

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК CdTe:Ag В ОБЛАСТИ ПРИМЕСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА

© Ю.Ю.Вайткус, Р.Я.Расулов, С.М.Отажонов

Ферганский государственный университет,
712000 Фергана, Узбекистан

(Получена 16 марта 1994 г. Принята к печати 21 сентября 1995 г.)

Экспериментально исследованы спектральные зависимости фотопроводимости поликристаллических пленок CdTe:Ag, обладающих примесным аномальным фотонапряжением. Спектры фотопроводимости, тока короткого замыкания и люксамперные характеристики были измерены при температурах 100 и 300 К как с дополнительной подсветкой ($h\nu = 1.546$ эВ), так и без нее. Показано, что влияние межкуристаллитных потенциальных барьеров на фотопроводимость пленок CdTe:Ag более заметно при малых уровнях возбуждения; возникающая при этом сверхлинейность в люксамперной характеристике показывает, что дрейфовые барьеры уменьшаются быстрее по сравнению с рекомбинационными.

На сложность структуры межкуристаллитного барьера в поликристаллических пленках при удалении по глубине от подложки к поверхности было обращено внимание в [1] при исследовании инверсии знака в спектральной зависимости фотоэдс в таких текстурах.

В настоящем сообщении механизм фотопроводимости (ФП) поликристаллических, обладающих аномальным фотонапряжением (АФН), пленок CdTe:Ag, возбуждаемых достаточно широким спектром излучения, включающим примесное и собственное фотовозбуждения. Изменение интенсивности возбуждающего света осуществляется без изменения его спектра. При исследовании ФП в пленках CdTe:Ag, естественно, будем учитывать влияния поля, возникающего за счет АФН и сравнимого по величине с приложенным полем.

В качестве исследуемого материала выбран CdTe, так как достаточная изученность свойств CdTe создает базу для исследования влияния межкуристаллитных потенциальных барьеров и глубоких уровней различной природы. Технология получения пленок CdTe изложена в работе [1]. Образцы изготавливались с крестообразным расположением контактов вдоль и поперек асимметрии слоя, что позволяет определять разницу барьеров вдоль и поперек клинообразного образца.

Спектры ФП, измеренные под действием внешнего напряжения, приложенного параллельно и перпендикулярно асимметрии кристаллитов, показаны на рис. 1, 2. В длинноволновой области спектра (до

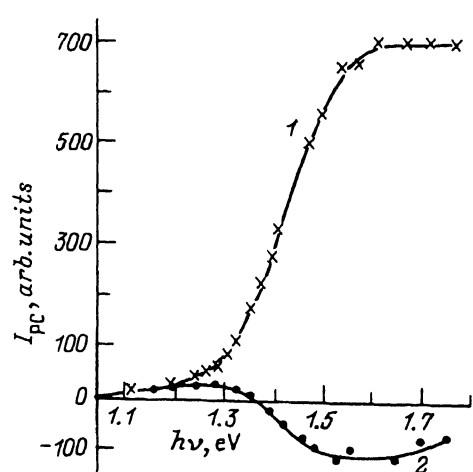


Рис. 1. Спектры фотосигнала пленок CdTe:Ag при фронтальном освещении, в том случае, когда полярности фотоэдс и приложенного внешнего поля совпадают (1) и противоположны (2).

