

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ ПОДВИЖНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛЕНКАХ CdSe ПОЛЕВЫХ ПЛЕНОЧНЫХ ТРИОДОВ

И. А. Карпович, С. В. Тихонов, Б. Н. Звонков, А. М. Омаров
(Горький)

Эффективная подвижность в эффекте поля является одной из важнейших характеристик пленок, используемых в пленочных полевых триодах (ППТ). Хотя имеется довольно большое количество работ, посвященных исследованию ППТ (см., например, обзор I), изучению эффективной подвижности носителей в ППТ уделялось сравнительно мало внимания [2-4]. Особенно мало данных имеется об эффективной подвижности в пленках CdSe, которые наряду с пленками CdS широко используются в ППТ [5, 6].

В настоящей работе сообщаются результаты экспериментального исследования зависимостей эффективной подвижности от величины приповерхностного изгиба зон, частоты электрического поля, температуры в пленках CdSe пленочных полевых триодов. Исследовано также влияние фотовозбуждения на эти зависимости.

МЕТОДИКА

В работе исследовались пленки CdSe двух типов: 1) необработанные пленки, полученные обычным методом вакуумного испарения на подложки, нагретые до 250-300°C, 2) рекристаллизованные пленки, полученные тем же способом и подвергнутые термообработке на воздухе в порошке CdS: CuCl₂ при температуре 450-500°C в течение часа [7]. На одной подложке, наряду с несколькими триодными структурами планарного типа, наносились также специальные образцы для измерений эффекта Холла и образцы для измерений эффекта поля с приложенным управляющим

электродом, который изолировался от слоя CdSe пластинкой слюды толщиной 30-50 мк. В качестве диэлектрика в триодах использовались пленки SiO_x . Часть специальных образцов также покрывалась диэлектриком, другая же часть оставалась непокрытой.

Чтобы удовлетворить некоторым условиям теоретического рассмотрения [8] (толщина пленки полупроводника значительно больше дебаевской длины, ток утечки через диэлектрик пренебрежимо мал) наносились толстые слои CdSe и SiO_x (3-5 мк и ≈ 1 мк соответственно).

Эффективная подвижность в эффекте поля $\mu_F = \frac{d\sigma_s}{dQ_s}$, где

$d\sigma_s$ - изменение поверхностной проводимости, вызванное индуцированным на единице площади зарядом dQ_s . Измерения μ_F производились на переменном токе по методу, изложенному в работе [9], который был модифицирован добавлением источника постоянного смещения V_g на управляющем электроде. Переменный сигнал, задающий величину dQ_s , выбирался достаточно малым по сравнению с V_g . Холловская подвижность и электропроводность определялись обычными компенсационными методами.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

I. Необработанные пленки

Необработанные пленки CdSe имели мелкодисперсную структуру (размер зерен $\sim 0,1$ мк). В таблице приведены типичные значения некоторых объемных и поверхностных параметров таких пленок при комнатной температуре: удельной проводимости (σ), холловской подвижности (μ_H), эффективной подвижности и энергий активации этих величин^{*)} (ΔE_σ , ΔE_H и ΔE_F соответственно) в темноте и при освещенности $L \sim 10^4$ лк. Можно отметить следующие характерные закономерности:

I. В темноте отношение $\theta = \frac{\mu_F}{\mu_H} < 1$ и оно тем меньше, чем меньше равновесная проводимость пленки. Этот результат свидетельствует о наличии захвата индуцированных электронов на объемные ловушки типа центров прилипания. На это же

*) Энергии активации относятся к интервалу температур 250-350°К.

Некоторые параметры необработанных пленок

Т а б л и ц а

№ обр.	$\sigma, \text{ом}^{-1}\text{см}^{-1}$	$\Delta E_g, \text{эВ}$	$\mu_n, \text{см}^2/\text{в сек}$	$\Delta E_n, \text{эВ}$	$\mu_p, \text{см}^2/\text{в сек}$	$\Delta E_p, \text{эВ}$	Условия
1	$1 \cdot 10^{-4}$	0,4	15	0,1	0,15	0,3	В темноте Облучение
	$2 \cdot 10^{-3}$	0,1	15	0,1	1,2	0,14	
2	$1,5 \cdot 10^{-3}$	0,82	20	0,08	2	0,19	В темноте Облучение
	$1 \cdot 10^{-2}$	0,03	20	0,05	14	0	

указывает и тот факт, что $E_F > E_H$.

