

$$\langle n \rangle = \langle n \rangle |_{U=0} \left\{ 1 - \frac{U}{2\Theta} \left[e^{\frac{E_0+M+W-\mu}{\Theta}} f^2(E_0+M+W) + e^{\frac{E_0-M+W-\mu}{\Theta}} f^2(E_0-M+W) \right] \right\}, \quad (3)$$

где $M^2 = W_{01}W_{10}$, $W = W_{00} = W_{11}$, $\Theta = kT$, т. е. заполнение интеркалированных узлов падает с ростом отмеченного кулоновского взаимодействия. Иными словами, увеличение концентрации вводимого интеркалянта, сопровождающееся уменьшением расстояния между соседними узлами интеркалянта и, как следствие, увеличением U , приводит к возрастанию переноса заряда с интеркалянта в зону, т. е. к увеличению свободных носителей.

При более высоких значениях x , чем $x=0.4$, для определения соотношения между $n(x)$ и $\mu(x)$ по крайней мере в нулевом приближении можно и далее пользоваться формулой (1), но при этом следует принять во внимание существенные изменения параметров зонного спектра $\varepsilon(k)$, связанные, как показано в [8], с возможным фазовым переходом 1-го рода при $x=0.4$. Такой переход, по-видимому, заключается в перераспределении атомов лития между октаэдрическими и тетраэдрическими позициями в теллуриде висмута.

Список литературы

- [1] Nagelberg A. S., Worrel W. L. // J. Sol. St. Chem. 1981. V. 38. N 3. P. 321—354.
- [2] McKinnon W. R., Haering R. R. // Mod. Asp. Electrochem. 1983. N 15. P. 235—304.
- [3] Friend R. H., Yoffe A. D. // Adv. Phys. 1987. V. 36. N 1. P. 1—96.
- [4] Levy-Clement C., Nagard N., Gorochov O., Chevy A. // J. Electrochem. Soc. 1984. V. 131. N 4. P. 790—796.
- [5] Fivaz R. C., Schmid Ph. E. // Optical and Electrical Properties of Layered Semiconductors. Dordrech. Holland, 1976. P. 347.
- [6] Dahn D. C., Carolan J. F., Haering R. R. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 8. P. 5214—5220.
- [7] Лукьянец Б. А., Товстюк К. Д. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 5. С. 945.
- [8] Козьмик И. Д., Криган Э. Г., Григорчак И. И., Ковалюк З. Д., Нетяга В. В., Гаврилюк С. В. // Тр. VI Всес. конф. по физико-химическим основам легирования полупроводниковых материалов. М., 1988. С. 147.

Институт проблем материаловедения АН УССР
Черновцы

Получено 29.05.1989
Принято к печати 29.06.1989

ФТП, том 23, вып. 11, 1989

ТУННЕЛЬНЫЕ МДП КОНТАКТЫ НА ОСНОВЕ РbTe, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОЙ СБОРКИ

Дрозд В. Е., Романычев А. И., Рыков С. А., Рыкова М. А.,
Ципер Е. В.

Туннельная спектроскопия — мощный современный метод исследования энергетического спектра полупроводников. С его помощью в последние годы для целого ряда полупроводниковых материалов получены важные результаты [1^{-3}], касающиеся спектра объемных и поверхностных состояний, примесных уровней и их свойств, фононного спектра и т. д. Однако его широкому использованию во многом препятствуют большие технологические трудности, связанные с созданием туннельных МДП структур. Наиболее распространенный способ формирования диэлектрика — окисление осажденной испарением в вакууме металлической пленки толщиной $\leq 100 \text{ \AA}$ — не обеспечивает требуемой сплошности и однородности слоя диэлектрика, что, не говоря о сильном разбросе параметров, делает чрезвычайно низким ($\sim 1\%$) выход годных структур. Второй метод, состоящий в окислении собственно поверхности полупроводника, не может считаться удовлетворительным, поскольку неизбежно изменяет электрические свойства полупроводника у его поверхности.

