

ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЗМОВ ПРОХОЖДЕНИЯ ТОКА В КОНТАКТЕ Au—InAs *p*-ТИПА ПРИ ИМПЛАНТАЦИИ ПРОТОНОВ

Кольцов Г. И., Крутенюк Ю. В.

Исследовано влияние дозы имплантированных протонов на вольт-амперные характеристики контакта Au—InAs *p*-типа. Обнаружен немонотонный характер этого влияния, связанный с тем, что первоначальное накопление электрически активных дефектов приводит к подавлению туннельных компонент тока и снижению эффективности лавинного умножения при обратных смещениях, что в свою очередь ведет к улучшению выпрямляющих свойств контакта. Дальнейшее увеличение концентрации состояний в запрещенной зоне с повышением дозы имплантации приводит к возникновению проводимости по этим состояниям и преобразованию контакта в омический.

В предыдущей работе по исследованию контактов Au—InAs *p*-типа было показано, что имплантацию протонами можно эффективно использовать для управления свойствами таких контактов как для улучшения их выпрямляющих характеристик, так и для формирования омических контактов [1]. В работе [2] подробно проанализированы температурные зависимости ВАХ и производных от нее характеристик для неимплантированных контактов Au—InAs *p*-типа при $p = (6 \div 7) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что позволило определить механизмы переноса тока в такой структуре. В частности, на фоне термоэмиссионного тока был обнаружен эффект двухступенчатого туннелирования, наблюдавшийся ранее только для высоколегированного InAs, при $p \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [3, 4]. Причем из-за сравнительно невысокого потенциального барьера ($\varphi_B = 0.38 \text{ эВ}$), полученного по предложенной нами технологии формирования контактов [1, 2], двухступенчатое туннелирование начиналось только при определенной температуре. Было показано также влияние поверхностных состояний на перенос носителей заряда. В данной работе мы делаем попытку подобного анализа для контактов Au—InAs *p*-типа [$p = (6 \div 7) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$], имплантированных протонами с энергией 150 кэВ. Использовались следующие дозы: 10^{11} , 10^{12} и 10^{13} см^{-2} . Технология изготовления структур описана в работах [1, 2]. Формирование меза-структуры после облучения не изменяло ВАХ. Это означает, что утечки по имплантированной поверхности, не занятой металлизацией, не оказывали существенного влияния на результаты измерений.

Как упомянуто выше, основной особенностью исходного контакта было появление при нагревании двухступенчатого туннелирования, которое проявляется на зависимости проводимости от напряжения в виде максимума (см. [2], рис. 3). Такие же зависимости для имплантированных образцов приведены на рис. 1, на котором видно, что аналогичный максимум наблюдается и после имплантации дозами 10^{11} и 10^{12} см^{-2} . Сравнение с необлученным образцом показывает, что имплантация частично подавляет процесс двухступенчатого туннелирования. Это связано с изменением прозрачности двух потенциальных барьеров, ответственных за этот процесс. Прозрачность первого барьера (диэлектрического зазора между металлом и инверсионным слоем *n*-типа) увеличивается при имплантации, а прозрачность второго (области ОПЗ полупроводника) уменьшается, так как увеличивается ширина ОПЗ за счет компенсации InAs *p*-типа донорными состояниями радиационных дефектов.

Следует также отметить, что для неимплантированного образца при низких температурах и прямых смещениях на зависимости проводимости от напряжения наблюдался небольшой перегиб [2], характеризующий распределение по энергиям плотности состояний, участвующих в туннелировании. При имплантации этот перегиб исчезает. Причем если для исходного образца кривые проводимости при низких температурах (77—120 К) практически не зависели от температуры, то на имплантированных они меняются с температурой. Это свиде-

