

УДК. 621.383.4.029

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ Ag^+ НА ФОТОПРОВОДИМОСТЬ $Cd_xHg_{1-x}Te$ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

А.А.АЛИЕВ, И.С.ГАСАНОВ, Н.Д.ИСМАЙЛОВ, Ш.М.КУЛИЕВ

*Институт Физики НАН Азербайджана
370142, г.Баку, ул. Г.Джавида 33*

Исследовано влияние облучения ионами Ag^+ энергией 10keV и дозами $10^{11} \div 10^{15} sm^{-2}$ на фотопроводимость $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($0,27 < x < 0,3$) при комнатной температуре. Установлено, что большие дозы облучения ($> 10^{13} sm^{-2}$) приводят к существенному изменению электрофизических параметров приповерхностной области и фотопроводимости. Особенности полученных результатов объяснены в рамках двуслойной модели.

ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые твердые растворы $Cd_xHg_{1-x}Te$ являются базовым материалом для фотоприемников ИК излучения в диапазонах $3 \div 5$ и $8 \div 14 \mu m$. Их фотопроводимость и шумовые свойства в значительной степени связаны с состоянием поверхности, которая сильно влияет на время жизни неравновесных носителей заряда и непосредственно определяет скорость поверхностной рекомбинации [1,2]. При изготовлении р-п переходов и фоторезисторов для неохлаждаемых фотоприемников, довольно часто используют методы ионной имплантации, а в последнее время в качестве альтернативы был предложен метод облучения ионами Ag^+ [3, 4]. Однако изменения электрофизических параметров образца в результате такого облучения недостаточно исследованы. Поэтому целью настоящей работы является изучение влияния облучения ионами Ag^+ различных доз на фотопроводимость $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x=0,27 \div 0,3$) при $T=300K$, при которой они обладают собственной проводимостью.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Исходным пластинам придавалась форма параллелепипеда с размерами $8 \cdot 1 \cdot 0,2 mm^3$, затем они подвергались химико-механической полировке с последующим травлением 4%-ом бромсодержащим и полирующим травителем. По измерениям эффекта Холла при $T=300K$ были определены концентрация и подвижность носителей заряда равные $n_i=(0,5 \div 1)10^{16} sm^{-3}$ и $\mu=(3 \div 6)10^3 sm \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$ соответственно. Объемное время жизни неравновесных носителей заряда определялось методом компенсации фотомагнитного эффекта фотопроводимостью [5], а поверхностное - по кинетике поверхностной фотопроводимости при освещении импульсами GaAs-светодиода. Измерения спектральной зависимости фотопроводимости проводились по стандартной методике при модулированном освещении с последующим синхронным детектированием. С целью выявления изменений фотопроводимости в результате облучения одна половина полученного образца закрывалась защитным экраном, а другая половина подвергалась облучению пучком ионов Ag^+ с энергией 10keV и плотностью тока $0,1 \div 300 \mu A/sm^2$ в течении времени от 10 секунд до 5 минут.

В качестве примера на Рис.1,2,3 приведены данные, полученные для двух образцов $Cd_{0,29}Hg_{0,71}Te$ с дозой облучения 10^{12} и $10^{15} sm^{-2}$.

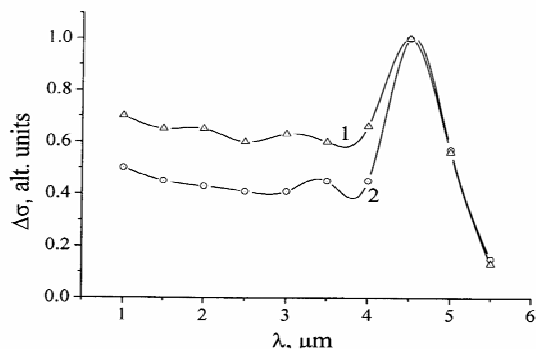


Рис.1.

Спектральная зависимость фотопроводимости $\text{Cd}_{0.29}\text{Hg}_{0.71}\text{Te}$ при $T=300\text{ K}$.

1 – необлученного, 2 – облученного ионами Ar^+ дозой $<10^{12}\text{ sm}^{-2}$.

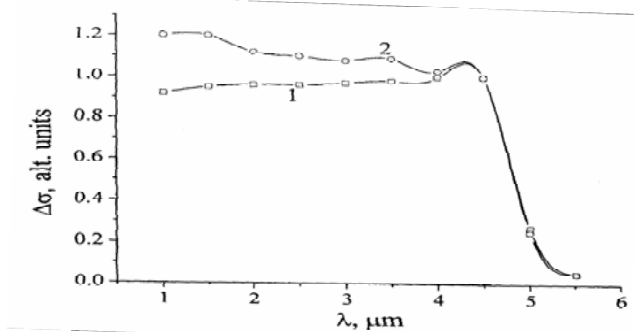


Рис.2.

