

О КИНЕТИКИ ФОТОПРОДИМОСТИ МОНОКРИСТАЛЛОВ V_2O_5 ПОД ВЛИЯНИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Л. НАНАИ, Ю. К. ЮШИН*, Э. СИЛ и И. ХЕВЕШИ

Институт Экспериментальной Физики Университета им. А. Йозефа, г. Сегед

* Институт Кристаллографии им. А. С. Шубникова, г. Москва, СССР

(Поступило в редакцию в 15 июля 1979 г.)

Генерация и рекомбинация фотоносителей исследуется на кристаллических пластинках V_2O_5 . Установлено, донор центры играют важную роль в генерации фототока, так генерация фототока хорошо описывается моделью, предложенной Гудденом—Подем, а для релаксации фототока дается гипотеза о ее термическом происхождении.

Известно, что высший окисел ванадия, V_2O_5 является полупроводником n -типа, полупроводниковые свойства которого определяются дефектами по кислороду [1, 2] обладающий довольно низкой подвижностью носителей [2], шириной зоны $\sim 2,3$ эВ и активационной энергии $\sim 0,45$ эВ [4, 5]. Отклонения в стехиометрическом составе, дефекты по окислу выступают как донорные центры и во многом определяют механизм проводимости V_2O_5 . Известно, что V_2O_5 при температурах ниже точки плавления не показывает собственную проводимость [5]. Фотопроводящие свойства материала практически не изучены. По данным [6] в красной области спектра при обычных интенсивностях обладает незначительной фоточувствительностью.

Цель настоящей работы, изучить фотопроводящие свойства V_2O_5 на длине волны рубинового лазера ($\lambda = 0,694$ мк) при высоких интенсивностях возбуждения.

Эксперимент

Монокристаллы выращивались из расплава и из них по плоскостям (010) были сколоты образцы размерами порядка $15 \times 5 \times 0,2$ мм. Контактные образцы помещались в путь излучения рубинового лазера. Относительное изменение тока регистрировалось с помощью осциллографа. Одновременно измерялась лучевая энергия, падающая на образец.

Результаты экспериментов показывают, что фототок экспоненциально растет во время действия лазерного излучения. После прекращения импульса излучения амплитуда сигнала экспоненциально падает, притом время спада достигает очень большие значения (рис. 1).

По измеренным данным следует, что амплитуда сигнала «фотоответа» линейно увеличивается с ростом падающей на образец лучевой энергии при фиксированном напряжении на нем (рис. 2).

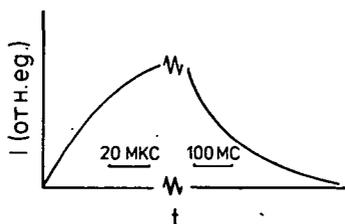


Рис. 1. Зависимость нарастания и спада фототока от времени.

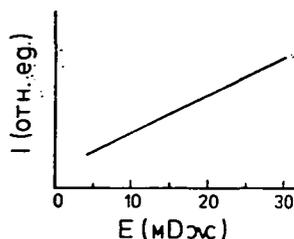


Рис. 2. Зависимость силы фототока от уровня возбуждения.

Дискуссия результатов

Поскольку энергия кванта рубинового лазера ($h\nu = 1,78$ эВ) меньше ширины запрещенной зоны, то причиной поглощения света является оптическое возбуждение электронов донорных центров в зону проводимости. Заброшенные электроны будут горячими и избыток энергии расходуется в столкновениях с фононами.

Если предположить, что фотопроводимость, наблюдаемая во время действия лазерного импульса связана с электронами возбужденными светом с донорных уровней, то можно использовать для оценок формулу, предложенную еще Гудденом и Полем [7] для «первичных» фототоков,

$$\Delta i = Fe \frac{x_-}{d}, \quad (1)$$

где Δi — фототок, F — скорость генерации свободных носителей, e — заряд электрона, d — расстояние между электродами, x_- — расстояние в направлении противоположном полю, проходимое свободным отрицательным заряженным носителем до захвата. Если к электродам приложено напряжение V , а μ_n и τ_n соответственно подвижность и время жизни в зоне проводимости, то