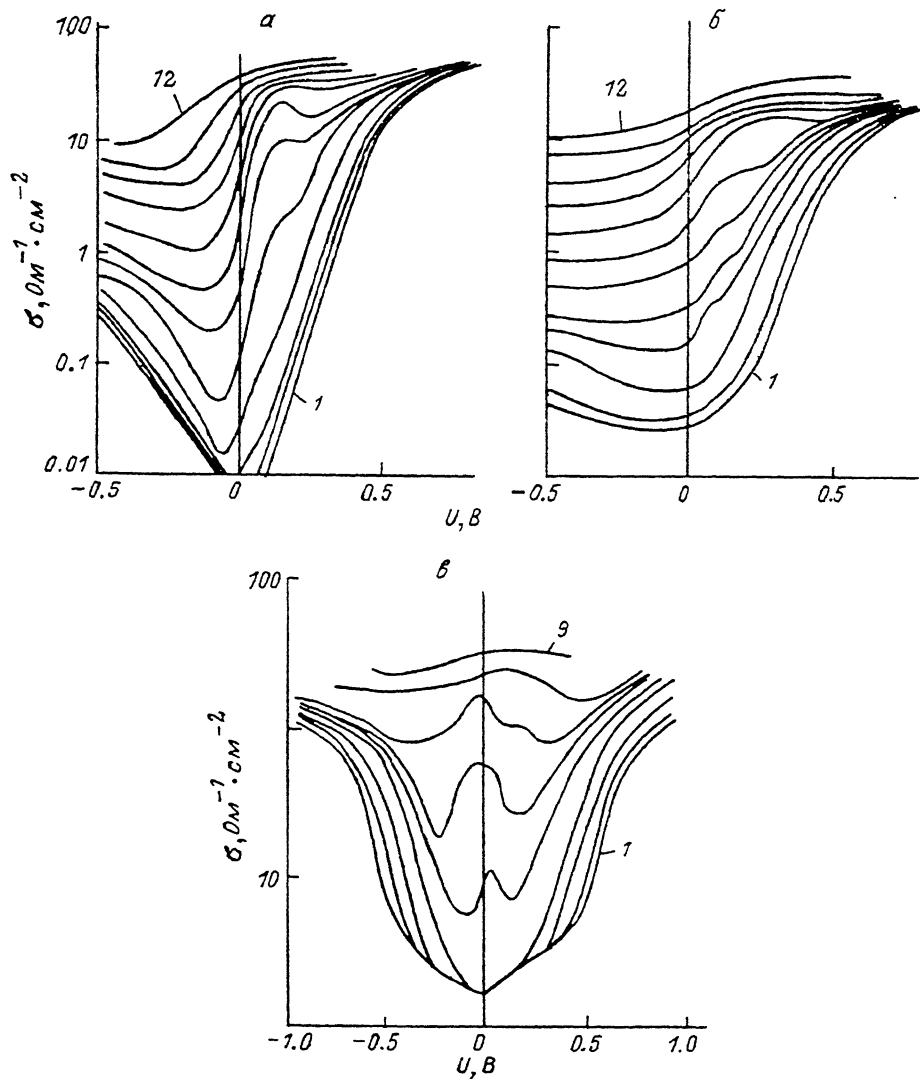


Рис. 1. Проводимость контакта Au—InAs *p*-типа для различных доз (*D*) имплантации.

а) $D=10^{14}$ см⁻²; *T*, К: 1 — 78, 2 — 109, 3 — 130, 4 — 155, 5 — 176, 6 — 194, 7 — 210, 8 — 229, 9 — 244, 10 — 259, 11 — 271, 12 — 298; б) $D=10^{14}$ см⁻²; *T*, К: 1 — 78, 2 — 118, 3 — 143, 4 — 166, 5 — 178, 6 — 196, 7 — 211, 8 — 229, 9 — 245, 10 — 259, 11 — 273, 12 — 298; в) $D=10^{13}$ см⁻²; *T*, К: 1 — 78, 2 — 109, 3 — 133, 4 — 173, 5 — 209, 6 — 229, 7 — 244, 8 — 263, 9 — 273.

тельствует о том, что процесс туннелирования, ранее преобладавший, после имплантации начинает играть менее существенную роль, и влияние состояний на границе раздела металл—полупроводник также снижается.

Кривые проводимости для дозы имплантации, равной 10^{13} см⁻², имеют совершенно иной вид. Они практически симметричны относительно нуля смещения и в температурном интервале от 77 до 170 К эти кривые при малых смещениях сливаются в одну линию. При дальнейшем увеличении температуры на графиках при нуле смещения появляется максимум. Амплитуда максимума относительно дна долин с увеличением температуры сначала растет, а затем

максимум начинает сглаживаться, и уже при $T \gg 260$ К проводимость практически не зависит от напряжения и контакт становится омическим.

