

Академик АН УзССР Э. И. АДИРОВИЧ, Д. А. АРОНОВ,
Э. М. МАСТОВ, Ю. М. ЮАБОВ

К ТЕОРИИ А.Ф.Н.- И А.Ф.М.Н.-ЭФФЕКТОВ В ПЛЕНКАХ
ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ

1. В пленках CdTe, GaP и некоторых халькогенидных соединений эффект аномально больших фотонапряжений (а.ф.н.-эффект) обусловлен неполной компенсацией парциальных фотонапряжений, возникающих на ($p-n$)- и ($n-p$)-переходах⁽¹⁻⁵⁾. Причина различной фотоактивности ($p-n$)- и ($n-p$)-переходов связана со специальной технологией косого напыления а.ф.н.-пленок⁽⁶⁾. Экспериментально показано также, что ($p-n$)- и ($n-p$)-переходы расположены в сравнительно тонком приповерхностном слое пленки, а остальной объем ее играет роль фотовольтаически неактивного фотопроводящего шунта⁽⁷⁾.

Модель, учитывающая всю совокупность установленных фактов, изображена на рис. 1 а, ее эквивалентная схема представлена на рис. 1 б. Здесь $I_{\Phi}=aB$ и $I_{\Phi M}=abHB$ (H — напряженность магнитного поля, B — интенсивность света, a и b — коэффициенты пропорциональности) — эквивалентные генераторы токов фотовольтаического и фотомагнитного эффектов. Фотошунт $R_{\text{ш}}^{-1}=R_{\text{ш}0}^{-1}+\gamma B$ ($R_{\text{ш}0}$, γ — темновое сопротивление и коэффициент фотопроводимости) моделирует объем пленки. I и I' — фототок и фотомагнитный ток в активном слое пленки; индексы 1 и 2 относятся соответственно к ($p-n$)- и ($n-p$)-переходам. Общая система уравнений, соответствующая схеме рис. 1, имеет вид

$$I_{\Phi 1}=I_1+I_{\text{ш}}, \quad I_{\Phi 2}=I_2-I_{\text{ш}}, \quad (1\alpha)$$

$$I_{\Phi M 1}=I_1'+I_{\text{ш}'}, \quad I_{\Phi M 2}=I_{\text{ш}'}-I_2', \quad (1\beta)$$

$$I_1=I_{s1}\left(\exp\frac{2qV_{\Phi 1}}{NkT}-1\right), \quad I_2=I_{s2}\left(\exp\frac{2qV_{\Phi 2}}{NkT}-1\right), \quad (1\gamma)$$

$$I_1'=\frac{dI_1}{dV_{\Phi 1}}V_{\Phi M 1}=\frac{2q(I_{s1}+I_1)}{NkT}V_{\Phi M 1}, \quad (1\delta)$$

$$I_2'=-\frac{dI_2}{dV_{\Phi 2}}V_{\Phi M 2}=-\frac{2q(I_{s2}+I_2)}{NkT}V_{\Phi M 2},$$

$$I_{\text{ш}}=V_{\Phi H}/R_{\text{ш}}, \quad I_{\text{ш}'}=V_{\Phi M 2}/R_{\text{ш}}, \quad (1\epsilon)$$

где $N_1=N_2=N/2$ — число ($p-n$)- и ($n-p$)-переходов, $I_{s1, 2}$ — темновые токи насыщения. Замечая, что $V_{\Phi H}=V_{\Phi 1}-V_{\Phi 2}$, $V_{\Phi M 2}=V_{\Phi M 1}+V_{\Phi M 2}$, и предполагая, что

$$a_1\simeq a_2\simeq a, \quad a_1-a_2=\eta a \ll a, \quad b_1\simeq b_2\simeq b, \quad I_{s1}\simeq I_{s2}\simeq I_s, \quad (2)$$

из (1) находим

$$V_{\Phi H}=\frac{\eta aB/2}{1/R_0+1/R_{\text{ш}0}+qaB/(\chi NkT)}, \quad V_{\Phi M 2}=\frac{abHB}{1/R_0+1/R_{\text{ш}0}+qaB/(\chi NkT)} \quad (3)$$

где

$$\frac{1}{\kappa} = 1 + \frac{NkT}{q} \frac{\gamma}{a} \quad \frac{1}{R_n} = \frac{1}{Nr_{n0}} = \frac{qI_s}{NkT} \quad (4)$$

Выражения для $V_{\text{афн}}$ и $V_{\text{фмэ}}$ в (3) получены с учетом того, что при любом сопротивлении фотощунта выполняется условие $I_{\text{ш}} \ll I_{\phi 1} \approx I_{\phi 2}$, т. е. $I \approx I_{\phi} = aB$. Это следует из анализа эквивалентной схемы (рис. 1 б) и системы уравнений (1), согласно которой максимальное значение тока $I_{\text{ш}}$, соответствующее $R_{\text{ш}} \rightarrow 0$, равно току короткого замыкания а.ф.н.-эффекта

$$I_{\text{афн}} = 1/2 \eta aB \ll I_{\phi} = aB. \quad (5)$$

Ток короткого замыкания фотомагнитного эффекта, определяемый при $R_{\text{ш}} \rightarrow 0$, равен

$$I_{\text{фмэ}} = I_{\phi} = abHB. \quad (6)$$

В соответствии с (3) люкс-вольтовые зависимости а.ф.н.- и а.ф.м.н.-эффектов сублинейны и при $I_{\phi} \gg I_s$ выходят на насыщение:

$$V_{\text{афн}}^{\text{нас}} = \eta \frac{NkT}{2q} \kappa, \quad V_{\text{фмэ}}^{\text{нас}} = \frac{NkT}{q} bH\kappa. \quad (7)$$