Для решения подобных задач может быть использован метод химической сборки (ХС) [4]. Сущность его заключается в циклическом повторении серии необратимых гетерофазных реакций между молекулами газообразных реагентов (молекулярного, атомного пучков) и функциональными группами поверхности твердого тела. Выбор реагентов проводится таким образом, чтобы обеспечить возможно более полную необратимость протекающих химических взаимодействий, чему способствуют также использование избытка реагентов и удаление газообразных продуктов реакций. Для каждого конкретного синтезируемого вещества подбирается своя серия реакций, в результате которой на поверхности образуется один новый мономолекулярный слой. Таким образом, во-первых, появляется уникальная возможность управления толщиной диэлектрического слоя путем задания количества монослоев, во-вторых, в процессе роста отсут-

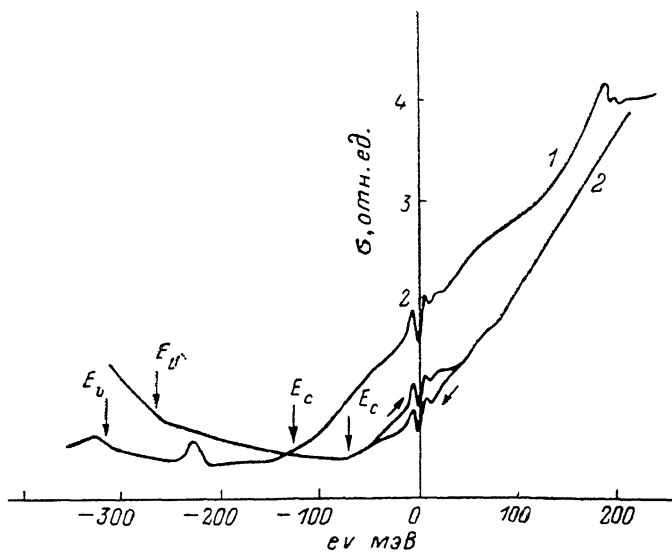


Рис. 1. Зависимость дифференциальной проводимости σ туннельных МДП контактов на основе n -PbTe.

2 — монокристалл n -PbTe, 1 — поликристаллический n -PbTe.

ствует трехмерное зародышеобразование — главная причина возникновения неоднородности сверхтонких пленок. Эти достоинства в сочетании с сравнительно низкой температурой синтеза, отсутствием теней при реакции в газовой фазе и относительной нестремительностью к точному поддержанию параметров процесса делают метод ХС весьма перспективным для изготовления тонкопленочных структур.

В наших экспериментах полупроводниковыми подложками служили объемные монокристаллы n - и p -PbTe, а также поликристаллические образцы n -PbTe, полученные металлокерамическим способом. На их поверхности методом ХС были осаждены слои ZnS ($E_g = 3.5$ эВ) толщиной 35 и 90 Å, которые при низких температурах измерения ВАХ (4.2 К) играли роль диэлектрической туннельно-прозрачной прослойки. Цинк и серосодержащие реагенты поочередно напускались в реакционный объем, продукты реакций удалялись откачкой. Реакции проводились при комнатной температуре. Толщина выращенного слоя контролировалась эллипсомером и в пределах точности прибора (порядка одной постоянной решетки) совпадала с определенной из количества циклов (для направления [100] ZnS), что подтверждает помonosлойный характер роста пленки ZnS. Затем испарением в вакууме наносились металлические (свинцовые) электроды, причем на одной подложке помещалось до 6 МДП контактов площадью ~ 0.1 мм². ВАХ полученных таким образом структур исследовались путем измерения зависимости дифференциальной проводимости $\sigma = dI/dV$ и ее

производной $\sigma' = d^2I/dV^2$ от напряжения смещения V с помощью четырехзондового метода.

