

В. А. Смынтына

ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ВЫСОКООМНЫХ ПЛЕНОК СЕЛЕНИДА КАДМИЯ

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) предварительно отожженных при 670 К в вакууме (высокоомных) пленок CdSe, измеренные в атмосфере газовой смеси с объемными долями 0,8 N₂, 0,2 O₂ в темноте были омичны до напряжений $V \leq 100$ В, а при $V > 100$ В появляется область отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) или насыщения тока J , за которым следует его сверхлинейное возрастание (рис. 1, кривая 1). Последующее понижение V сопровождалось уменьшением J (рис. 1, кривая 2), а на зависимости $J(V)$ наблюдались особенности, характерные для протекания токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) в полупроводниках. Гистерезис ВАХ имеет место лишь в том случае, если измерения продолжались в области $V > 100$ В.

Эти результаты дают основание предположить, что лишь представление о полевом гашении остаточной проводимости (ОП) [1] может оказаться полезным при интерпретации наблюдаемых особенностей ВАХ. Однако дальнейшие эксперименты показали, что при освещении образцов светом даже с интенсивностью $5 \cdot 10^3$ лк его состояние, соот-

ветствующее кривой 2 рис. 1, не изменяется, а релаксация тока после выключения освещения не имеет особенностей, характерных для ОП. Восстановление исходного состояния происходит только в результате прогрева образца при $1 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. до температур $T \geq 420$ К. При этом появление участка ОДС на ВАХ связано с электронно-молекулярными процессами на поверхности исследуемых образцов. Это подтвер-

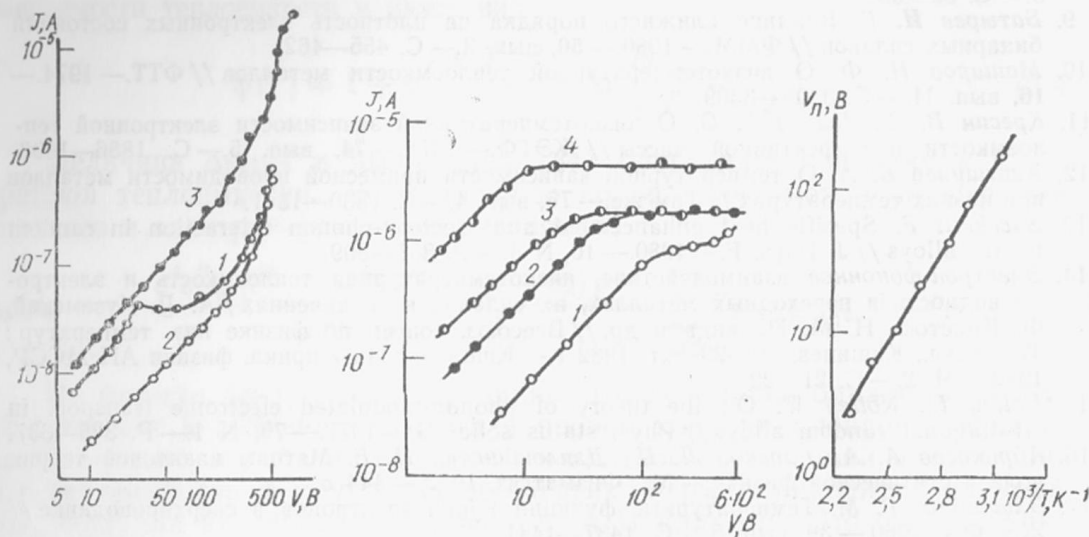


Рис. 1. ВАХ пленки CdSe, измеренные в атмосфере газовой смеси, содержащей кислород (1, 2), и в исходном состоянии в вакууме 10^{-5} мм рт. ст. (3), при увеличении (1) и уменьшении (2) V

Рис. 2. ВАХ пленки CdSe, измеренные при 310 (1), 348 (2), 368 (3), 390 К (4)

Рис. 3. Зависимость $V_n(T)$

ждается видом ВАХ, измеренной в вакууме непосредственно после прогрева образца до 420 К и охлаждения до 300 К (рис. 1, кривая 3).

Используя следующие из теории ТОПЗ [2] выражения для напряжения перехода $V_1 = ed^2n/\epsilon\theta$ от зависимости $j \sim V$ к $j \sim V^2$ и к пределу заполнения ловушек $V_{пл} = ed^2N_t/2\epsilon$, а также учитывая выражение для $\theta = (N_c/N_t) \exp(-E_t/kt)$, по кривым 2 и 3 рис. 1 для давлений 760 и 10^{-5} мм рт. ст. были найдены основные параметры, приведенные в таблице (n , N_t — концентрации свободных электронов и ловушек, E_t — энергетическое расстояние уровня ловушки от дна зоны проводимости, L_D — дебаевская длина экранирования).