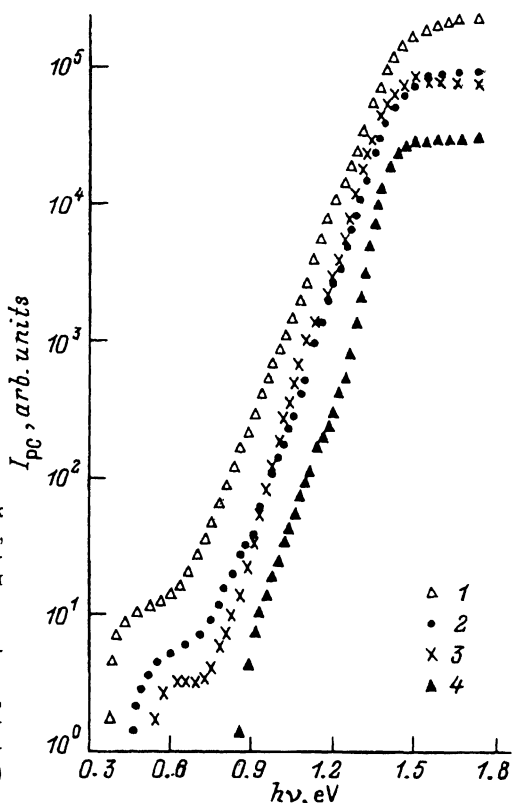


Рис. 2. Спектры ФП пленок CdTe:Ag, измеренные параллельно (1, 2) и перпендикулярно (3, 4) асимметрии кристаллов, с добавочной подсветкой (2, 4) и без нее (1, 3) при $T = 295$ К.

$h\nu = 1.15$ эВ) создается фотоэдс намного меньше внешнего напряжения, поэтому в этой области ФП и фотосигнал совпадают по величине при разных полярностях приложенного напряжения. С увеличением энергии кванта света ($h\nu > 1.15$ эВ) проявляется влияние фотоэдс на приложенное поле. В одном случае, когда полярность фотоэдс совпадает с полярностью приложенного напряжения, фотосигнал увеличивается (рис. 1, кривая 1), а во втором случае, когда полярности генерируемого АФН и приложенного внешнего поля противоположны, наблюдается инверсия знака ФП (кривая 2).¹ Путем усреднения аналогичных зависимостей было вычислено влияние тока короткого замыкания (I_{sc}) на ФП и построены спектры ФП (рис. 2, кривые 1, 2). Фотосигнал, перпендикулярный асимметрии слоя, совпадает по величине при разных полярностях приложенного напряжения во всем измеренном диапазоне длин волн (кривые 3, 4), так как в этом направлении величина генерируемой фотоэдс более чем на порядок меньше фотоэдс, генерируемой параллельно асимметрии слоя. Спектральные кривые ФП (рис. 2, кривая 1), измеренные параллельно асимметрии кристаллитов, смещаются в длинноволновую область спектра по сравнению со спектрами перпендикулярной ФП. Как видно из рис. 2, на спектрах параллельной ФП появляется уровень с энергией оптической ионизации $E_v + 0.48$ эВ

¹ Это обстоятельство связано с возникновением заметной фотоэдс в области $h\nu > 1.35$ эВ.