причем $b = \frac{2}{\pi} \frac{\mu}{c}$, $a = 2qtL$ ⁽⁸⁾ (μ — эффективная подвижность носителей тока, c — скорость света в вакууме, t — ширина образца).

Формула (7) для $V_{\text{фмэ}}$ отличается от соответствующей формулы в ⁽⁸⁾ множителем κ , учитывающим действие фотовольтаических неактивных объемов пленки. Легко видеть, что вид люкс-вольтовых характеристик в обоих случаях (с «шунтом» и без «шунта») одинаков, с той лишь разницей, что в модели с «шунтом» люкс-вольтовые кривые выходят на насыщение при меньших значениях $V_{\text{афн}}$ и $V_{\text{фмэ}}$.

2. Покажем, что из теории, основанной на рассмотренной выше модели, следуют все закономерности а.ф.н.- и а.ф.м.н.-эффектов, обнаруженные в эксперименте.

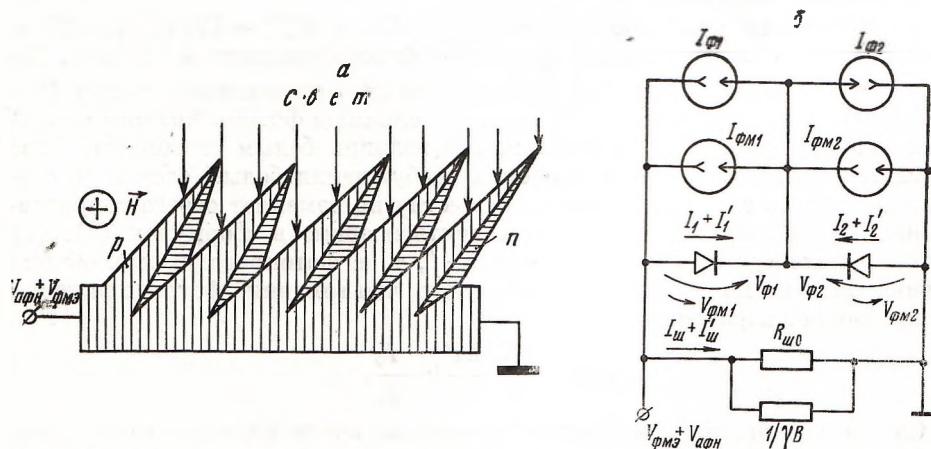


Рис. 1. Физическая модель пленки теллурида кадмия (а) и ее эквивалентная схема (б)

Люкс-амперные характеристики этих эффектов в пленках CdTe линейны в широком интервале освещенностей, а люкс-вольтовые зависимости $V_{\text{афн}}(B)$ и $V_{\text{фмэ}}(B)$ сублинейны и выходят на насыщение при одной и той же интенсивности света ^(5, 7-10). Это, а также установленные на опыте факты линейной зависимости $V_{\text{фмэ}}$ и $I_{\text{фмэ}}$ от напряженности магнитного

поля, слабой зависимости $V_{\text{фмз}}^{\text{нас}}$ от температуры (⁵, ⁸) находятся в полном соответствии с формулами (3), (5)–(7). С этими формулами согласуется и найденная из эксперимента зависимость наклона прямой $V_{\text{фмз}}(H)$ от интенсивности света в области малых значений B . К этому следует добавить и хорошее качественное и количественное согласие теории и эксперимента по спектральной зависимости $I_{\text{фмз}}(\lambda)$, показанное в (¹¹).

3. Оценим теперь величину χ , характеризующую роль фотовольтаического неактивного объема пленки («фотошунта»). С этой целью сопоставим значения $V_{\text{афф}}^{\text{нас}}$ при освещении со стороны слоя и со стороны подложки для

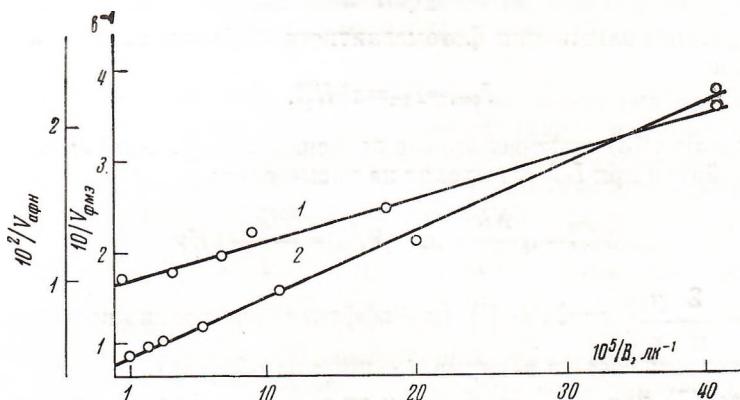


Рис. 2. Типичные люкс-вольтовые характеристики а.ф.н.- (1) и а.ф.м.н.-эффектов (2)

тех а.ф.н.-пленок, у которых фотонапряжения при фронтальном и тыловом освещении имеют одинаковую полярность. Как было показано в (⁷), для таких пленок CdTe причина неаддитивности фотонапряжений при одновременном фронтальном и тыловом освещении связана только с фотопроводимостью объема пленки.

