

ЭФФЕКТ УВЕЛИЧЕНИЯ ДИФFUЗИОННОЙ ДЛИНЫ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ РЬТЕ

З. М. Дашевский, М. П. Руленко

Государственное научно-производственное объединение «Квант»
(Получена 31.03.1992. Принята к печати 6.11.1992)

Рассмотрены поликристаллические пленки халькогенидов свинца, отличающиеся от объемных монокристаллов тем, что в них имеется потенциальный рельеф, образованный барьерами на границах блоков. На указанных пленках методом ионной имплантации цинка и кислорода в дозах 10^{15} — 10^{17} см $^{-2}$ создавали вертикальные p — n -переходы. Методом наведенного электронным пучком тока измерена диффузионная длина носителей L . Установлено увеличение L по сравнению с объемными монокристаллами. Эффект увеличения диффузионной длины объясняется ростом времени жизни носителей заряда вследствие наличия потенциального рельефа, что установлено экспериментально.

Введение. Халькогениды свинца на протяжении многих лет являются объектами исследований как перспективные материалы для приемников ИК излучения [1–4]. Одним из важных параметров материалов для ИК приемников, оказывающих существенное влияние на их характеристики, является диффузионная длина неосновных носителей заряда. Имеющиеся литературные данные измерений диффузионной длины относятся к монокристаллам и эпитаксиальным пленкам. Типичные значения диффузионной длины в монокристаллических халькогенидах свинца не превышают величин порядка 10 мкм.

Поликристаллические пленки халькогенидов свинца отличаются от монокристаллических тем, что в них имеется потенциальный рельеф, образованный барьерами на границах кристаллитов [5], который приводит, в частности, к возникновению эффекта долговременной релаксации фотопроводимости. В связи с вышесказанным представляет интерес исследование влияния потенциального рельефа на диффузионную длину носителей заряда.

В данной работе прямыми и косвенными методами измерены диффузионные длины и времена жизни носителей в поликристаллических пленках РЬТЕ. Результаты измерений различными методами согласуются между собой.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Пленки РЬТЕ толщиной 0.4—3.0 мкм получали на подложках из слюды и ВаF $_2$ методом дискретного испарения в вакууме при остаточном давлении $\sim 10^{-5}$ Тор при температуре 320 °С. Приготовленные образцы имели блочно-монокристаллическую структуру [угол разориентации между блоками ($\leq 1^\circ$)]. Размеры блоков, определенные с помощью селективного травления, составляют для пленок на слюде 1—2 мкм, а на ВаF $_2$ — 5—6 мкм. Межкристаллитная граница представляет собой систему краевых дислокаций [5]. По одну сторону каждой дислокации имеются области сжатия, а по другую — растяжения. Независимо от знака деформационного потенциала вблизи дислокации образуются потенциальные ямы для электронов и дырок. Заполнение связанных состояний в потенциаль-

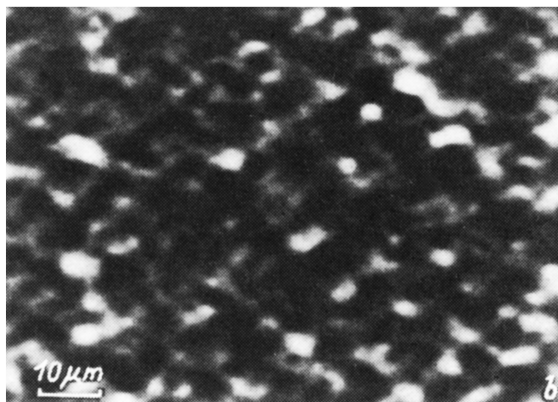
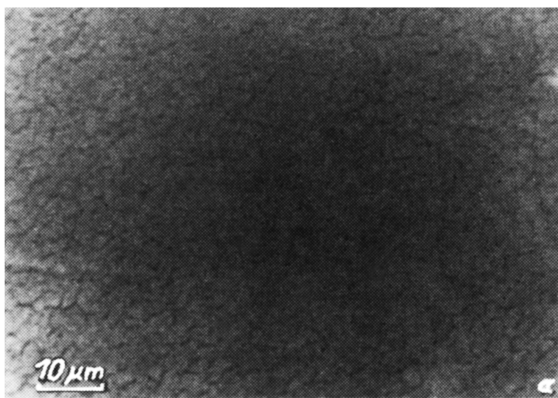


Рис. 1. *a* — изображение поверхности пленки PbTe во вторичных электронах после селективного травления; видны границы кристаллитов; *b* — изображение пленки PbTe в режиме наведенного электронным пучком тока.