Очевидно, при имплантации протонов с дозой 10^{13} см $^{-2}$ у поверхности формируется нарушенный слой с большим количеством уровней с различной энергией в запрещенной зоне. Перенос тока в такой системе может быть обусловлен прыжковой проводимостью с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям в запрещенной зоне при участии фононов и полевого эффекта или диффузией и дрейфом, когда имеют место расширение примесных уровней и перекрытие их с краями запрещенной зоны при повышении температуры [5]. Для низких температур, судя по зависимостям, преобладает полевой эффект, к которому по мере возрастания напряжения, вызывающего разогрев электронов, добавляется прыжковая проводимость с участием фононов. Наличие минимума на кривой проводимости при высоких температурах может быть связано с эффектом разогрева носителей или с изменением сечения рассеяния на дефектах в зависимости от энергии электронов.

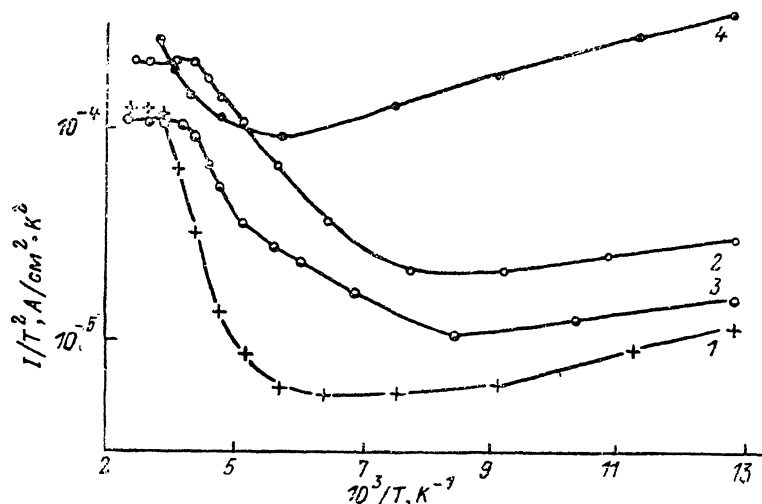


Рис. 2. Температурная зависимость тока для обратных ВАХ при $U=0.4$ В.

D , см $^{-2}$: 1 — 0, 2 — 10^{11} , 3 — 10^{12} , 4 — 10^{13}

Рассмотрим теперь температурные зависимости тока при прямом смещении $V=0.4$ В, которые показаны на рис. 2. Масштаб по оси ординат $-\lg(I/T^2)$ выбран для того, чтобы отделить надбарьерный механизм прохождения тока, соответствующий термоэмиссии, от туннельного механизма со слабой температурной зависимостью. Первому соответствует участок с отрицательным наклоном, который наблюдается при больших температурах, второму — участок с небольшим положительным наклоном при низких температурах. Оценка φ_B по значению ширины запрещенной зоны (E_g) для температуры, при которой она начинает проявляться двухступенчатое туннелирование, дает значение 0.395 эВ для образцов, имплантированных дозами 10^{11} и 10^{12} см $^{-2}$, в то время как для исходного образца $\varphi_B=0.38$ эВ. Увеличение высоты барьера для облученных образцов согласуется с увеличением прозрачности промежуточного диэлектрического зазора, но не согласуется с уменьшением наклона высокотемпературной части кривых 2 и 3 на рис. 2. Такое поведение может быть объяснено увеличением доли туннелирующих электронов при высоких температурах. Для имплантированных образцов двухступенчатое туннелирование проявляется на графике проводимости в виде перегиба, который также трансформируется в максимум, но уже при более высокой температуре, чем для исходного. Причем эта температура тем выше, чем выше доза имплантации. Это свидетельствует об увеличении «размытости» краев запрещенной зоны и, следовательно, размытости потенциального барьера в имплантированных образцах. За счет этого эффекта расширяется область ВАХ, в которой механизм прохождения тока имеет как термоэмиссионный, так и туннельный характер имплантированных

контактов. Из графиков, приведенных на рис. 2, можно судить о степени преобладания того или иного механизма. Например, по мере увеличения дозы до 10^{13} см^{-2} положительный наклон низкотемпературных участков кривых