На рис. 1 и 2 приведены типичные ВАХ контактов на основе n - и p -РbТе соответственно. Характерная особенность при $V=0$ обусловлена сверхпроводящей щелью свинца и свидетельствует о туннельном характере протекающего в контактах тока. Широкий минимум σ соответствует зондированию запрещенной зоны полупроводника. Тонкая структура, симметричная относительно $V=0$, отражает неупругое туннелирование с участием оптических фононов Рb и РbТе. Гистерезис $\sigma(V)$ при изменении направления развертки напряжения смещения вызван наличием метастабильных электронных состояний на примесных центрах индия (легирующая примесь в n -РbТе, $N_{In} \approx 1$ ат%). Таким образом, в новых МДП контактах воспроизводится практически весь комплекс особенностей, полученных ранее [1, 3, 5]. Впервые получены МДП контакты на ос-

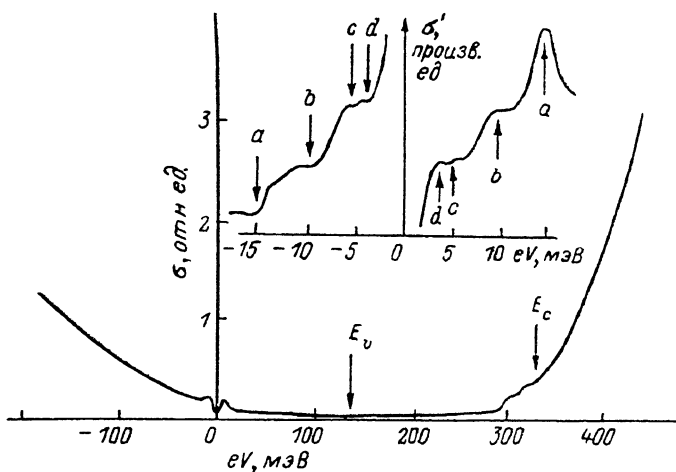


Рис. 2. Зависимость дифференциальной проводимости σ (на вставке — ее производной σ') туннельных МДП контактов на основе монокристалла p -РbТе.

a, c — LO- и TO-фононы РbТе, b, d — LO- и TO-фононы Рb.

нове поликристаллического РbТе. Отличие их ВАХ от ВАХ монокристаллов может быть объяснено вкладом границ зерен.

Более 80 % контактов оказались туннельными, причем все контакты на одной подложке имели примерно одинаковое сопротивление, что говорит о высокой сплошности и однородности толщины диэлектрических слоев. МДП контакты со слоем ZnS 35 Å оказались очень низкоомными (единицы, десятки Ом), со слоем 90 Å — с большим на 2 порядка сопротивлением и относительно большими токами утечки (по отношению к туннельной компоненте тока), что, видимо, связано с конечной проводимостью самого слоя ZnS. Все контакты имели достаточно высокое напряжение пробоя — более 1 В.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности применения метода ХС для изготовления МДП структур с туннельно-прозрачным слоем диэлектрика. Достаточно хорошая воспроизводимость результатов и возможность варьирования толщины, расположения и состава диэлектрических слоев позволяют использовать метод туннельной спектроскопии не только для изучения энергетического спектра полупроводников, но и для исследования свойств самих диэлектрических пленок.

Список литературы

- [1] Tsui D. C., Kaminsky G., Schmidt P. H. // Proc. 3 Int. Conf. «Phys. Narrow Gap Semicond.». Amsterdam—Warszaw, 1978. P. 405—410.
- [2] Зверев Л. П., Кружаев В. В., Миньков Г. М., Рут О. Э. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. В. 3. С. 1163—1173.
- [3] Винчаков В. Н., Кайданов В. И., Рыков С. А. // Письма ЖЭТФ. 1985. Т. 42. В. 2. С. 66—68.

- [4] Алесковский В. Б. *Стехиометрия и синтез твердых соединений*. Л., 1976. 140 с.
 [5] Винчаков В. Н., Кайданов В. И., Лыков С. Н., Рыков С. А. // *Письма ЖЭТФ*. 1986, Т. 43. В. 8. С. 384—386.