ных ямах приводит к зарядке приграничных областей и возникновению в пленке потенциального рельефа. Оценки, сделанные с использованием параметров халькогенидов свинца (соответствующие величины деформационного потенциала и эффективной массы), показали, что рекомбинационный барьер E_r может достигать значений ~ 0.1 эВ. Легируя пленки халькогенидов свинца определенными примесями, можно управлять их барьерными свойствами [6]. Рис. 1, *a* есть изображение поверхности пленки PbTe во вторичных электронах после селективного травления, обеспечивающего выявление границ блоков. Изображение пленки на рис. 1, *b* получено в режиме наведенного электронным пучком тока и свидетельствует о наличии в пленке потенциального рельефа.

Для прямого измерения диффузионной длины носителей был применен метод наведенного электронным пучком тока. С этой целью в пленках *p*-типа проводимости методом ионной имплантации цинка и кислорода [7, 8] в дозах $10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-2}$ при энергии ионов 150 кэВ создавали вертикальные *p-n*-переходы. На *p*- и *n*-области переходов напыляли металлические контакты, с которых снимали сигнал наведенного тока. Использовался электронный пучок, соответствующий току 10^{-8} А при напряжении 20 кВ. На рис. 2 представлена микрофотография пленки PbTe на подложке с *p-n*-переходом. На изображении пленки

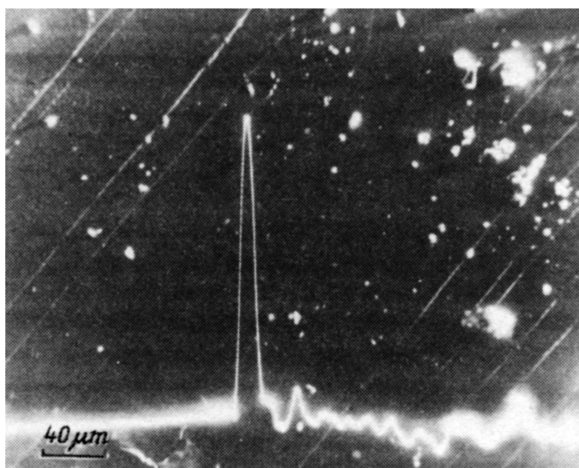


Рис. 2. Изображение пленки PbTe толщиной 1.7 мкм на подложке BaF₂ во вторичных электронах при $T = 300$ К. Видны ступеньки скола. Осциллограмма — сигнал наведенного тока. Пик максимальной амплитуды обусловлен $p-n$ -переходом, который проходит сверху вниз и делит пленку на две части: n -типа проводимости, имплантированную цинком (слева), и p -типа проводимости, исходную (справа).

наложен сигнал наведенного тока, полученный при температуре 300 К. Переменная часть сигнала справа от пика максимальной амплитуды (обусловленного $p-n$ -переходом) указывает на наличие в исходной пленке p -типа проводимости потенциального рельефа. В имплантированной цинком n -области (слева от пика) потенциальный рельеф отсутствует.