2. Экспоненциальную зависимость σ , μ_n и μ_F от температуры естественно связать с барьерным механизмом проводимости таких пленок [7]. Интересно, что освещение сильно влияет на энергию активации σ и μ_F и почти не влияет на величину и энергию активации холловской подвижности. При сильном освещении величины μ_n и μ_F становятся почти одинаковыми.

3. Подвижность μ_F в необработанных пленках слабо зависит от частоты. Обычно в диапазоне частот 10^2 – 10^5 гц наблюдался монотонный рост μ_F с увеличением частоты, приблизительно пропорциональный $\lg f$. Значения μ_F на краях этого диапазона различались менее, чем в 2 раза.

На необработанных пленках не удалось получить полевых триодов с хорошим управлением. Значениям крутизны характеристик триодов порядка 10 мка/в соответствуют примерно такие же значения μ_F , которые были получены на образцах с прижимным управляющим электродом в темноте (таблица).

2. Рекристаллизованные пленки

Средний размер зерен в рекристаллизованных пленках достигал 3–5 мк. Пленки имели темновую проводимость $\sigma < 10^{-4}$ см⁻¹см⁻¹ и обладали высокой фоточувствительностью, близкой к чувствительности стандартных фотосопротивлений. Как было показано ранее [7], μ_n в таких пленках при высоких уровнях фото-возбуждения достигает 350 см²/в сек. В темноте в изолирующих пленках проявляется барьерный механизм проводимости и подвижность резко падает до значений ~ 1 см²/в сек [7, 10].

Полученные на основе рекристаллизованных пленок CdSe ППТ имели крутизну характеристики $\sim 0,5$ – 1 ма/в при толщине слоя диэлектрика $\text{SiO}_2 \approx 1$ мк и расстоянии между истоком и стоком $l = 40$ мк (ширина электродов 2 мм).

На рис. 1 приведены типичные зависимости поверхностной проводимости σ_s и μ_F от V_g , измеренные на триоде в темноте. Как видно из рисунка, σ_s изменяется почти на 5 порядков. Эффективная подвижность при переходе в режим обогащения также сильно увеличивается (≈ 200 раз), но при сильном обогащении снова падает (кривая 2). Подобная зависимость μ_F от V_g получена в работе [2] на пленках CdS. В отличие от частотной зави-

симости μ_F в необработанных пленках, в рекристаллизованных пленках μ_F уменьшается с ростом частоты (приблизительно в 2 раза в интервале 20 гц - 1 кГц) и при более высоких

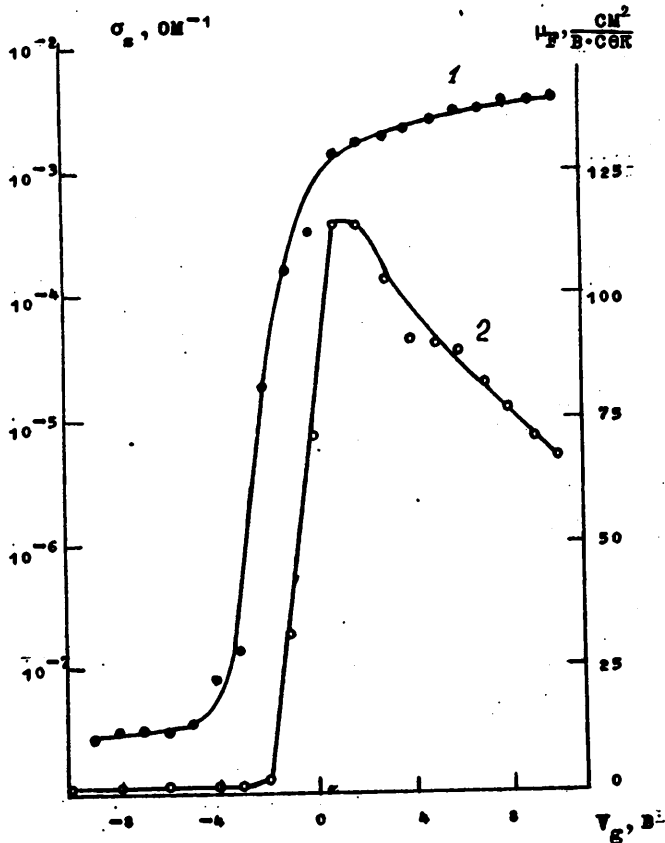


Рис. I

Зависимость поверхностной проводимости и эффективной подвижности от напряжения смещения V_g : 1 - σ_s , 2 - μ_F