Ленинградский политехнический институт им. М. И. Калинина

Получено 30.05.1989
 Принято к печати 29.06.1989

ФТП, том 23, вып. 11, 1989

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ В АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ МЕТОДОМ РСГУ

Дружинина Л. В., Молодцова Е. В., Кожухова Е. А.,
 Поляков А. Я., Поцков А. Н., Тишкин М. В., Шленский А. Л.

Антимонид индия — важный материал современной полупроводниковой электроники. Он используется в основном для создания высокочувствительных детекторов ИК излучения, и поэтому вопрос о спектре глубоких центров, присутствующих в этом материале, имеет первостепенное значение. Работы по изучению схемы рекомбинационных уровней в InSb ведутся уже давно (см., например, одно из наиболее ранних сообщений [1-4]; обзор можно найти в [5]). Большинство этих работ основано на изучении температурных зависимостей времен жизни дырок и электронов, определяемых тем или иным способом. Было показано, что в рекомбинации носителей тока в InSb основную роль играет глубокий донор с уровнем вблизи середины запрещенной зоны. Кроме того, предполагалось существование рекомбинационных центров в верхней [$E_c - (0.03 - 0.06)$ эВ] и нижней [$E_v + (0.055 - 0.071)$ эВ] половинах запрещенной зоны, однако в вопросах об энергетическом положении, концентрации, сечениях захвата электронов и дырок такими центрами существует сильный разнобой (сводку результатов из большого числа оригинальных работ можно найти в [5]). Несомненно, что более прямые измерения методом РСГУ [6] могли бы оказаться очень полезными в данной ситуации. К сожалению, авторам известна только одна работа такого рода [7]. На основании измерения спектров РСГУ ионно-имплантированных $n^+ - p$ -переходов в [7] было установлено существование дырочной ловушки с энергетическим положением $E_v + 0.1$ эВ и концентрацией порядка 10^{13} см⁻³. Поскольку в более ранних сообщениях дефект с уровнем вблизи середины запрещенной зоны считался ловушкой электронов, авторы [7] предположили, что имеют дело с центром, возникающим при ионной имплантации.

В нашей работе измерения методом РСГУ проведены на $n^+ - p$ -структурах, выращенных методом жидкофазной эпитаксии, а также на «тянутых» $n^+ - p$ -переходах, полученных методом Чохральского за счет изменения типа легирующей примеси в процессе выращивания. В эпитаксиальных переходах эпитакси-

Параметры ловушек, обнаруженных в $n^+ - p$ -структурах на основе InSb

№ ловушки	Энергетическое положение, эВ	Сечение захвата, см ⁻²	Тип ловушки	Типичная концентрация, см ⁻³
H1	$E_v + (0.1 - 0.11)$	$\left\{ \begin{array}{l} 6 \cdot 10^{-14} \\ 5 \cdot 10^{-13} \end{array} \right\}$	Дырочный	$(1 \div 3) \cdot 10^{13}$
H2*	$E_v + (0.55 - 0.06)$	$\left\{ \begin{array}{l} 1 \cdot 10^{-15} \\ 3 \cdot 10^{-15} \end{array} \right\}$	То же	$(4 \div 6) \cdot 10^{12}$
H3**	$E_v + (0.03 - 0.035)$	$\left\{ \begin{array}{l} 1.4 \cdot 10^{-16} \\ 5 \cdot 10^{-16} \end{array} \right\}$	» »	$(5 \div 7) \cdot 10^{12}$
E1*	$E_c - (0.045 - 0.05)$	$(0.8 \div 3) \cdot 10^{-13}$	Электронный	$(3 \div 5) \cdot 10^{12}$

Примечание. * Наблюдается в «тянутых» переходах. ** Наблюдается в эпитаксиальных переходах.