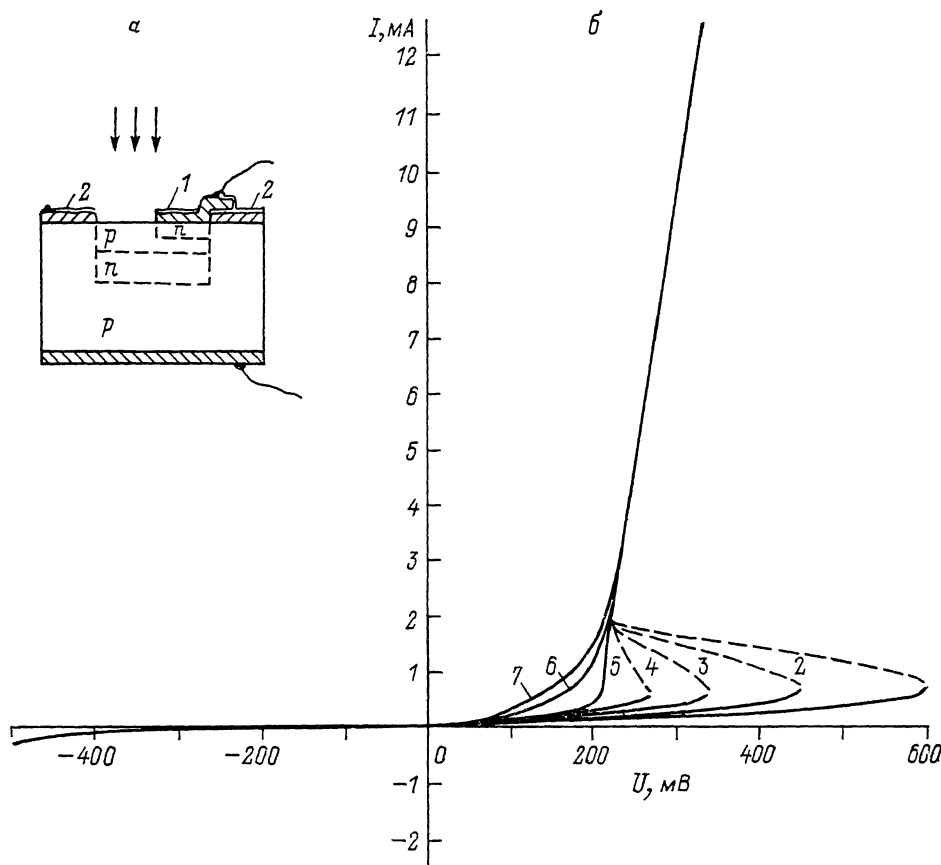


Рис. 2.

a — четырехслойная структура: 1 — индиевый контакт, 2 — диэлектрик; b — вольт-амперные характеристики при различной освещенности; большей цифре на кривой соответствует большая освещенность, 1 — темновая ВАХ.

ным сопротивлением исчезает после отжига в течение 15 мин при 200°C , а при комнатной температуре — через 2000 ч. Термовондирование показало, что поверхностные слои p - и n -типа не исчезают, но характеристики барьера Шоттки ухудшаются. Использование пассивирующих покрытий, возможно, повысит температурную стабильность таких структур [7].

Автор благодарит Л. А. Евменьева за помощь в изготовлении образцов.

Список литературы

- [1] Donnelly J. P., Harman T. C., Foyt A. G., Lindley W. T. // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 20. N 8. P. 279—281.
- [2] Palmeshofer L. // Appl. Phys. 1984. V. A34. N 2. P. 139—153.
- [3] Donnelly J. P., Harman T. C., Foyt A. G. // Appl. Phys. Lett. 1971. V. 18. N 6. P. 259—261.
- [4] Tao T. F., Wang C. C., Sunier J. W. // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 20. N 7. P. 235—237.
- [5] Baars J., Basset D., Schyl M. // Phys. St. Sol. (a). 1978. V. 49. N 2. P. 483—488.
- [6] Anderson W. W. // Infr. Phys. 1980. V. 20. N 6. P. 353—381.
- [7] Берченко Н. Н., Евстигнеев А. И., Ерохов В. Ю., Матвеевко А. В. // Зарубежн. электрон. техн. 1981. № 3. С. 68.

Получено 13.11.1990
Принято к печати 28.11.1990