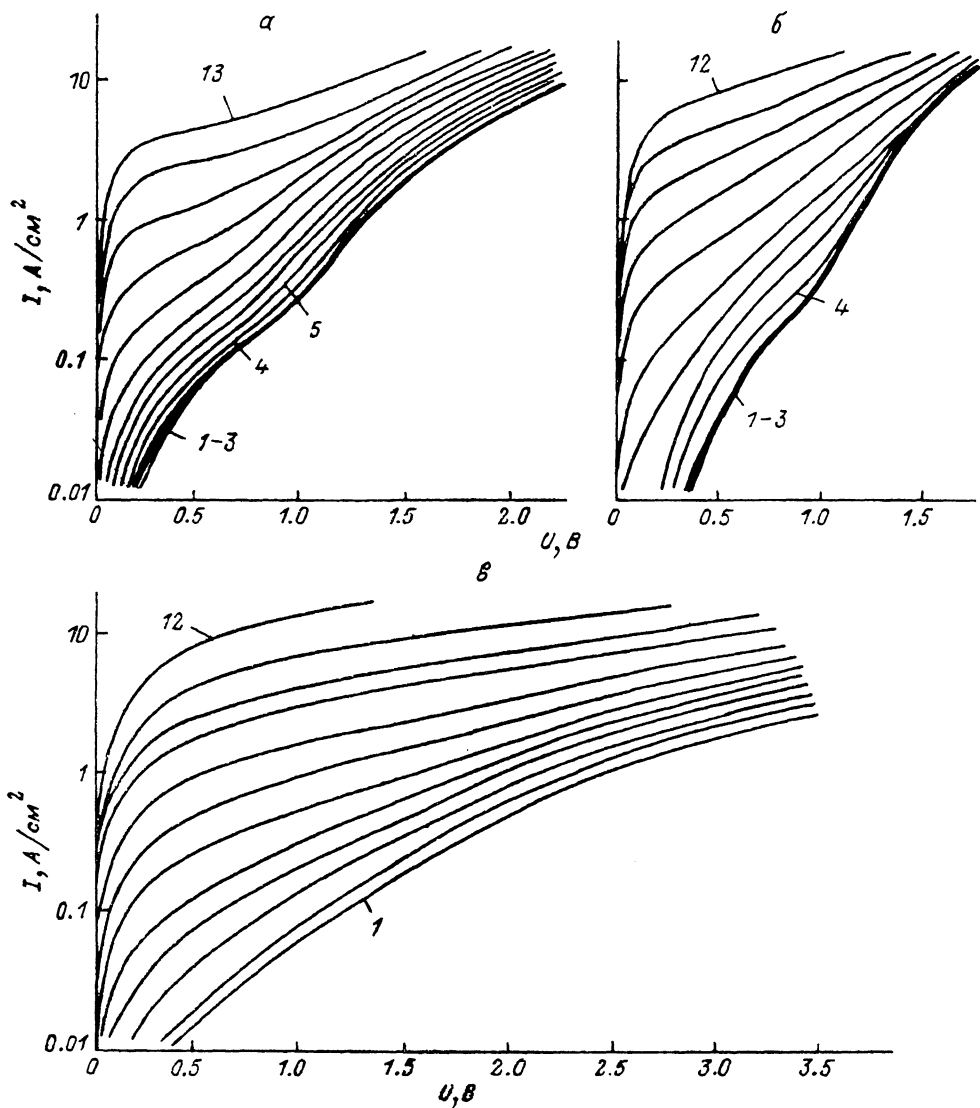


Рис. 3. Обратные ВАХ контакта Au—InAs *p*-типа.

а) $D=0$; T , К: 1 — 77, 2 — 89, 3 — 110, 4 — 133, 5 — 156, 6 — 175, 7 — 194, 8 — 211, 9 — 229, 10 — 244, 11 — 259, 12 — 273, 13 — 298; б) $D=10^{12} \text{ см}^{-2}$; в) $D=10^{12} \text{ см}^{-2}$ (для б и в соответствие температуре такое же, как на рис. 1, а и б).

уменьшается, что свидетельствует об уменьшении доли туннелирующих носителей. А высокотемпературная граница области преобладания туннельного механизма переноса (минимум на графике) смещается к более низким температурам. В то же время в области надбарьерного прохождения носителей (отрицательный наклон) становится заметным влияние туннелирования, что выражается в уменьшении наклона кривых $\lg(I/T^2)=f(10^3/T)$. При дозе имплантации, равной 10^{13} см^{-2} , область туннелирования резко расширяется и смещается к более высоким температурам. Аналогичное поведение наблюдается и для обратных ВАХ, с той лишь разницей, что имплантация дозой 10^{12} см^{-2} приводит к значительному уменьшению обратных токов, особенно для низких температур ($T < 200 \text{ К}$).