частотах ($10^3 - 10^5$ гц) перестает зависеть от частоты. Такой частотной зависимости μ_F соответствует возрастающая релаксация σ_s при наложении поля.

При высоких уровнях фотовозбуждения возрастающая релаксация сменяется убывающей релаксацией, которой соответствует частотная зависимость μ_F , приведенная на рис.2 (кривая 3).

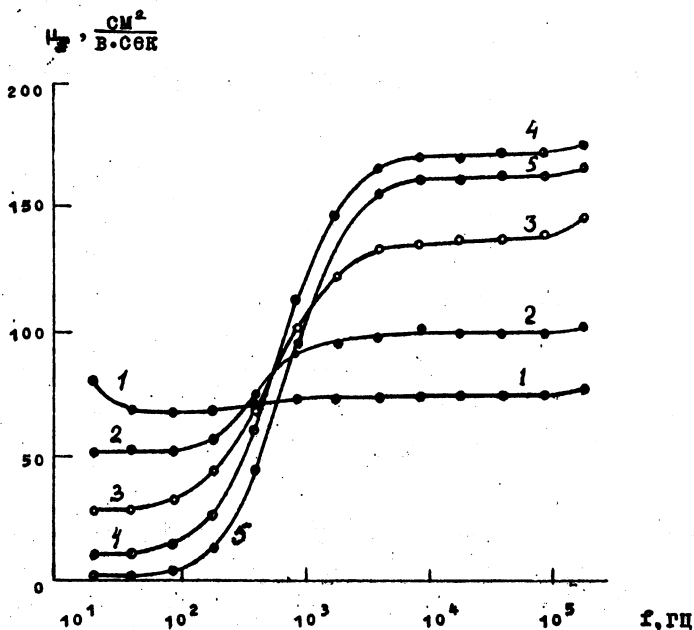


Рис. 2

Зависимость эффективной подвижности от частоты при фотовозбуждении.

V_g, b : 1 - (+3), 2 - (+1,5), 3 - 0, 4 - (-4),
5 - (-10).

Это явление подробно исследовалось на свободной поверхности пленок CdSe (с прижимным электродом) в работе [10], в которой показано, что постоянная времени эффекта поля τ_F близка к времени жизни электронов τ_n и изменяется обратно пропорционально световой проводимости σ_s в соответствии с наблюдающимися квадратичным механизмом рекомбинации. Подвижность на высокой частоте μ_{∞} приблизительно совпадает с μ_n .