Дрейфовые подвижности, вычисленные (с использованием данных таблицы) с помощью выражения [3]

$$\mu_d = \mu (N_c/N_t) \exp(E_t/kT) \quad (1)$$

и с учетом времени пролета $t_{пр} = 0,768t_0$ [4]

$$\mu_d = 0,768L^2/t_{пр}V, \quad (2)$$

оказались равными соответственно $5 \cdot 10^{-2}$ и $1,3 \cdot 10^{-6}$ см²/(В·с). Значения t_0 определены по характеристикам переходных ТОПЗ, $\mu = 0,1$ см²/(В·с) — характерное значение подвижности для пленок CdSe, изме-

p , мм рт. ст.	d , см	n , см ⁻³	N_t , см ⁻³	E_t , эВ	L_D , см
760	$8 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{12}$	$6,7 \cdot 10^{13}$	0,31	$1,8 \cdot 10^{-5}$
10^{-5}	$6 \cdot 10^{-4}$	$1,6 \cdot 10^{14}$	$9,5 \cdot 10^{15}$	0,19	$2,1 \cdot 10^{-6}$

ренной с помощью эффекта Холла. Сопоставляя (1) и (2), находим, что высота барьеров в исследуемых пленках ϕ_d не превышает 0,27 эВ, а концентрация отрицательного заряда, накопленного на поверхностных состояниях в области межкристаллитных границ в исходных пленках, составляет примерно $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

Считая, что распределение электронов у поверхности бoльцмановское и на каждом кристаллите падает напряжение V_i , как и в [5], плотность электронного потока через барьер ϕ_s можно представить в виде

$$j = \frac{env}{4} \exp\left(\frac{-\phi_s + eV_i}{kT}\right) \quad (3)$$

(v — тепловая скорость электронов).

С учетом (3) напряжение перехода ВАХ к насыщению

$$V_n = \left[\frac{0,11evN_c(N_d - N_a)}{e\mu_0 N_a} \right]^{1/2} \exp\left(\frac{\phi_d - \phi_s + E_d}{kT}\right). \quad (4)$$

Экспериментально наблюдалось экспоненциальное уменьшение V_n с ростом температуры (рис. 2, 3), а энергия активации зависимости $V_n = f(1/T)$ составляла 0,8 эВ (рис. 3). Энергия активации основного донорного состояния $E_d = 0,4 \div 0,48$ эВ определена по температурным зависимостям темнового тока [3]. Таким образом, изгиб зон на поверхности кристаллитов, доступной для хемосорбции кислорода, в случае исходных слоев CdSe не превышает 0,6—0,7 эВ, а концентрация заполненных электронами поверхностных состояний составляет примерно 10^{12} см^{-2} .

В результате стимулированной полем дополнительной хемосорбции кислорода плотность заполненных электронами поверхностных состояний возрастает на $8 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, а поверхностный потенциальный барьер — на $\Delta\phi_s \approx 0,03$ эВ. Следовательно, появление участков насыщения и ОДС на ВАХ связано, главным образом, с уменьшением концентрации свободных электронов в пленках CdSe в результате захвата их на кислородные уровни.

SUMMARY. The formation mechanism of the negative differential resistivity (NDR) region at volt-current characteristics of vacuum-annealed high ohmic CdSe films is investigated. The appearance of the NDR part is connected with a decrease of the free electron concentration as a result of their capture into surface levels formed by chemisorbed oxygen.

1. Гашение остаточной проводимости электрическим полем / А. Г. Ждан, А. Д. Ожердов, М. И. Елинсон, М. А. Мессерер // Письма в ЖЭТФ.— 1968.— 8, вып. 8.— С. 402—405.
2. Marlor G. A., Woods J. Space charge limited currents in cadmium sulphide crystals // Proc. Phys. Soc.— 1963.— 81.— P. 1013—1021.
3. Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел.— М.: Изд-во иностр. лит., 1962.— 559 с.
4. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах.— М.: Мир, 1973.— 416 с.
5. Вищакас Ю. К., Гайделис В. И., Монтримас Э. А. Влияние межкристаллитных барьеров на кинетику фотопроводимости // Лит. физ. сб.— 1966.— 6.— С. 561—568.

Одес. ун-т им. И. И. Мечникова

Получено 03.01.86