

УДК 621.382

ТЕМНОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ И ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПЛЕНКАХ Ga₂Se₃.

МЕДЖИДОВ А.Б., МУРАДОВ Р.М. *, АЛИЕВ И.М.

*Институт Физики НАН Азербайджана
Азербайджанское Высшее Военное Училище

Изучены темновая проводимость и коэффициент оптического поглощения в аморфных пленках Ga₂Se₃, полученных высокочастотным напылением в вакууме. Обнаружено, что темновая проводимость σ_T при низких температурах подчиняется закону $\ln \sigma_T \sim T^{-\frac{1}{4}}$, характерному для прыжкового механизма между локализованными состояниями вблизи уровня Ферми. Определена плотность состояний $N(E_F) \approx (3.1 \div 4.0) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$. Показано, что в пленках Ga₂Se₃ коэффициент оптического поглощения описывается соотношением $\alpha \hbar \omega \approx \beta (\hbar \omega - E_{on})^2$ с оптической шириной зоны $E_{opt} = 1,85 \div 1,90 \text{ эВ}$.

В кристаллической форме материал Ga₂Se₃ исследован многими авторами. Опубликованы данные по электрическим [1-3], фотоэлектрическим [4,5], оптическим [6] свойствам и обсуждалось возможное применение этого материала для преобразования солнечной энергии. Однако незначительное внимание было уделено изучению электрофизических свойств аморфных пленок Ga₂Se₃. Имеется несколько работ [7-9], в которых изучено влияние термической обработки пленок на структурные особенности и оптическую ширину запрещенной зоны в пленках Ga₂Se₃, полученных методами импульсного, лазерного и термического напылений на различные подложки.

В данной работе изложены результаты измерений зависимости темновой проводимости от температуры и оптического поглощения как функции энергии фотонов при комнатной температуре в аморфных пленках Ga₂Se₃, полученных высокочастотным напылением и термической обработкой в парах селена.

1. Метод получения пленок и измерений

Для получения пленок Ga₂Se₃ в качестве исходного материала использовались кристаллы Ga₂Se₃, полученные прямым синтезом из чистых галлия (99,99) и селена стехиометрического состава и выращенные методом Бриджмена.

Пленки Ga₂Se₃ толщиной (0,5÷0,8) мкм наносились методом высокочастотного напыления со скоростью (10÷15) Å/сек на стеклянные подложки, установленные перпендикулярно на расстоянии (30-35) см от источника испарения. В процессе нанесения пленок толщина контролировалась кристаллическим детектором, а также на интерференционном микроскопе типа МИИ-4, после отжига. Для стабилизации параметров пленки образцы нагревались в течение трех часов в среде паров селена при температуре (645÷665) К и давлении 200 кПа.

Полученные пленки имели сферолитную структуру. Сферолиты имели форму диска диаметром до нескольких миллиметров. Рентгенодифракционным анализом в пленках Ga₂Se₃ обнаружены один четкий пик отражения в направлении (200) и два

широких в направлениях (111) и (311), что характеризует степень структурного совершенства полученных пленок.

На поверхность исследуемой пленки термическим испарением наносились на расстоянии 2 мм и толщиной $(0,8 \div 1)$ мкм измерительные электроды из хрома. Омичность электродов проверялась по вольтамперной характеристике в темноте, которая в пределах $(1 \div 200)$ В, оказалось линейной и симметричной. При больших смещениях омичность контактов нарушалась, что, по-видимому, связано с эффектом пространственного заряда.

Образцы помещались в низкотемпературный криостат и монтировались совместно с термопарой на устройстве с высокоомной электрической изоляцией ($\approx 10^{12}$ Ом) от измерительного отсека. Темновая проводимость измерялась электрометрическим усилителем. Оптические исследования проводились на спектрометре типа МДР-2 при комнатной температуре.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение.

На рис.1а приведена темновая проводимость $\ln \sigma_T$ как функция температуры. Как видно из рис.1а, на кривой проводимости пленки Ga_2Se_3 обнаруживаются две области.