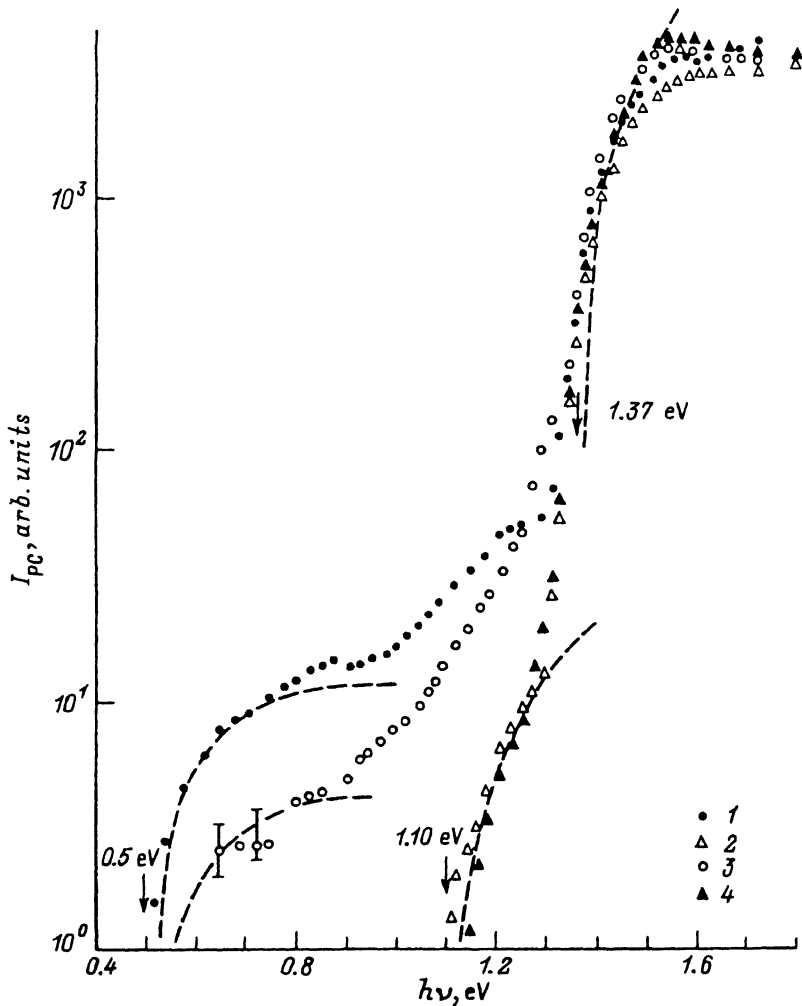


Рис. 3. Спектры ФП пленок CdTe:Ag, измеренные параллельно (1, 2) и перпендикулярно (3, 4) асимметрии кристаллитов с добавочной подсветкой (1, 3) и без нее (2, 4) при $T = 100$ К.

[2,3]. Влияние этого уровня также проявляется в спектрах ФП при низкой температуре с дополнительной подсветкой ($h\nu' = 1.546$ эВ) (рис. 3, кривые 1, 3).

Из-за отсутствия коротковолнового спада фотопроводимости можно считать, что либо скорость рекомбинации на поверхности мала, либо длина диффузии носителей превышает размер кристаллита. Так как средняя толщина образца не превышает $d = 1.2$ мкм, что соответствует размеру кристаллита, то, считая, что коэффициент диффузии в нем такой как в кристалле, получаем

$$\frac{d}{2} \geq L = \sqrt{D\tau},$$

где D принимает значение между $D_p = 13 \text{ см}^2/\text{с}$ и $D_n = 30 \text{ см}^2/\text{с}$, тогда $\tau \leq (1 \div 3) \cdot 10^{-10} \text{ с}$. Прямое измерение времени жизни носителей в слое по спаду ФП после возбуждения коротким импульсом излучения дало, что это время порядка 100 пс [4], что согласуется с последней оценкой.

Наблюдаемое монотонное возрастание фототока с увеличением энергии кванта (рис. 2) обусловлено либо отсутствием явно выраженных глубоких уровней, либо одновременным изменением скорости генерации носителей и потенциальных барьеров, связанных с изменением зарядовых состояний глубоких уровней. Сглаживание в спектральной зависимости ФП, по-видимому, связано с последним изменением.

Подсветка ($h\nu' = 1.546 \text{ эВ}$) должна стабилизировать изменение барьеров, что и выражается в выявлении полос примесной ФП с энергиями активации около 0.9 и 1.3 эВ (рис. 2). Длинноволновый край ФП находится около (0.4 ÷ 0.5) эВ. Из спектральных зависимостей ФП (рис. 3) при 100 К следует, что при низких температурах фотогенерация возможна только с уровней с энергией активации 1.1 эВ. Подсветка заполняет более мелкие уровни и в спектре ФП выявляются уровни с энергией активации 0.5 и 0.8 эВ (рис. 2). Это означает, что в области барьеров проводимость имеет p -тип. Возникновение дырочной проводимости связано с изгибом (вверх) зон в межкристаллитной области. При этом происходит перераспределение носителей тока таким образом, что на поверхности соприкосновения двух или более кристаллитов образуется слой носителей тока другого знака, чем в объеме [5].²

