

Г. В. Пляцко, В. Г. Савицкий, Б. К. Котлярчук,  
С. А. Вакарчук

**К ЭФФЕКТУ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ  $V_2O_5$ ,  
ПОДВЕРГНУТЫХ ЛАЗЕРНОЙ ФОРМОВКЕ**

В последнее время исследовано большое количество различных веществ, которым присуще свойство порогового переключения, т. е. перехода из высокоомного состояния в низкоомное при приложении определенного порогового электрического поля. В частности, такое переключение наблюдалось в монокристаллах  $V_2O_5$  [1, 4] и  $VO_2$  [5, 2]. Аналогичный эффект наблюдался в кристаллах  $V_2O_5$  [7, 6] после предварительной электрической формовки в полях  $10^4$ — $10^5$  В/см.

При исследовании эффекта переключения в монокристаллах  $V_2O_5$  после формовки импульсом мощного лазерного излучения оказалось, что пороговое напряжение переключения  $U_n$  стремится к нулю, если температура, увеличиваясь, приближается к  $68^\circ\text{C}$  так же, как и в  $VO_2$  [5, 2]. Это дает основание предполагать, что после лазерной формовки в матрице  $V_2O_5$  образуется канал  $VO_2$ .

В данной работе сделана попытка количественно описать экспериментально полученные вольтамперные характеристики (ВАХ) монокристаллов  $V_2O_5$ , подвергнутых лазерной формовке, на основании представлений об электронном фазовом переходе в канале  $VO_2$ , обусловленном изменением концентраций свободных и связанных носителей тока. Феноменологическая теория концентрационной неустойчивости в полупроводниках дана в работе [8].

В рассматриваемой модели считаем, что изменение концентрации свободных электронов приводит к экранированию локальных донорных уровней, а значит, к сдвигу и исчезновению этих уровней.

Рассмотрим полупроводник, в котором имеется  $N_D$  доноров в единице объема. Примесную зону моделируем бесконечно узкой, т. е. примесная зона аппроксимируется одним  $N_D$ -кратно вырожденным донорным уровнем, который расположен на расстоянии  $E_D$  от дна зоны проводимости и который будем считать водородоподобным. Пусть  $n_D$  — число заполненных донорных уровней, а  $n$  — число свободных электронов в единице объема. Величины  $N_D$ ,  $n_D$  и  $n$  удовлетворяют условию электронейтральности

$$N_D - n_D - n = 0 \quad (1)$$

и подчиняются закону действующих масс

$$\frac{n(N_D - n_D)}{n_D} = \frac{1}{2} N_C e^{-\frac{E_D}{kT}}, \quad (2)$$

где  $N_C$  — плотность возможных состояний в зоне проводимости;  $T$  — абсолютная температура;  $k$  — постоянная Больцмана.

Наличие свободных носителей приводит к замене взаимодействия  $\frac{Ze^2}{\epsilon r}$  электрона с ионом донорного атома экранированным взаимодействием —  $\frac{Ze^2}{\epsilon r} e^{-\kappa r}$ , в результате чего величина  $E_D$  становится функцией концентрации электронов  $n$ . Здесь  $Ze$  равно заряду иона,  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная среды,  $r$  — расстояние между ионом и электроном. Радиус экранирования  $\kappa^{-1}$  для невырожденного электронного газа дается теорией Дебая — Хюккеля, т. е.

$$\kappa_{D-X}^2 = \frac{4\pi e^2}{\epsilon kT} n,$$

а в случае вырождения он равен радиусу Томаса — Ферми:

$$x_{T-F}^2 = \frac{4k_f}{\pi a_0},$$

где  $k_f = (6\pi^2 \hbar^3 n)^{1/3}$  — импульс Ферми;  $a_0 = \frac{\hbar \epsilon}{Z m^* e^2}$  — радиус Бора;  $m^*$  — эффективная масса электрона.

Решению уравнения Шредингера с экранированным взаимодействием посвящено большое количество работ, в которых использованы приближенные аналитические методы и методы численного интегрирования. Нами использованы результаты работы [3], в которой приведено аналитическое выражение функции  $E_D = E_D(n)$ , справедливое во всей области изменения величины  $n$ :

$$E_D = E_D^0 \left\{ \frac{y}{e^y - 1} - \frac{x}{2} \right\}^2, \\ 0 < x < x_0,$$

где  $x = \frac{\kappa}{a_0}$ ;  $y = \frac{x}{2(1-\xi)}$ ;  $\xi = \frac{1}{2} - \frac{x}{x_0} \left( \frac{1}{2} - 0,3843 \right) + \dots$ ;

$E_D^0$  — глубина донорного уровня при плотности свободных электронов  $n = 0$ . Величина  $x_0$  определяет ту граничную концентрацию свободных электронов  $n$ , при которой донорный уровень совпадает с дном зоны проводимости.

