

В. П. ЖУЗЕ и С. М. РЫВКИН

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В ЗАКИСИ МЕДИ

(Представлено академиком А. Ф. Иоффе 30 VII 1947)

1. Постановка задачи. Добавочная проводимость, созданная светом (фотопроводимость), в случае одного сорта носителей может быть написана в виде:

$$\Delta\sigma = e n \mu \tau, \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $\mu$  — подвижность световых носителей,  $n$  — число носителей, освобождаемых светом в единицу времени,  $\tau$  — среднее время жизни.

Если считать, что  $n$  не должно меняться с температурой, то вся температурная зависимость  $\Delta\sigma$  определится температурной зависимостью  $\mu$  и  $\tau$ .

Влияние температуры на подвижность достаточно изучено<sup>(1)</sup>, и поскольку нет оснований предполагать, что подвижность световых и темновых носителей ведет себя неодинаково, изучение температурной зависимости фотопроводимости должно привести к определению температурной зависимости времени жизни.

Точный ход температурной зависимости фотопроводимости в  $\text{Cu}_2\text{O}$  до сих пор неизвестен. Известно лишь, что  $\Delta\sigma$  возрастает с уменьшением температуры.

Нашей задачей было:

а) исследование температурного хода стационарной (установившейся) фотопроводимости в  $\text{Cu}_2\text{O}$ ;

б) исследование влияния температуры на процессы установления равновесия при освещении и затемнении образца.

2. Экспериментальная часть. Образец  $\text{Cu}_2\text{O}$ , помещенный в специальный дюар, освещался прямоугольными импульсами света. Измерялась величина и исследовалась форма кривых нарастания и спада фотопроводимости в зависимости от температуры и продолжительности импульса (продолжительности импульсов и промежутков между ними были равны).

Образцы выпиливались и вышлифовывались из поликристаллической  $\text{Cu}_2\text{O}$ . С торцов наносились электроды из аквадага. Свет падал перпендикулярно электрическому полю на среднюю часть образца, не захватывая электроды и приэлектродные области.

Падение напряжения на освещаемой части (между точечными зондами) измерялось компенсационным методом при помощи струнного электрометра. Лишь применение этого „зондового“ метода, исключаяющего влияние приэлектродных слоев (подобно широко распространенному „зондовому“ методу измерения электропроводности), дает возможность производить количественные измерения при исследовании фотопроводимости.

При освещении образца световыми импульсами на сопротивлении  $R$ , включенном последовательно с образцом и батареей, напряжение которой равно  $V$ , возникает переменное напряжение, по амплитуде которого  $v$  и форме можно судить о величине и форме кривых нарастания и спада фотопроводимости.

Это напряжение усиливалось широкополосным усилителем, у которого практически отсутствовали частотные и фазовые искажения.

Амплитуда переменной составляющей фотопроводимости освещенной части образца в общем случае определялась по формуле:

$$\Delta\sigma_0 = \frac{v(r+R)^2}{r_0 R(V-v) + v(r_0^2 r - r_0 r^2 - 2r_0 r R - r_0 R^2)} \quad (2)$$

где  $r$  — сопротивление всего образца в темноте,  $r_0$  — сопротивление между зондами в темноте.

Измерения производились в температурном интервале от  $+20$  до  $-100^\circ \text{C}$ . Образец освещался через стеклянный красный фильтр RG-2. Максимум фотопроводимости в  $\text{Cu}_2\text{O}$  в пределах от  $+20^\circ \text{C}$  до  $-100^\circ \text{C}$  смещается от  $0,64$  до  $0,62\mu$  (<sup>2</sup>). Изменение прозрачности фильтра в этих пределах незначительно. Одновременно с измерением  $\Delta\sigma_0$  измерялась и величина темновой проводимости между зондами  $\sigma_0$ .