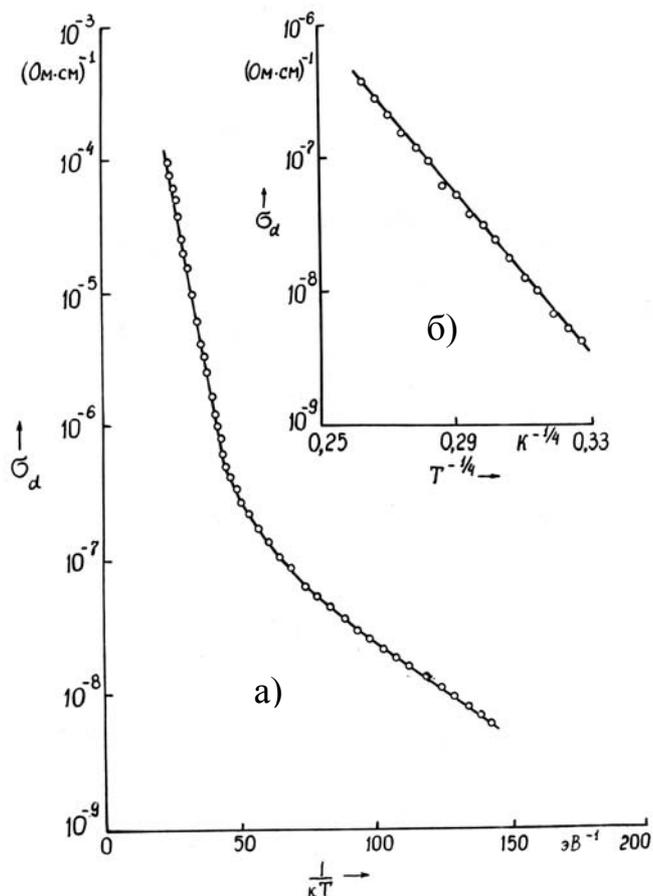


Рис.1, а) Температурные зависимости темновой проводимости.
б) Темновая проводимость как функция от $T^{-1/4}$ при $T < 195$ К.

Выше температуры 260 К темновая проводимость ($\ln \sigma_T$) линейно зависит от ($1/T$). Энергия активации, вычисленная из наклона этого участка, составляет $E_a=(0,36\pm 0,03)$ эВ. Если предположить, что этот участок формируется переходами носителей заряда из локализованных состояний в зону проводимости, то проводимость подчиняется закону

$$\sigma_T = Ce^{-\left(\frac{E_a}{kT}\right)} \quad (1)$$

где значение C , вычисленное из $\ln \sigma_T = f(1/T)$, составляет $(160\div 240)\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, что сравнимо по значению с данными по другим аморфным материалам [10].

Ниже температуры 260К активационная энергия уменьшается постепенно с уменьшением температуры. Как видно из рис.1б, темновая проводимость на этом участке изменяется экспоненциально с $T^{-1/4}$, что является доказательством того, что носители заряда переносятся вследствие ряда прыжков из состояний, близких к уровню Ферми. Согласно модели, предложенной Моттом, проводимость в этом случае должна подчиняться закону

$$\sigma_T = \sigma_0 e^{-\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4}} \quad (2)$$

где α^{-1} – главным образом, зависит от фононной части, в то время как T_0 приближенно дается выражением

$$T_0 = \frac{C_0 \alpha^3}{kN(E_F)} \quad (3)$$

где α^{-1} – расстояние распространения волновой функции с места прыжка; k – постоянная Больцмана; $N(E_F)$ - плотность состояний вблизи уровня Ферми.

Принимая Моттовские значения $C_0 = 1,81$; $\alpha^{-1} = 20 \text{ \AA}$ и определяя из экспериментальных данных $\sigma_\alpha = f(T^{-1/4})$, находим плотность состояний $N(E_F)$. Значения параметров для различных толщин пленок приведены в таблице.