На рис. 3 приведены сигналы наведенного тока для того же образца, что и на рис. 2, но при большем увеличении, полученные при температурах 300 и 80 К. На этих сигналах V в p -области были выделены участки, описываемые выражением вида

$$V = V_0 \exp(-x/L_c), \quad (1)$$

где V_0 — некоторое максимальное значение сигнала, x — координата сканирования (расстояние до точки падения электронного пучка от $p-n$ -перехода), L_c — диффузионная длина электронов. Значения L_c , найденные по наклону зависимости $\ln(V/V_0) = f(x)$, составили 5 и 49 мкм при температурах соответственно 300 и 80 К. Отметим, что $p-n$ -переходы, полученные ионной имплантацией цинка, не позволяют аналогичным образом определить диффузионную длину дырок L_b , так как в этом случае постимплантационный отжиг не используется, и время жизни носителей в n -области из-за наличия радиационных дефектов резко уменьшается.

Для определения L_b использовались $p-n$ -переходы, полученные ионной имплантацией кислорода. Значения диффузионной длины дырок в n -области (L_b) и электронов в p -области (L_c), найденные для одного из таких $p-n$ -переходов таким способом, как описано выше, составили $L_b = 29$ мкм и $L_c = 44$ мкм при температуре 80 К.

С целью дополнительной проверки надежности полученных данных для определения диффузионной длины носителей был использован еще один метод. Так как чувствительная площадь вертикального пленочного $p-n$ -перехода равна произведению диффузионной длины носителей и ширины пленки, это позволяет определить диффузионную длину носителей по величине фотосигнала на заданный

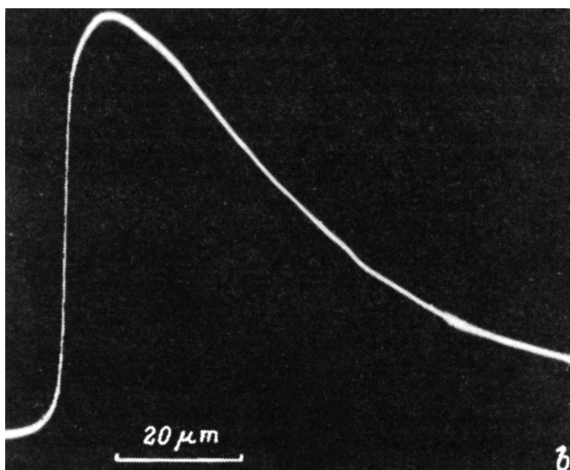
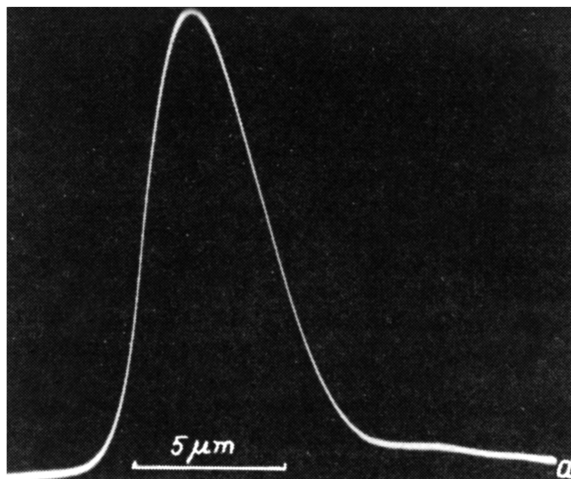


Рис. 3. Сигналы наведенного тока для того же образца, что и на рис. 2. T , К: a — 300, b — 80. p -область — справа.

поток падающего ИК излучения с использованием фотоэлектрических параметров p — n -перехода (дифференциальное сопротивление при нулевом смещении, квантовая эффективность, коэффициент качества p — n -перехода). Найденные таким образом величины диффузионных длин при $T = 80$ К оказались близкими к приведенным выше значениям.