Спектральная зависимость фотопроводимости $\text{Cd}_{0.29}\text{Hg}_{0.71}\text{Te}$ при $T=300\text{ K}$

облученного ионами Ar^+ дозой $\geq 10^{15}\text{ sm}^{-2}$. 1– при положительном потенциале на контакте облученной половины, 2– при отрицательном потенциале на контакте облученной половины.

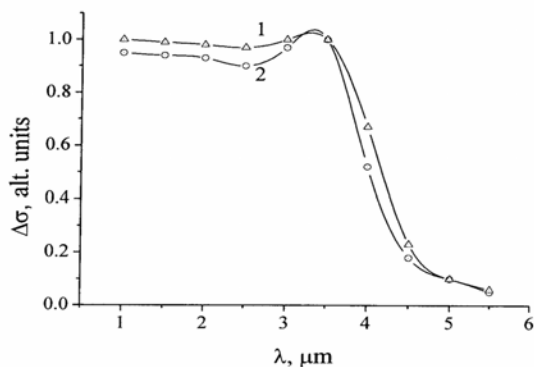


Рис.3.

Спектральная зависимость фотопроводимости $\text{Cd}_{0.29}\text{Hg}_{0.71}\text{Te}$ при $T=300\text{ K}$ облученного ионами Ar^+ дозой $\geq 10^{15}\text{ sm}^{-2}$.

1 – необлученной части, 2 – всего образца.

Как видно из Рис.1., спад фотопроводимости в коротковолновой (КВ) области спектра после облучения ионами Ar^+ дозой $\sim 10^{12}\text{ sm}^{-2}$ увеличивается с последующим переходом на КВ «полку», причем на столько же уменьшается поверхностное время жизни τ_s . Гораздо более существенные изменения проводимости и фотопроводимости наблюдаются при облучении образца ионами Ar^+ дозой $\sim 10^{15}\text{ sm}^{-2}$. Так, для второго образца проводимость облученной половины увеличилась в 3,2 раза, а фотопроводимость уменьшилась более, чем в 6 раз. При этом, как видно из Рис.2. и Рис.3., максимум спектра фотопроводимости сдвинулся на $1\text{ }\mu\text{m}$ в длинноволновую (ДВ) сторону по отношению к максимуму спектра фотопроводимости необлученной половины, а спад фотопроводимости в КВ области, обычно определяемый скоростью поверхностной рекомбинации, не наблюдается, несмотря на уменьшение τ_s более чем в 10 раз. Кроме того, при подаче положительного напряжения к облученному концу образца наблюдается подъем КВ области спектра фотопроводимости. Приведенные на Рис.3. спектры фотопроводимости необлученной части и всего образца позволяют определить долю вклада каждой половины.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Прежде чем перейти к анализу полученных результатов, отметим, что особенностью $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ является различие характера дефектообразования и формы распределения радиационных дефектов по глубине при малых ($P \leq P_{\text{sat}}$) и при

больших ($P \gg P_{sat}$) дозах облучения [3]. Для ионов Ar^+ $P_{sat} = 6 \cdot 10^{11} \text{sm}^{-2}$ и при малых дозах приповерхностная концентрация электронов $n_s \ll 10^{18} \text{sm}^{-3}$, а глубина проникновения ионов не превышает $0,1 \mu\text{m}$ [5], в то время как при больших дозах $n_s \geq 10^{18} \text{sm}^{-3}$ и глубина проникновения с увеличением дозы облучения увеличивается до нескольких микрометров [3, 4, 6].

Анализ полученных данных проведем следующим образом. Согласно [5], спектральная зависимость фотопроводимости полупроводников с экспоненциальным краем собственного поглощения описывается формулой:

$$\Delta\sigma(\alpha, s) = \Delta\sigma_0 \cdot F(\alpha, s), \quad (1)$$

где $\Delta\sigma_0 = e\mu_n(\tau_n + b^{-1}\tau_p)G_0$, - значение $\Delta\sigma$ в области сильного поглощения, $\tau_{n,p}$ - объемные времена жизни электронов и дырок, b - отношение подвижностей электронов и дырок, $F(\alpha, s)$ - безразмерная функция влияния поверхности на объемную скорость рекомбинации неравновесных носителей заряда (ННЗ) при их неоднородном возбуждении.