Коэффициент поглощения определяется из измерений пропускания пленок Ga_2Se_3 в области сильного поглощения по формуле

$$T = (1 + R)^2 e^{-(\alpha d)} \quad (4)$$

Таблица

№№ образца	d, (мкм)	C, ($\text{Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$)	E_a , (эВ)	$N(E_F)$, ($\text{eV}^{-1}\text{см}^{-3}$)
A.1	0,50	240	0,30	4,0
A.10	0,70	140	0,29	3,2
A.12	0,80	150	0,36	3,2

где α – толщина пленок; R – отражение.

На рис.2а приведена спектральная зависимость коэффициента поглощения, определенная этим методом.

Анализ показывает, что при комнатной температуре для пленок Ga_2Se_3 соблюдается соотношение $\alpha \hbar \omega \approx \beta (\hbar \omega - E_{on})^2$. Оптическая ширина запрещенной зоны и качественный фактор определялись из пересечения и наклона зависимости

$\alpha \hbar \omega = f(\hbar \omega)$, для исследованных пленок (рис.2,б) они соответственно равны $E_{\text{опт}}=1,85 \div 1,90$ эВ и $\beta=(2,4 \div 4,0) \cdot 10^5 \text{Ом}^{-1} \text{эВ}^{-1}$.

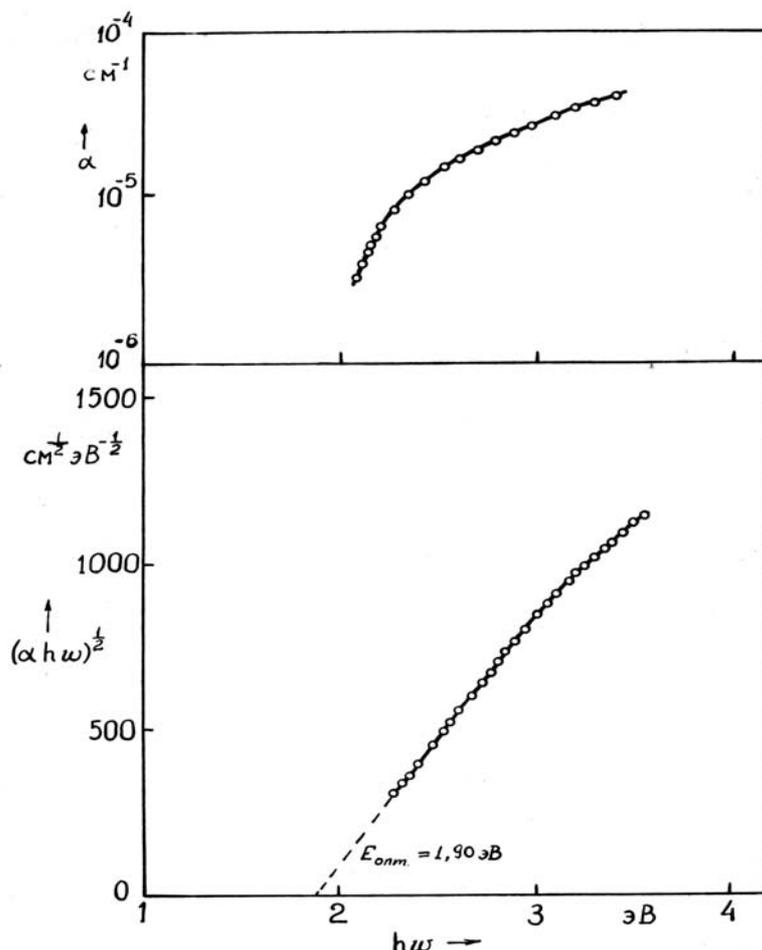


Рис.2, а) Спектральная зависимость коэффициента поглощения.
 б) Зависимость коэффициента поглощения $(\alpha \hbar \omega)^{1/2}$ от энергии фотонов при комнатной температуре.

ВЫВОДЫ

Результаты исследований стационарной темновой проводимости и коэффициента оптического поглощения аморфных пленок Ga_2Se_3 , полученных высокочастотным напылением с последующим отжигом в парах селена, показали, что они согласуются с известными данными по аморфным пленкам других материалов.