Для того чтобы более подробно проанализировать результат воздействия имплантации протонов на обратные ВАХ, обратимся к рис. 3. Для исходного образца с уменьшением температуры зависимость ВАХ от T ослабевает. Перегиб

при $U=1$ В соответствует началу области предлавиного или так называемого «мягкого» пробоя [2, 6]. В этой области ВАХ описывается зависимостью $I \sim U^m$, где m уменьшается от 4 до 3 при увеличении температуры. При имплантации дозой 10^{11} см⁻² температурная зависимость при низких напряжениях усиливается за счет преобладания генерационной компоненты, а при высоких в области предлавиного пробоя ослабевает. Это может быть связано с тем, что в область сильного поля попадают не только носители, возникшие вследствие термической генерации, но и протуннелировавшие через барьер, прозрачность которого увеличивается за счет участия в туннелировании состояний, возникших в результате имплантации. Туннельно прошедшие электроны также принимают участие в лавинном умножении в области ОПЗ. При повышении температуры, когда длина свободного пробега уменьшается, необходимо и большее напряжение для образования лавинного процесса. Повышение напряжения приводит к увеличению ускоряющего поля и к увеличению числа туннельно прошедших в ОПЗ носителей, участвующих в ударной ионизации. Так как при больших обратных смещениях для дозы 10^{11} см⁻² ВАХ не зависят от температуры, то из этого следует, что основной вклад в образование области предлавиного пробоя в этом случае вносят не генерационные, а туннельно прошедшие в ОПЗ электроны, которые затем, ускоряясь, участвуют в лавинном умножении.

Дальнейшее повышение температуры довольно быстро приводит к уменьшению длины свободного пробега и к прекращению процесса ударной ионизации, что соответствует исчезновению перегиба на графиках. При $T > 210$ К ВАХ имеет активационный характер.

При дозе 10^{12} см⁻² исчезает излом, характерный для предлавиного пробоя. Отсутствие области предлавиного пробоя является основной причиной уменьшения тока при отрицательных смещениях, больших 1 В. Таким образом, при этой дозе концентрация дефектов достаточна, чтобы понизить длину свободного пробега настолько, что лавинное умножение носителей оказалось полностью подавленным. Для этих образцов пробой при 77 К не наблюдался до 10 В обратного смещения. Туннелирование также существенно подавлено при этой дозе.

Следует отметить, что дефекты, созданные при имплантации, имеют тенденцию мигрировать в глубь полупроводника [7]. Поэтому профиль распределения электрически активных уровней, связанных с этими дефектами, является достаточно плавным, с градиентом, меньшим, чем при формировании $p-n$ -перехода с помощью диффузии или имплантации примесных атомов. Доза 10^{12} см⁻² из теоретических оценок и холловских измерений является дозой, необходимой для компенсации InAs при $p=6 \cdot 10^{16}$ см⁻². Характер ВАХ подтверждает это.

Таким образом, можно сделать следующие выводы о воздействии имплантации протонов на свойства барьеров Шоттки Au—InAs p -типа. При увеличении дозы до 10^{12} см⁻² в приповерхностном слое происходит накопление электрически активных центров донорного типа, что приводит к изменению формы потенциального барьера и длины свободного пробега в этом слое. В этом случае структура представляет собой сложную комбинацию из барьера Шоттки, $p-n$ -перехода и переходного слоя между ними. Дефектообразование при имплантации дозой 10^{13} см⁻² приводит к проводимости по уровням дефектов, и потенциальный рельеф в этом случае не оказывает существенного влияния на прохождение носителей заряда.

Список литературы

- [1] Кольцов Г. И., Крутенюк Ю. В. // Поверхность. Физ. хим. мех. 1987. № 5. С. 68—72.
- [2] Кольцов Г. И., Крутенюк Ю. В. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 11. С. 1986—1991.
- [3] Millea M. F., Mccoll M., Silver A. H. // J. Electron. Mater. 1976. V. 5. N 3. P. 321—339.
- [4] Esina N. P., Zotova N. V., et. al. // Phys. St. Sol. (a). 1984. V. 85. P. 655—660.
- [5] Braslau N. // Thin Sol. Films. 1983. V. 104. P. 391—397.
- [6] Конакова Р. В., Мельников Г. Д., Тхорик Ю. А., Филатов М. Ю. // Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки. Киев, 1979. С. 107—110.
- [7] Millea M. F., Silver A. H., Flesner L. D. // Thin Sol. Films. 1979. V. 56. P. 253—266.