По-видимому, при росте кристаллитов поперек слоя плотность поверхностных состояний из-за лучшего их срачивания была меньше. Это и приводит к тому, что величина барьеров (на уровне барьера протекания) вдоль и поперек слоя (оценивая по абсолютному значению тока) различается на 5 ÷ 10 мэВ. Фотопроводимость поликристаллических пленок CdTe:Ag при $T = 100 \text{ К}$ в области энергии кванта (0.6 ÷ 0.9) эВ (рис. 3) подтверждает различие скоростей примесной фотогенерации в межкристаллитной области и вне ее. Это связано с заметной анизотропией ФП (изменением высоты барьера) вдоль направления асимметрии слоя. ФП с увеличением энергии подсветки уменьшается в связи с уменьшением времени жизни носителей (что видно из люксамперных характеристик (ЛАХ), представленных на рис. 4).

Асимметричность свойств косонапыленных пленок CdTe:Ag наблюдается и при измерении зависимостей от интенсивности возбуждающего света L с $h\nu \leq E_g$ параллельно (рис. 4, кривые 1) и перпендикулярно (рис. 4, кривые 2) к направлению асимметрии фототоков. В обоих направлениях ЛАХ аппроксимируется выражением

$$I_{ph} \sim L^\alpha \quad (1)$$

и при этом наблюдается три участка со значениями $\alpha > 1$, $\alpha = 1$, $\alpha < 1$ и это должно определяться изменением условий рекомбинации и протекания тока в зависимости от уровня возбуждения.

² Здесь уместно отметить, что изгиб валентной зоны может оказаться таким, что в межкристаллитной области может возникать инверсионный слой. В этом слое, естественно, находятся носители тока (электроны) с энергией, большей энергии Ферми для дырок. Этот случай должен реализоваться в области низких температур и будет рассмотрен в отдельной работе.

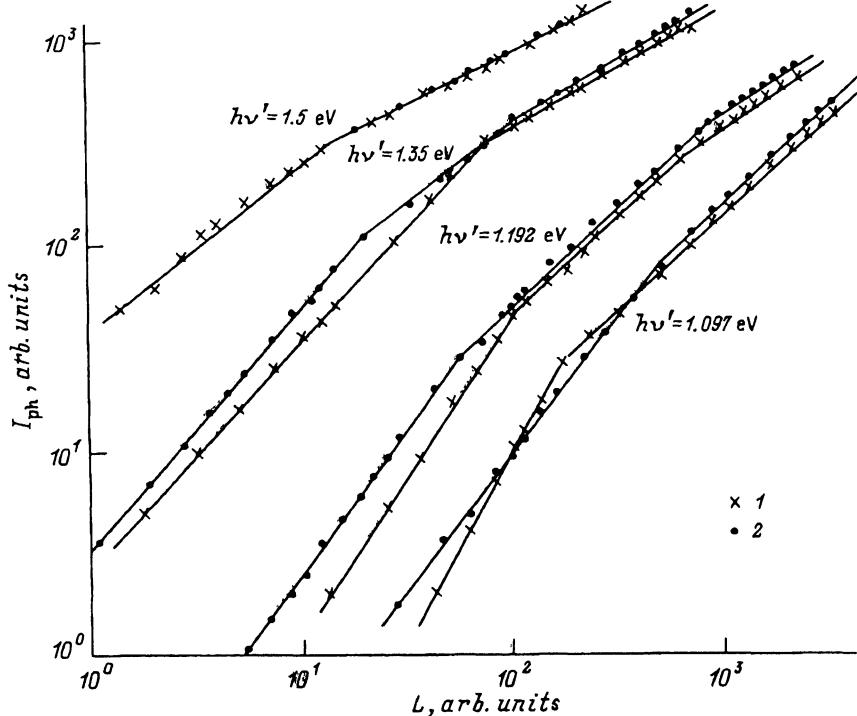


Рис. 4. Люксамперные характеристики пленок CdTe:Ag, измеренные параллельно (1) и перпендикулярно (2) асимметрии кристаллитов при $T = 295$ К.