3. Результаты измерений. Как видно из рис. 1, *а*, при комнатной температуре форма кривой фотопроводимости не отличается от формы световых импульсов (продолжительностью  $t_1 = 2 \cdot 10^{-3}$  сек.), т. е. при этой температуре и продолжительности импульса инерция фотопроводимости незаметна.

При понижении температуры  $T$  величина фотопроводимости резко возрастает, а форма все более искажается (рис. 1, *б*, *в*, *г*, *д*) иллюстрирует это изменение формы, но не дает представления о величине сигнала).

На рис. 2 приведены три кривые  $\Delta\sigma_0 = f(T)$ , снятые при разных  $t_1$ . Как видно, в области более высоких температур фотопроводимость растет с понижением температуры и на этом участке (*а*) совпадает для импульсов разной продолжительности.

Такой рост продолжался бы и в области более низких температур, однако, начиная с некоторой температуры (своей для каждого  $t_1$ ), инерция нарастания и спада фотопроводимости становится столь большой, что за время импульса не успевает установиться равновесие (см. также рис. 1, *г*, *д*).

Рис. 1. Температурная зависимость изменения фотопроводимости образца во времени при освещении прямоугольными световыми импульсами

Этим объясняется уменьшение измеряемой на опыте величины  $\Delta\sigma_0$  при дальнейшем уменьшении температуры.

На рис. 3 те же кривые, что и на рис. 2, построены в координатах  $\lg \Delta\sigma_0, 1/T$ .

Кроме того, здесь изображена зависимость  $\lg \sigma_0 = f(1/T)$ . Наиболее интересно то, что фотопроводимость возрастает по экспоненте с уменьшением температуры (рис. 3,  $\alpha$ ), причем наклон логарифмической прямой равен наклону прямой  $\lg \sigma_0 = f(1/T)$  с обратным знаком. Столь сильная зависимость фотопроводимости от температуры свидетельствует о том, что главной ее причиной следует считать сильную температурную зависимость времени жизни, так как изменение подвижности с температурой происходит значительно медленнее (по закону  $\sim T^{-3/2}$ ). Уменьшение измеряемой величины, вызванное появлением инерционности (ветви кривых  $\beta, \gamma, \delta$ ), также происходит по экспоненте, но с наклоном, равным наклону зависимости  $\lg \sigma_0 = f(1/T)$ .

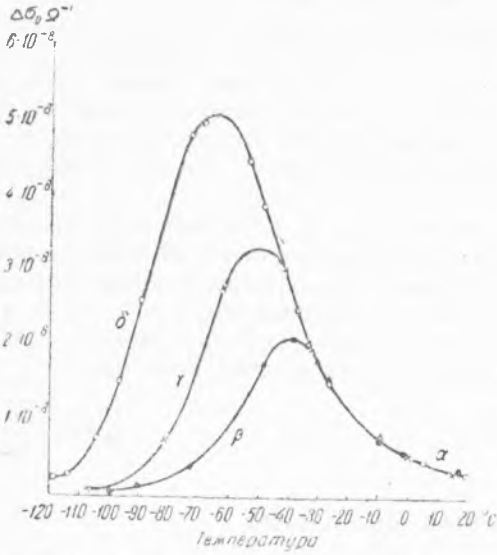


Рис. 2.  $\beta - t_1 = 2,28 \cdot 10^{-3}$  сек.;  $\gamma - t_1 = 6,01 \cdot 10^{-3}$  сек.;  $\delta - t_1 = 6,34 \cdot 10^{-2}$  сек.