Полученные значения диффузионных длин носителей заряда в пленках превышают известные из литературы значения для объемных монокристаллов. Этот эффект увеличения диффузионной длины носителей заряда в пленках обусловлен увеличением времени их жизни вследствие наличия потенциального рельефа, связанного с границами блоков. Генерированные электронным пучком или светом носители пространственно разделяются: электроны локализируются в области максимумов потенциального рельефа, а дырки — в области минимумов, что затрудняет их рекомбинацию. Измеренные значения диффузионной длины носителей позволяют оценить время их жизни τ . Так как в рассматриваемом образце концентрация носителей в p -области достаточно мала ($2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), можно

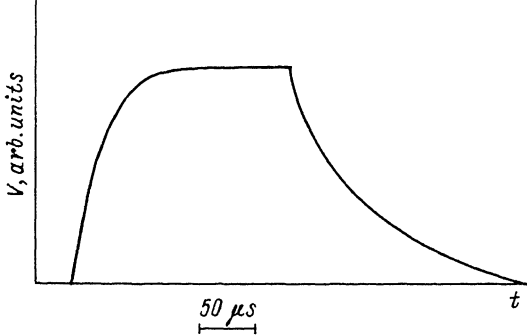


Рис. 4. Сигнал фотоответа вертикального $p-n$ -перехода в пленке на импульс светодиода длительностью 200 мкс. $\lambda = 0.93$ мкм. $T = 80$ К.

воспользоваться соотношением Эйнштейна, справедливым для невырожденного полупроводника:

$$D/\mu = kT/q, \quad (2)$$

где D — коэффициент диффузии, μ — подвижность носителей, k — постоянная Больцмана, T — температура, q — заряд электрона. Объединяя это выражение с соотношением $L = \sqrt{D\tau}$, получаем

$$\tau = \frac{L^2 q}{\mu k T}. \quad (3)$$

Если считать, что подвижность электронов в p -области по порядку величины равна подвижности дырок, то, подставив в уравнение (3) измеренные значения холловской подвижности и диффузионной длины, можно оценить время жизни электронов, оно составило $\sim 10^{-7}$ с при $T = 300$ К и $\sim 10^{-4}$ с при $T = 80$ К. Найденное время жизни при $T = 80$ К примерно равно времени спада фотоотклика $p-n$ -перехода на импульс излучения светодиода (длина волны 0.93 мкм) длительностью 200 мкс (см. рис. 4). (Отметим, что расчетное значение постоянной времени $p-n$ -перехода RC составляет величину, на порядок меньшую, т. е. время спада сигнала фотоотклика определяется временем жизни носителей).

Выводы. Обнаружен эффект увеличения диффузионной длины носителей заряда в блочно-монокристаллических пленках $PbTe$ (размер блоков 1—6 мкм) по сравнению с объемными монокристаллами. Этот эффект обусловлен увеличением времени жизни носителей вследствие наличия в пленках потенциального рельефа, образованного барьерами, имеющимися на границах блоков. Потенциальный рельеф способствует локальному пространственному разделению генерированных неравновесных носителей заряда, в результате чего затрудняется их рекомбинация и, следовательно, увеличивается время жизни.

В заключение отметим, что согласие экспериментальных данных, полученных различными методами, свидетельствует об их высокой надежности и достоверности.

Авторы выражают благодарность В. И. Петрову за предоставленную возможность проведения совместных измерений в растровом электронном микроскопе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] L. Palmetshofer. Appl. Phys. A, 34, 139 (1984).
- [2] H. Zogg, C. Maissen, J. Masek, S. Blunier, A. Lambrecht, M. Tacke. Appl. Phys. Lett., 55, 969 (1989).
- [3] H. Zogg, J. Masek, C. Maissen. Thin Sol. Films, 184, 247 (1990).

- [4] S. Blunier, H. Zogg. *Thin Sol. Films*, 184, 387 (1990).
- [5] Б. М. Гольцман, З. М. Дашевский, В. И. Кайданов, Н. В. Коломеец. *Пленочные термозлементы: физика и применение*. М. (1985).
- [6] Л. И. Бытенский, С. А. Казьмин, В. И. Кайданов, Ю. И. Равич, А. В. Савельев. *ФТП*, 16, 1113 (1982).
- [7] Н. С. Лидоренко, З. М. Дашевский, С. А. Казьмин и др. *ДАН СССР*, 305, 844 (1989).
- [8] Н. С. Лидоренко, А. М. Гаськов, З. М. Дашевский и др. *ДАН СССР*, 301, 89 (1988).

Редактор Л. В. Шаронова