$$x_- = \mu_n \frac{V}{d} \tau_n.$$

Так как коэффициент поглощения образца на этой длине волны ~ 120 см $^{-1}$ и толщина его превышает α^{-1} , можно считать, что величина F совпадает со скоростью поглощения фотонов которая равна $\sim \frac{\epsilon}{\hbar\omega\Delta t}$, где $\hbar\omega = 1,78$ эВ, ϵ — энергия лазерного импульса $\sim 10^{-2}$ Дж, Δt — его длительность $\sim 10^{-4}$ сек $^{-1}$. Для F так получается значение $F \approx 4 \cdot 10^{20}$ сек $^{-1}$. Относительное изменение тока по сравнению с темновым током составляет $\sim 0,5 \cdot 10^{-4}$ А, поэтому для x_- получаем $x_- \sim 10^{-6}$ ($V=30$ В и $d=0,8$ см). Если воспользоваться величиной подвижности $\mu_n \approx 1$ см 2 сек $^{-1}$ В $^{-1}$, то получаем $\tau_n \approx 3 \cdot 10^{-8}$ сек. Для величины подвижности взятых из [3] $\sim 10^{-2}$ см 2 сек $^{-1}$ В $^{-1}$, получаем $\tau_n \approx 3 \cdot 10^{-6}$ сек. Отме-

тим, что для разогретых электронов подвижность может отличаться от подвижности приведенной в работе [3].

Полученные оценки времени жизни показывают, что высказанное выше предположение о природе фотопроводимости во время действия лазерного импульса вполне правдоподобно. Электрон проводимости в свою очередь может быть захвачен донорным центром если последний не занят электроном. В модели одного глубокого донорного уровня зависимость концентрации электронов проводимости $n(t)$ с учетом процессов возбуждения и захвата

$$\frac{dn}{dt} = (N_d - n)D - n^2 vS, \quad (2)$$

где

$$D = AI + w.$$

Здесь N_d — концентрация донорных центров, AI — вероятность возбуждения электрона в единицу времени светом интенсивностью I , w — вероятность теплового возбуждения, vS — среднее значение произведения скорости электрона на сечения захвата. Предположим, что лазерный пучок начинает действовать на образец при $t=0$. Стационарное решение (2) будет

$$n = \frac{\sqrt{D^2 + 4vSN_d D} - D}{2vS}. \quad (3)$$

Учитывая начальное условие $n(0) = n_0$, и тот факт, что переменные в дифференциальном уравнении (2) разделяются, находим его решение

$$n(t) = \frac{n_2(n_1 - n_0) + n_1(n_0 - n_2)e^{\beta t}}{(n_1 - n_0) + (n_0 - n_2)e^{\beta t}}, \quad (4)$$

здесь

$$n_2 = \frac{-D - \sqrt{D^2 + 4vSN_d D}}{2vS}$$

и

$$\beta = vS(n_1 - n_2) = \sqrt{D^2 + 4vSN_d D}.$$

Поскольку проводимость $\sigma \sim e\mu_n n$, то экспериментально наблюдаемая зависимость силы фототока находится в соответствии уравнению (4).

Как видно из рис. 1. спад фототока длится намного дольше, чем его нарастание. Экспоненциальный его характер и также линейная зависимость силы фототока от уровня возбуждения указывают на линейную рекомбинацию. Чрезмерная длительность спада обращает внимание на учет возможных тепловых эффектов. При облучении кристалла высокими интенсивностями света поверхность его значительно нагревается. В нашем случае приращение температуры может достигать значений 50—70 град. Цельсия. Итак можно думать, что рекомбинированные на донорных центрах носители под влиянием температуры снова забрасываются в зону проводимости. Уменьшение фототока хорошо согласуется законом охлаждения Ньютона, что подтверждает вышесказанное о тепловом характере затухания фототока.

Литература

- [1] Дорэско, Ф. В., В. Г. Савицкий: ФТТ 19, 953 (1977).
- [2] Bodó, Z., I. Hevesi: Phys. stat. sol 20, K45 (1967).
- [3] Neuberger, M.: EPIC IR 79 Reports, Kansas City, 1971.
- [4] Йоффе, В. А.: Автореферат докторской диссертации, Ленинград, 1967.
- [5] Hevesi, I.: Candidate Dissertation, Szeged, 1967.
- [6] Hevesi, I., J. Lang, G. G. Chemeresyuk: Acta Phys. et Chem. Szeged 19, 25 (1973).
- [7] Бьюб, Р.: Фотопроводимость твердых тел, ИЛ, Москва, 1962.

KINETICAL INVESTIGATION OF LASER-INDUCED PHOTOCONDUCTION
OF V_2O_5 SINGLE CRYSTALS

L. Nánai, Yu. K. Yushin, E. Szil and I. Hevesi

The photoconduction of V_2O_5 single crystals has been studied. It has been found that the donor impurities have important role in the generation of photocurrent, according to the GOULDEN—РОНИ theory. The relaxation may be in connection with temperature effects.