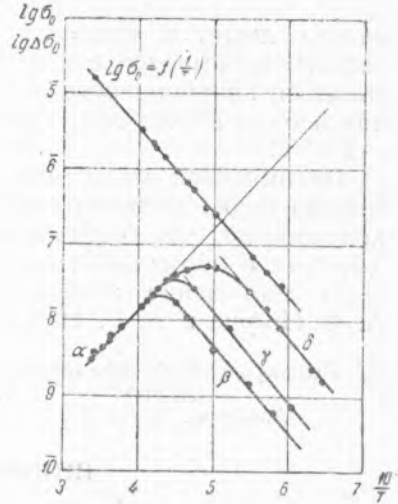


Рис. 3.  $\beta - t_1 = 2,28 \cdot 10^{-3}$  сек.;  $\gamma - t_1 = 6,00 \cdot 10^{-3}$  сек.;  $\delta - t_1 = 6,34 \cdot 10^{-2}$  сек.

4. Обсуждение результатов. Анализ рис. 1 показывает, что нарастание и спадание фотопроводимости происходит по экспонентам вида:

$$A(1 - e^{-t/t_0}), \quad (3)$$

$$Ae^{-t/t_0}. \quad (4)$$

По расчету амплитуда величины, измеряемой на опыте,  $\Delta \sigma_0$ , равна:

$$\Delta \sigma_0 = A \operatorname{th} \frac{t_1}{2t_0}, \quad (5)$$

где  $A$  — величина стационарной (установившейся) фотопроводимости,  $t_1$  — продолжительность импульса,  $t_0$  — постоянная времени в (3) и (4), соответствующая среднему времени жизни носителей, освобожденных светом,  $\tau$ , в (1).

При высоких температурах  $t_0 \ll t_1$  и  $\Delta \sigma_0 \cong A$ , при низких температурах  $t_0 \gg t_1$ ,  $\operatorname{th} \frac{t_1}{2t_0} \cong \frac{t_1}{2t_0}$ ,  $t_0 \cong \frac{t_1 A}{2 \Delta \sigma_0}$ ,

$$\lg t_0 \cong \lg \frac{t_1}{2} + (\lg A - \lg \Delta \sigma_0). \quad (6)$$

Экстраполируя участок  $\alpha$  (рис. 3) в область низких температур и используя (6), можно вычислить среднее время жизни световых носителей  $t_0$ .

Например, при  $-70^\circ \text{C}$  получаем  $t_0 = 0,044$  сек., при  $-105^\circ \text{C}$   $t_0 = 6,4$  сек.

Если считать, что темновая проводимость следует закону  $\sigma_0 \sim e^{-U/2kT}$ , то из рис. 3 можно заключить, что

$$A \sim e^{U/2kT} \text{ и } t_0 \sim e^{U/kT}. \quad (7)$$

Экстраполируя (7) в область высоких температур, получаем, что для исследованного образца при комнатной температуре  $t_0 = 1,3 \cdot 10^{-5}$  сек.

Это значение находится в хорошем согласии с оценкой Шонвальда<sup>(3)</sup>, который нашел, что  $t_0$  для записи меди при комнатной температуре лежит в пределах  $1,6 \cdot 10^{-5} - 2,3 \cdot 10^{-5}$  сек. Таким образом, частоты прерываний света, при которых в  $\text{Si}_2\text{O}$  начинает заметно сказываться инерционность, весьма сильно зависят от температуры, изменяясь от  $\sim 10^5$  Hz при комнатной температуре до долей герца при  $-100^\circ \text{C}$ .

Несомненная связь между темновой ( $\sigma_0$ ) и световой ( $\Delta\sigma_0$ ) проводимостью видна из рассмотрения рис. 3 и может быть объяснена предположением, что создаваемые светом электроны рекомбинируют с дырками в нормальной полосе, созданными теплом.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность акад. А. Ф. Иоффе и А. В. Иоффе за ряд весьма ценных советов.

Ленинградский физико-технический  
институт  
Академии Наук СССР

Поступило  
30 VII 1947

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> E. Engelhard, Ann. d. Phys., **17**, 501 (1933). <sup>2</sup> G. Mönch, Z. f. Phys., **78**, 728 (1932). <sup>3</sup> B. Schönwald, Ann. d. Phys., **15**, 395 (1932).