Из рис. 4 видно, что с увеличением энергии кванта подсветки уменьшается поперечная ФП. Например, по нашим оценкам, ЛАХ поперечной ФП в области значений L (в отн. ед.) от 5 до 15 аппроксимируется со степенной закономерностью (1): $\alpha = 1.86$ при подсветке $h\nu' = 1.097$ эВ; $\alpha = 1.58$ при $h\nu' = 1.192$ эВ; $\alpha = 1.1$ при $h\nu' = 1.35$ эВ. Такое однозначное поведение ЛАХ, т.е. уменьшение ФП с ростом $h\nu'$, связано с отсутствием влияния асимметрии на поперечную ФП. Например, по нашим оценкам, в области значений L от 5 до 15 степенная зависимость ФП описывается формулой (1), но с $\alpha = 1.32$ при подсветке $h\nu' = 1.097$ эВ; $\alpha = 1.4$ при $h\nu' = 1.192$ эВ; $\alpha = 1.17$ при $h\nu' = 1.35$ эВ.

Различие коэффициентов α в ЛАХ (см. формулу (1)) при малых уровнях возбуждения, особенно при освещении квантами света $h\nu' = (1.1 \div 1.2)$ эВ, когда генерируются электроны с уровня $E_c - 1.03$ эВ в зону проводимости, и симметрия спектральных зависимостей ФП говорят о том, что потенциальные барьеры в обоих направлениях различны.

Появление фоточувствительности в направлении, параллельном асимметрии барьеров, в области $h\nu = (0.45 \div 0.70)$ эВ при 295 К указывает на то, что в этом направлении, как упоминалось выше, имеются каналы с более выраженным p -типом проводимости. С уменьшением температуры термическая генерация носителей заряда уменьшается и области объемных зарядов увеличиваются. Поэтому при температуре ~ 100 К каналы с более выраженным p -типом проводимости в направлении, параллельном асимметрии барьеров, появляются только

при дополнительной подсветке, с $h\nu' = 1.546 \text{ эВ}$ (рис. 3, кривая 1), так как уровень $E_v + (0.48 \div 0.50) \text{ эВ}$ в CdTe является ловушкой для дырок [3], и при подсветке он заполняется дырками. Уменьшение фоточувствительности в области $h\nu = (0.5 \div 0.7) \text{ эВ}$ при перпендикулярной ФП (рис. 2, кривая 3), а также ее меньшие величины при температуре 295 К по сравнению с параллельной ФП указывают на то, что в этом направлении имеются потенциальные барьеры с более выраженной проводимостью n -типа.

Для описания физической природы вышеупомянутого поведения продольной ФП косоапыленных пленок CdTe:Ag рассмотрим модель в виде двухслойной структуры с продольным p - n -переходом. Пленки теллурида кадмия легированы быстро диффундирующим серебром [6], создающим глубокие уровни акцепторного типа с энергией активации $E_5 = E_c - 1.15 \text{ эВ}$. Как показано в [7], этот уровень локализуется в области потенциальных барьеров. Благодаря продвижению атомов серебра по межкуристаллитным границам (это энергетически предпочтительно) в глубь пленки вдоль границ кристаллитов образуются уровни акцепторного типа E_5 (с энергией активации 1.15 эВ) [7].³ Изменение зарядовых состояний таких уровней приводит к дополнительному изменению высоты барьера в области изгиба зон и образованию односторонних потенциальных барьеров в глубине пленки. Поскольку глубокие уровни типа E_5 локализованы лишь в межкуристаллитной области, как видно из рис. 2, вклад этих уровней в ФП пренебрежимо мал по отношению к вкладу остальных уровней.