При поверхностном поглощении, когда $\alpha d \gg 1$

$$G_0 = \beta \cdot (1 - R) \cdot \Phi / d, \quad (2)$$

где α - коэффициент поглощения, d - толщина образца, β - квантовый выход фототока, $R(\hbar\nu)$ - коэффициент отражения, Φ - плотность потока квантов.

В частном случае диффузионно-толстого образца ($d/L > 1$, где L - длина диффузии ННЗ),

$$F(\alpha, s) = \frac{\alpha L}{1 - \alpha^2 L^2} \times \left\{ \frac{1 - e^{-\alpha d}}{\alpha L} + \frac{[(\alpha L - S) \cdot e^{-\alpha d} - (\alpha L + S)] \cdot S}{(S + 1)^2} \right\}, \quad (3)$$

где $S = sL/D = s\tau_p/L$ - безразмерная скорость поверхностной рекомбинации, s - скорость поверхностной рекомбинации, τ_p - объемное время жизни ННЗ.

На участке коротковолновой полки, при $\alpha L \gg S$, зависимость $\Delta\sigma(\alpha, s)$ аппроксимируется функцией

$$F(\alpha, s) = \frac{1}{S + 1}, \quad (4)$$

а коэффициент поглощения в максимуме спектра фотопроводимости определяется по формуле

$$\alpha_m = \sqrt{\frac{1}{dL} \cdot \frac{S}{S + 1}}. \quad (5)$$

Как следует из (1) и (4), значение $\Delta\sigma$ на «полке» определяет эффективное время поверхностной рекомбинации ННЗ

$$\tau_{eff} = \frac{\tau_n + b^{-1}\tau_p}{1 + S} \quad (6)$$

Применяя формулы (5) и (6) спектральной зависимости фотопроводимости для первого образца, получим значение величины скорости поверхностной рекомбинации $S_1 = 167 \text{sm/s}$ и $S_2 = 250 \text{sm/s}$ и поверхностного времени жизни ННЗ $\tau_{s1} = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{s}$ и $\tau_{s2} = 2,0 \cdot 10^{-6} \text{s}$ до и после облучения, соответственно. Наблюдаемый

максимум фотопроводимости соответствует коэффициенту поглощения $\alpha_m=330\text{см}^{-1}$, определенному по формуле (6).

Теперь обратимся ко второму образцу, одна половина которого была облучена ионами аргона дозой 10^{15}см^{-2} . В соответствии с указанными ранее особенностями дефектообразования в исследуемом материале, простой расчет показывает, что толщина n^+ слоя составляет $w\approx 1,2\mu\text{м}$, а концентрация носителей заряда в нем $n_s\approx 10^{18}\text{см}^{-3}$. Поэтому при анализе результатов для облученной части образца рассмотрим двуслойную модель, верхний слой которой характеризуется вышеуказанными толщиной и концентрацией и временем жизни ННЗ $\tau_s\sim 10^{-9}\text{с}$, а нижний слой толщиной $d\gg w$, концентрацией $n=7\cdot 10^{15}\text{см}^{-3}$ и временем жизни ННЗ $\tau=2\cdot 10^{-6}\text{с}$. Уровень Ферми в верхнем слое находится в зоне проводимости, поэтому из-за малой концентрации ННЗ можно считать, что скорость поверхностной рекомбинации $s\leq 10^2\text{см/с}$. Отсюда, приняв $L_s=w=10^{-4}\text{см}$ для верхнего и $L=2\cdot 10^{-3}\text{см}$ для нижнего слоев, по формуле (5) находим

$$\alpha'_m = \sqrt{\frac{1}{dL_s} \cdot \frac{S}{S+1}} \leq 0,1\alpha_m = \sqrt{\frac{1}{dL}} = 800\div 1000\text{ см}^{-1},$$

где α'_m и α_m – коэффициенты поглощения в максимуме фотопроводимости для облученной и необлученной части образца, соответственно. Вычисленные в соответствии с методикой, приведенной в работе [7], величины $\alpha(h\nu)$ соответствуют длинам волн $\lambda'_m=4,5\mu\text{м}$ и $\lambda_m=3,6\mu\text{м}$, что согласуется с экспериментальными данными.