Рассмотрев типичные результаты $V_{\text{фр}}^{\text{нас}} = 500$ в, $V_{\text{т}}^{\text{нас}} = 150$ в, $V_{\text{афф}}^{\text{нас}} = 250$ в, видим, что фотошунт снижает суммарное фотонапряжение в 2,5 раза. Величина $V_{\text{фмз}}^{\text{нас}}$, измеренная при возбуждении коротковолновым светом ($\lambda = 400$ нм), практически не отличается от величины фотомагнитного напряжения насыщения при фронтальном освещении белым светом (⁵). Этот результат показывает, что в условиях возбуждения белым светом со стороны активного слоя фотошунт по существу не изменяет своего сопротивления. Таким образом, множитель, учитывающий в формулах (3), (7) влияние фотошунта, имеет значение $\chi \sim 1$, т. е. фотопроводимость объема пленки CdTe не может быть причиной того, что величина фотонапряжения удовлетворяет неравенству

$$V_{\text{афф}}^{\text{нас}} \ll \frac{N}{2} \frac{kT}{q} \ln \frac{I_{\Phi}}{I_s}.$$

Следовательно, это неравенство обусловлено значительной компенсацией фотонапряжений, развивающихся на ($p-n$)- и ($n-p$)-переходах, $\eta \ll 1$, т. е.

$$V_{\Phi_1} \approx V_{\Phi_2} \approx \frac{N}{2} \frac{kT}{q} \ln \frac{I_{\Phi}}{I_s}, \quad V_{\text{афф}} = V_{\Phi_1} - V_{\Phi_2} \ll \frac{N}{2} \frac{kT}{q} \ln \frac{I_{\Phi}}{I_s}.$$

По этой же причине нелинейность люкс-вольтовых характеристик носит нелогарифмический характер независимо от того, насколько существенна роль фотошунта, что видно из формул (3). Из этих формул также следует, что люкс-вольтовые характеристики а.ф.н.- и а.ф.м.н.-эффектов, построенные в координатах $V^{-1}(B^{-1})$, представляют собой прямые, отсекающие на

оси ординат соответственно значения $1/V_{\text{афн}}^{\text{нас}}$ и $1/V_{\text{фмэ}}^{\text{нас}}$. Действительно, приведенные на рис. 2 экспериментальные зависимости $V_{\text{афн}}(B)$ и $V_{\text{фмэ}}(B)$ в таких координатах укладываются на прямые, что свидетельствует о правильном отражении физики микропроцессов, обусловливающих а.ф.н.-и а.ф.м.н.-эффекты в рассматриваемой модели пленок теллурида кадмия. Таким образом, предположения, составляющие основу теоретической модели, изображенной на рис. 1, можно считать экспериментально доказанными.

Физико-технический институт им. С. В. Стародубцева
Академии наук УзССР
Ташкент

Поступило
9 VII 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ L. Pensak, B. Goldstein, J. Appl. Phys., v. 30, 155 (1959). ² Я. Тауз, Фото- и термоэлектрические явления в полупроводниках, ИЛ, 1962. ³ Э. И. Адирович, В. М. Рубинов, Ю. М. Юабов, ДАН, т. 168, 1037 (1966); т. 174, 545 (1967). ⁴ Э. И. Адирович, В. Ф. Рослякова, Ю. М. Юабов, Физика и техн. полупроводников, т. 2, 1020 (1968). ⁵ Э. И. Адирович и др., В сборн. Фотоэлектрические явления в полупроводниках и оптоэлектроника, Ташкент, 1972, стр. 143. ⁶ Э. И. Адирович, В. М. Рубинов, Ю. М. Юабов, ДАН, т. 164, 529 (1965). ⁷ Э. И. Адирович, В. М. Рубинов, Ю. М. Юабов, Изв. АН УзССР, сер. физ.-матем. наук, № 6, 63 (1964). ⁸ Ю. И. Равич, Фотомагнитный эффект в полупроводниках и его применение, М., 1967. ⁹ Э. И. Адирович, Э. М. Мастов, Ю. М. Юабов, ДАН, т. 188, 1254 (1969). ¹⁰ М. М. Соминский, Исследование аномально больших фотонапряжений в пленках теллурида кадмия, германия и трехсернистой сурьмы, Автореф. кандидатской дисс., Алма-Ата, 1971. ¹¹ Э. И. Адирович, Д. А. Аронов, Э. М. Мастов, Ю. М. Юабов, Физика и техника полупроводников, т. 8, 2, 354 (1974).