Для интерпретации ЛАХ учтем, что в косоапыленных пленках CdTe:Ag, как и в других неоднородных полупроводниках [11], потенциальные барьеры могут служить дрейфовыми или рекомбинационными барьерами для неравновесных носителей, и зависимость ФП от L определяется не только условиями генерации и рекомбинации неравновесных носителей заряда, но и изменением высоты и ширины этих барьеров [12]. Влияние барьеров на ФП более заметно при малых уровнях возбуждения света. Сверхлинейность ЛАХ при малых уровнях возбуждения показывает, что в этой области дрейфовые барьеры уменьшаются быстрее по сравнению с рекомбинационными. Это особенно проявляется в случае поперечной ФП. С увеличением интенсивности света ЛАХ переходит от сверхлинейной зависимости к линейной и сублинейной. В этом случае влияние дрейфовых барьеров исчезает и поэтому ЛАХ в обоих направлениях практически совпадают.

Список литературы

- [1] Ю.Ю. Вайткус, Ф.Д. Сенулис, С.М. Стажонов. Лит. физ. сб., **24**, 602 (1986).
- [2] R.M. Bilbe, B. Lunn, V.E. Nicholls, D.H.J. Tottedell. Phys. St. Sol. (a), **86**, 821 (1984).
- [3] T. Takabe, J. Sardie, H. Matsunami. J. Appl. Phys., **53**, 457 (1982).
- [4] Yu. Vaitkus, A. Zindulis, J. Storasta, V. Kazukauskas, R. Tomasiunas. VI Int. Conf. «II-VI compounds and related optoelectronic materials» Sept. 13-17, 1993 (Newport, Rhode Island, USA) p. 67.

³ Дефекты, созданные изолированными атомами серебра в узлах кадмия, образуют глубокие акцепторные уровни, расположенные на 0.5 эВ (E_{15}) и 0.11 эВ (E_{11}) выше края валентной зоны [8-10].

- [5] Ш.Б. Атакулов, Р.Я. Расулов, А.Н. Шамсиддинов. Гелиотехника, № 1, 23 (1984).
- [6] М.А. Ковалец, Н.И. Кучма, Е.С. Никонюк, В.П. Заячиковский. Тез. докл. II Всес. научно-техн. конф. «Материаловедение галкогенидных и кислородосодержащих полупроводников» (Черновцы, 1986) т. 2, с. 30.
- [7] Ю.Ю. Вайткус, Ф.Д. Сенулис, С.М. Отажонов. Изв. вузов. Физика, 11, 8, 35 (1988).
- [8] G.P. Chamonal, E. Molva, J.L. Pautrat, L. Revoil. J. Cryst. Growth, **59**, 297 (1982).
- [9] E. Molva, J.P. Chamonal, J.L. Pautrat. Phys. St. Sol. (b), **109**, 635 (1982).
- [10] J.P. Chamonal, E. Molva, J.L. Pautrat. Sol. St. Commun., **43**, 801 (1982).
- [11] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников (М., Наука, 1978).
- [12] C. Card Howard. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-24**, 397 (1977).

Редактор В.В. Чалдышев

Photoconductivity of polycrystalline films CdTe:Ag in the region of impurity light absorption

Yu. Yu. Vitekus, R. Rasulov, S.M. Otajanov

The spectral dependences of photoconductivity of the polycrystalline films CdTe:Ag with impurity anormal phototension have been investigated as the results of experiments.

Spectrums of photoconductivity and short-circuit current and lux-voltage characteristics were measured at the temperatures 100 °C and 300 °C as with illumination ($h\nu = 1.546$ eV) or without it.

It has been showed that the influence of intercrystalline potential barriers upon the photoconductivity of the films CdTe:Ag is more evident at the small excitation level and the superlinearity of the lux-voltage characteristic shows us the drift barriers decrease faster than the recombination barriers.
