

УДК 539.293/535.218

ФИЗИКА

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 косога 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. 1а, ее эквивалентная схема представлена на рис. 1б. 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 фотомангнитного эффектов. Фотопшунт $R_{ш}^{-1} = R_{ш0}^{-1} + \gamma B$ ($R_{ш0}$, γ — темновое сопротивление и коэффициент фотопроводимости) моделирует объем пленки. I и I' — фототок и фотомангнитный 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

$$I_{\phi 1} = I_1 + I_{ш}, \quad I_{\phi 2} = I_2 - I_{ш}, \quad (1a)$$

$$I_{\phi m 1} = I_1' + I_{ш}', \quad I_{\phi m 2} = I_2' - I_{ш}', \quad (1б)$$

$$I_1 = I_{s1} \left(\exp \frac{2q V_{\phi 1}}{NkT} - 1 \right), \quad I_2 = I_{s2} \left(\exp \frac{2q V_{\phi 2}}{NkT} - 1 \right), \quad (1в)$$

$$I_1' = \frac{dI_1}{dV_{\phi 1}} V_{\phi m 1} = \frac{2q(I_{s1} + I_1)}{NkT} V_{\phi m 1}, \quad (1г)$$

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

$$I_{ш} = V_{a\phi n} / R_{ш}, \quad I_{ш}' = V_{\phi m 3} / R_{ш}, \quad (1д)$$

где $N_1 = N_2 = N/2$ — число $(p-n)$ - и $(n-p)$ -переходов, $I_{s1, 2}$ — темновые токи насыщения. Замечая, что $V_{a\phi n} = V_{\phi 1} - V_{\phi 2}$, $V_{\phi m 3} = V_{\phi m 1} + V_{\phi m 2}$, 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

$$V_{a\phi n} = \frac{\eta a B / 2}{1/R_0 + 1/R_{ш0} + qaB / (\chi NkT)}, \quad V_{\phi m 3} = \frac{abHB}{1/R_0 + 1/R_{ш0} + qaB / (\chi NkT)} \quad (3)$$

где

$$\frac{1}{\kappa} \equiv 1 + \frac{NkT}{q} \frac{\gamma}{a} \quad \frac{1}{R_n} \equiv \frac{1}{Nr_{i0}} = \frac{qI_s}{NkT} \quad (4)$$

Выражения для $V_{aфн}$ и $V_{фмэ}$ в (3) получены с учетом того, что при любом сопротивлении фотопуанта выполняется условие $I_{ш} \ll I_{ф1} \simeq I_{ф2}$, т. е. $I \simeq I_{ф} = aB$. Это следует из анализа эквивалентной схемы (рис. 1 б) и системы уравнений (1), согласно которой максимальное значение тока $I_{ш}$, соответствующее $R_{ш} \rightarrow 0$, равно току короткого замыкания а.ф.н.-эффекта

$$I_{aфн} = 1/2 \eta aB \ll I_{ф} = aB. \quad (5)$$

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

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

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

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

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

Формула (7) для $V_{фмэ}^{нас}$ отличается от соответствующей формулы в (8) множителем κ , учитывающим действие фотовольтаически неактивного объема 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 $V_{aфн}$ и $V_{фмэ}$.

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.

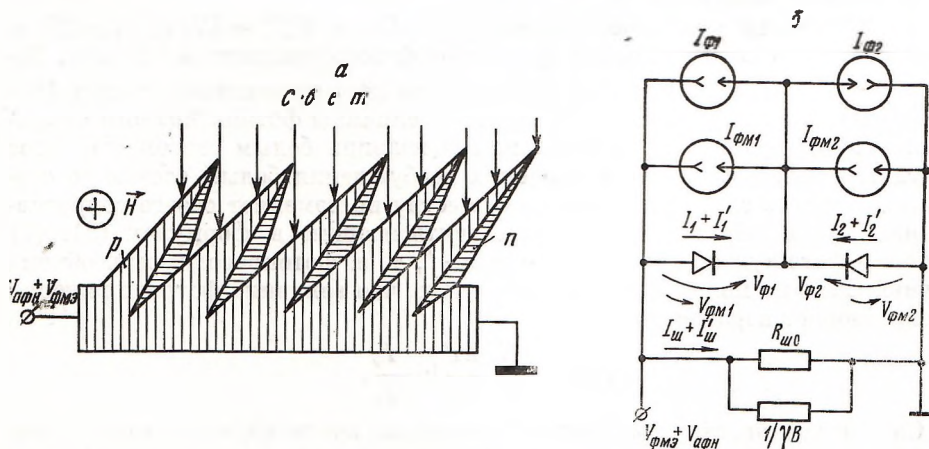


Рис. 1. Физическая модель пленки теллурида кадмия (а) и ее эквивалентная схема (б)

Люкс-амперные характеристики этих эффектов в пленках CdTe линейны в широком интервале освещенностей, а люкс-вольтовые зависимости $V_{aфн}(B)$ и $V_{фмэ}(B)$ сублинейны и выходят на насыщение при одной и той же интенсивности света (^{5, 7-10}). Это, а также установленные на опыте факты линейной зависимости $V_{фмэ}$ и $I_{фмэ}$ 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 κ , характеризующую роль фотовольтаически неактивного объема пленки («фотошунта»). С этой целью сопоставим значения $V_{\text{афн}}^{\text{нас}}$ при освещении со стороны слоя и со стороны подложки для

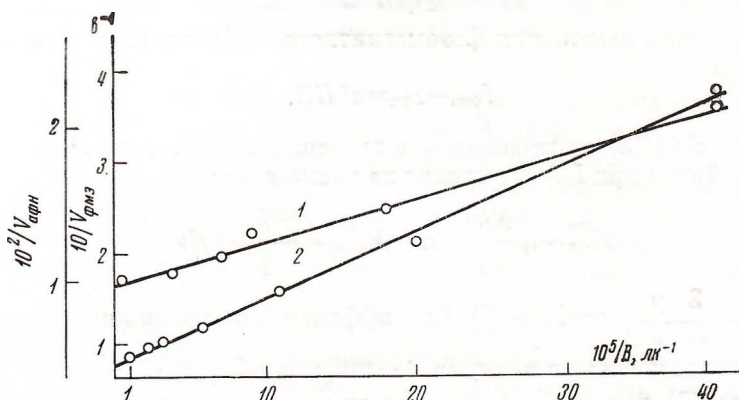


Рис. 2. Типичные люкс-вольтовые характеристики а.ф.н.- (1) и а.ф.м.н.-эффектов (2)

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, $V_{\text{фр}} = 250$ 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 фотомангнитного 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 $\kappa \sim 1$, т. е. фотопроводимость объема пленки CdTe не может быть причиной того, что величина фотонапряжения удовлетворяет неравенству

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

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

$$V_{\Phi 1} \simeq V_{\Phi 2} \simeq \frac{N}{2} \frac{kT}{q} \ln \frac{I_{\Phi}}{I_s}, \quad V_{\text{афн}} = V_{\Phi 1} - V_{\Phi 2} \ll \frac{N}{2} \frac{kT}{q} \ln \frac{I_{\Phi}}{I_s}.$$

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 $1/V_{\text{фмз}}^{\text{нас}}$. Действительно,

приведенные на рис. 2 экспериментальные зависимости $V_{\text{афн}}(B)$ и $V_{\text{фмз}}(B)$ в таких координатах укладываются на прямые, что свидетельствует о правильном отражении физики микропроцессов, обуславливающих 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. Тауц, 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. Мاستов, 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).