Уменьшение фотопроводимости облученной части образца по сравнению с необлученной связано с увеличением темновой проводимости верхнего слоя, что приводит к шунтированию объемного фототока. Согласно (1), чем меньше значение времени жизни ННЗ и коэффициента поглощения, тем меньше фотопроводимость, что и имеет место для верхнего слоя образца. В КВ области по мере уменьшения длины волны все большая часть излучения поглощается в приповерхностном слое, а малая толщина этого слоя, благодаря очень низкому значению скорости поверхностной рекомбинации и постоянству темпа фотогенерации, согласно (2) пропорциональному отношению Φ/d , позволяет поддерживать фоточувствительность практически на постоянном уровне. Увеличение фоточувствительности облученной части образца в КВ области при определенной полярности приложенного напряжения можно объяснить тем, что в n^+ - n структурах при определенной полярности наблюдается явление эксклюзии, то есть обеднение носителями заряда области перехода. В результате, при подаче положительного напряжения к n^+ слою происходит уменьшение концентрации как основных, так и неосновных носителей заряда относительно их равновесных значений. Согласно данным работы [8], в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при комнатной температуре такой обедненный носителями заряда слой может простираться до $100\mu\text{м}$, а так как верхний слой имеет толщину порядка $1\mu\text{м}$, то область обеднения охватывает весь верхний слой. В результате обеднения Оже-процесс резко подавляется, увеличивается время жизни ННЗ, а это приводит к увеличению фотопроводимости в этом слое.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом проведенные при $T=300\text{К}$ исследования показали, что облучение $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ионами Ar^+ в малых дозах приводит к некоторому увеличению скорости поверхностной рекомбинации и, соответственно, снижению фоточувствительности в КВ области спектра. В то же время большие дозы облучения сопровождаются образованием приповерхностного n^+ слоя, что

приводит к существенным изменениям спектральной зависимости фотопроводимости.

1. M.B.Reine, K.R.Maschhoff, S.P.Tobin, P.W.Norton, J.A.Mroczkowski and E.V.Krueger, *Semicond Sci. Technol.*, 8 (1993) 788.
2. V.C. Lopes, A.J.Syllaios and M.C.Chen, *Semicond. Sci. Technol.*, 8 (1993) 824.
3. G.Bahir, E.Finkman, *J. Vac. Sci. Tech.*, A7 № 2 (1987) 348.
4. К.Б.Миронов, К.Д.Мынбаев, Ю.Н.Гаврилук, И.И. Ижнин, *Мат. I Респ. Конф. «Физика и химия поверхности и границ раздела узкощелевых полупроводников»*, Львов, (1990) 3.
5. А.И.Власенко, З.К.Власенко, А.В.Любченко, *ФТП*, 33 (1999) 1295.
6. К.В.Шастов, А.Ю.Тронин, А.В.Войцеховский, *VIII Всесоюзный симпозиум «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы»*, Львов, (1991) 189.
7. E.Finkman and S.E.Schacham, *J. Appl. Phys.*, 56 (1984) 286.
8. T.Ashley, C.T.Elliott, *Electronics Letters*, 21, № 10 (1985) 451.

**Ar^+ IONLARI İLƏ ŞÜALANDIRMANIN $Cd_xHg_{1-x}Te$ -un OTAĞ TEMPERATURUNDA
FOTOKEÇİRİCİLİYİNƏ TƏSİRİ**

Ə.Ə.ƏLİYEV, İ.S.HƏSƏNOV, N.C.İSMAYİLOV, Ş.M.QLİYEV

10keV enerjili və $10^{11} \div 10^{15} \text{sm}^{-2}$ miqdarda Ar^+ ionları ilə şüalandırmanın $Cd_xHg_{1-x}Te$ -un otağ temperaturunda fotokeçiriciliyinə təsiri tədqiq olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, yüksək miqdarda ($>10^{13} \text{sm}^{-2}$) şüalandırma elektrofiziki parametrlərin və fotokeçiriciliyin əhəmiyyətli şəkildə dəyişməsinə gətirir. Alınmış nəticələrin xüsusiyyətləri ikilaylı model çərçivəsində izah edilmişdir.

**THE INFLUENCE OF THE IRRADIATION BY Ar^+ IONS ON THE $Cd_xHg_{1-x}Te$
PHOTOCONDUCTIVITY AT ROOM TEMPERATURE**

A.A.ALIYEV, I.S.HASANOV, N.J.ISMAILOV, S.M.KULIYEV

The influence of the irradiation by Ar^+ ions with energy 10keV and dose $10^{11} \div 10^{15} \text{sm}^{-2}$ on the $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($0,27 < x < 0,3$) photoconductivity at room temperature was investigated. It was established that the large dose of irradiation ($>10^{13} \text{sm}^{-2}$) gives essential changing of electrophysical parameters and photoconductivity. The peculiarities of obtained results were interpreted in the two-layer model frames.

Редактор: Ч.Каджар