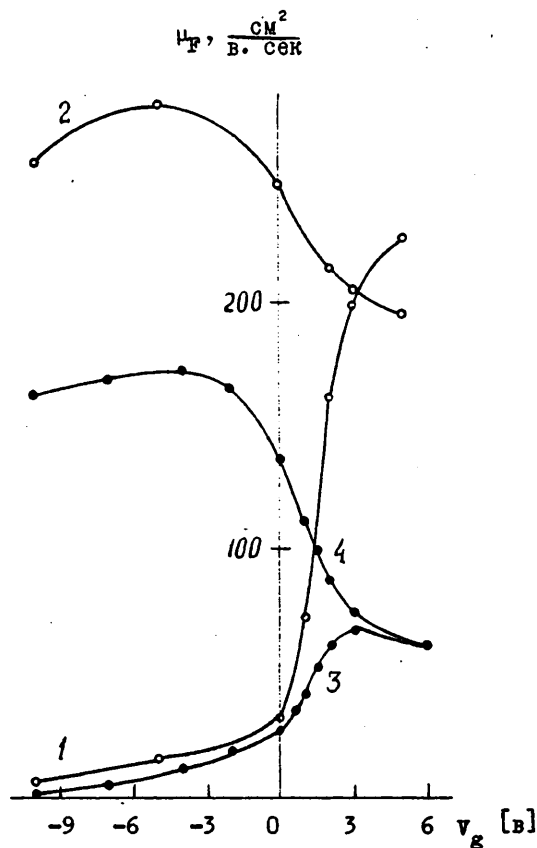


Рис. 3. Зависимость эффективной подвижности от напряжения смещения при фотовозбуждении. 1,2 - при 40 гц и 4 кГц соответственно ($l = 1 \text{ мм}$), 3,4 - то же ($l = 30 \text{ мк}$)

и слабо зависит от температуры. Подвижность на низкой частоте μ_0 также почти не зависит от температуры. Эти закономерности удовлетворительно объясняются на основе предположения, что в условиях фотовозбуждения имеет место захват индуцированных электронов на r -центры рекомбинации, захватившие дырки из валентной зоны.

Поскольку заполнение r -центров дырками вблизи поверхности зависит от концентрации свободных дырок в этой области и, следовательно, от величины приповерхностного изгиба зон, можно ожидать сильной зависимости μ_0 от V_g , а именно уменьшения μ_0 при отрицательных значениях V_g . Такая зависимость, как видно из рис. 2 и 3, действительно наблюдается. При больших положительных значениях V_g , когда на поверхности образуется проводящий канал и поверхностная концентрация дырок становится малой, этот механизм захвата перестает играть существенную роль и дисперсия μ_F исчезает (кривая I на рис. 2). В работе [8] дан теоретический анализ влияния r -центров на μ_F и показано, что по зависимости $\mu_F = f(V_g)$, приведенным на рис. 3, можно определить абсолютные значения поверхностного потенциала в пленке при различных значениях V_g .

При образовании проводящего канала происходит уменьшение μ_{∞} (кривая 4 на рис. 3), имеющее, вероятно, ту же причину, что и уменьшение μ_F в темноте (рис. I, кривая 2), причем абсолютные значения подвижности для этих кривых при $V_g > 0$ мало различаются. Естественно объяснить это явление уменьшением дрейфовой подвижности носителей в слое пространственного заряда в результате появления дополнительного рассеяния при образовании проводящего канала на поверхности. Это дополнительное рассеяние скорее обусловлено возрастанием концентрации дефектов вблизи поверхности, чем чисто поверхностным рассеянием на стенках потенциальной ямы, рассмотренным Шриффером [11]. На это указывает зависимость величины уменьшения μ_F при $V_g > 0$ от технологии получения пленок и от расстояния между истоком и стоком. При $l \approx 1$ мкм эффект уменьшения μ_F выражен значительно слабее, чем при $l \approx 40$ мкм (ср. кривые 2 и 4 на рис. 3). Мы полагаем, что это связано с попаданием в межэлектродный промежуток паров материала электродов при нанесении узкого зазора (индий в наших опытах).

ЛИТЕРАТУРА

1. Сб. Вопросы пленочной электроники. Сов. радио, М. 1966.
2. A.Waxman, P.V.Henrich, P.V.Shallcross, H.Borkan, P.K.Weimer. J.Appl.Phys., 1965, vol.36, p.168.
3. R.R.Hearing. Solid State Electronics, 1964, vol.7, p.31.
4. M.Draganescu. Solid State Electronics, 1964, vol.7, p.705.
5. P.V.Shallcross. RCA Rev., 1963, vol.24, p.676.
6. H.L.Wilson, W.A.Gutierrez. J.Electrochem.Soc., 1965, 112, 85
7. И.А. Карпович, Б.Н. Звонков. ФТТ, 8, 3892, 1964.
8. И.А. Карпович, А.Н. Калинин. Доклад на конференции "Вычислительные системы", Новосибирск, 1967г.
9. H.C.Montgomery. Phys.Rev., 1957, vol.106, p.441.
10. И.А. Карпович, А.М. Омаров, Б.Н. Звонков, ФТП, в печати.
11. J.B.Schrieffer. Phys.Rev., 1955, vol.97, p.641.