Использование теории протекания при анализе температурных зависимостей темновой проводимости позволяет определить с логарифмической точностью зависимости прыжковой проводимости по локализованным состояниям от их плотности и температуры. Возможно, что экспериментальные результаты, изложенные в настоящем сообщении, могут быть интерпретированы другим путем, с использованием других моделей для плотности состояний в зоне. Однако, для этого

необходимо использовать другие экспериментальные методы, такие, как измерение фотопроводимости, полевого эффекта, емкости и т.д. для оценки распределения электронной и дырочной состояний в запрещенной зоне.

1. Д. Н. Наследов и И. А. Фелтыньш. ФТТ, 1959, 1, 565.
2. Д. Н. Наследов и И. А. Фелтыньш. ФТТ, 1959, 2, 823.
3. И. А. Фелтыньш. Из. АН Лит.ССР, 1960,12,61.
4. N.A. Goryunova, V.S.Grigoryeva, R.M.Konavalenko and S.M.Rykin Zn. Tekh. Fiz., 25, (1965), 1675.
5. R.N.Bube, E.L.Lind Rhys.Rev. 115, (1959), 1159.
6. E.Komer, A.Rabenau, Z.Naturforsch, 13a,1958, 531.
7. V.G.Tyrziu, M.P. Tyrzin. Tr. Phys. Poluprovodn. Kishineyevskii Gosudarstvennii Universitet 1, (1962), 92
8. V.G.Tyrziu, M.P. Tyrzin. Tr. Phys. Poluprovodn. Kishineyevskii Gosudarstvennii Universitet 1, (1962), 97.
9. А.Б.Меджидов, Г.М.Мамедов и др. Структурные особенности и эффект электрического поля в аморфных пленках A^3B^6 и $A^3_2B^6_3$. Препринт №238, ИФАН Азерб.респ., г. Баку.
10. N.F. Mott, E.A.Paris Electron processes in non-crystall materials. Clarendon press. Oxford 1979.

GA₂SE₃ NAZİK TƏBƏQƏLƏRDƏ QARANLIQ KEÇİRİCİLİYİ VƏ OPTİK UDULMA

MƏCİDOV A.B., MURADOV R.M., ƏLİYEV İ.M.

Vakuumda yüksək tezlikli tozlamaqla alınmış Ga₂Se₃ nazik təbəqələrdə qaranlıq keçiriciliyi və optik udulma əmsalı öyrənilmişdir. Aşkar edilmişdir ki, (σ_T) qaranlıq keçiriciliyi aşağı temperaturda Fermi səviyyəsi ətrafında məhdudlaşdırılmış vəziyyətlər arasında sıçrayış mexanizmləri üçün xarakterik olan $\ln \alpha_T \approx T^{-1/4}$ qanununa tabe olur. Halın sıxlığı $N(E_F) \approx (3.1 \div 4.0) \cdot 10^{19} \text{ sm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ təyin edilmişdir. Göstərilmişdir ki, Ga₂Se₃ nazik təbəqələrdə optik udulma əmsalı $\alpha \hbar \omega \approx \beta (\hbar \omega - E_{opt})^2$ münasibəti ilə yazılır, zonanın optik eni $E_{opt} = 1.85 \div 1.90 \text{ eV}$ -dir.

THE DARK CONDUCTIVITY AND OPTICAL ABSORPTION IN Ga₂Se₂ FILMS

MEJIDOV A.B., MURADOV R.M., ALIYEV I.M.

The dark conductivity and coefficient of optical absorption has been investigated in Ga₂Se₂ films, preparing in vacuum with high frequency raise dusting method. Has been detected, that at lower temperature the dark conductivity (σ_T) in described with $\ln \alpha_T \approx T^{-1/4}$ law. Which is typical for jumping mechanism inter locating state. Has been determined that in nearby Fermi state of density of state is $N(E_F) \approx (3.1 \div 4.0) \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$. Has been showed, that in Ga₂Se₂ films coefficient of optical absorption is described by expression $\alpha \hbar \omega \approx \beta \cdot (\hbar \omega - E_{opt})^2$ with optical width of zone $E_{opt} = 1.85 \div 1.90 \text{ eV}$.