При включении электрического поля напряженностью  $F$  энергия активации донорного уровня  $E_D$  с учетом эффекта Френкеля — Пула уменьшается на величину  $\sim \sqrt{F}$  и определяется формулой

$$E_D = E_D^0 \left\{ \frac{y}{e^y - 1} - \frac{x}{2} \right\}^2 - \sqrt{\frac{F \epsilon}{4e^3}}. \quad (3)$$

Формулы (1) — (3) вместе с законом Ома для плотности тока

$$j = \sigma F \quad (4)$$

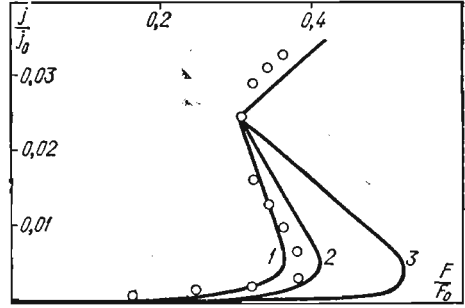
определяют ВАХ канала  $\text{VO}_2$ , образованного лазерной формовкой в объеме  $\text{V}_2\text{O}_5$ . Проводимость  $\sigma = \frac{ne^2}{m^* \tau}$ , где  $\tau$  — время релаксации.

Когда энергия донорного уровня совпадает с дном зоны проводимости, полупроводник переходит в металлическое состояние. Таким образом, условие  $E_D(n, F) = 0$  определяет на ВАХ предельную кривую, которая разделяет полупроводниковую и металлическую фазы. Внутри области  $E_D(n, F) > 0$  ВАХ определяется из системы уравнений (1) — (4), а вне ее, в области металлической проводимости, ВАХ определяется уравнением

$$j = N_D \frac{e^2 \tau}{m^*} F, \quad (5)$$

поскольку в этой области  $n_D = 0$  и из условия (1) следует, что  $n = N_D$ .

Система уравнений (1) — (4) решена численно с помощью ЭВМ «МИР-1». Переменными параметрами были плотность доноров  $N_D$  и глубина донорного уровня  $E_D$ . Найденная зависимость  $j(F)$  для трех различных значений  $E_D^0 = 0,35$  эВ (1); 0,40 эВ (2); 0,50 эВ (3) приведена на рисунке. Экспериментальные значения ВАХ монокристалла  $\text{V}_2\text{O}_5$  после лазерной формовки обозначены кружочками. Значения экспериментальных и вычисленных величин взяты в единицах  $j_0 = \frac{kT \tau a_0^2}{4\pi e^2} F_0$ ,  $F_0 = \frac{\epsilon (E_D^0)^2}{4e^3}$ , при  $T = 300$  К.



Параметры монокристалла определены с помощью привязки к точке переключения. Из рисунка видно, что экспериментальные результаты хорошо согласуются с результатами, которые дает предложенная модель. Несколько заниженные значения теоретических кривых в начале их хода по сравнению с экспериментальными могут быть объяснены принятой аппроксимацией донорной зоны  $N_D$ -кратно вырожденным уровнем. Кроме того, в процессе лазерной формовки образуется сильно дефектный канал  $VO_2$  с несколькими донорными зонами, которые лежат ниже рассматриваемой нами зоны и дают суммарный вклад в проводимость за счет термически активированных междупереходных переходов. Следует отметить, что в начале кривой ВАХ при малых напряженностях электрического поля экранирование играет незначительную роль. При дальнейшем возрастании напряженности поля  $F$  эти зоны дают переключения в еще более низкоомное состояние.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев В. Н., Аронов А. Г., Чудновский Ф. А. Фазовый переход в электрическом поле в  $V_2O_3$  и эффект переключения.— Изв. АН СССР. ФТТ, 1970, № 12, с. 1557—1561.
2. Борисов Б. С., Корецкая С. Т., Мокеров В. Г. и др. Электрические и оптические свойства  $VO_2$  при фазовом переходе полупроводник — металл.— Изв. АН СССР. ФТТ, 1970, № 12, с. 2209—2213.
3. Ваарух М. В. Частично ионизованное состояние водорода. Ч. 1. Препринт ИТФ, 76—46 Р. К., 1976. 26 с.
4. Валиев К. А., Копаев Ю. В., Мокеров В. Г. и др. Переход металл — изолятор в  $V_2O_3$  в сильном электрическом поле.— Письма в ЖЭТФ, 1970, № 12, с. 18—23.
5. Валиев К. А., Копаев Ю. В., Мокеров В. Г., Раков А. В. Оптические и электрические свойства  $VO_2$  в сильном электрическом поле.— Изв. АН СССР. ФТТ, 1970, № 13, с. 421—427.
6. Огрин Ю. Ф., Кунькова З. Э., Абдуллаев А. А. Эффект переключения в кристаллах пятиокиси ванадия.— Микроэлектроника, 1973, № 2, с. 559—561.
7. Огрин Ю. Ф., Сербинов И. А., Рябова Л. А., Елинсон М. И. Эффект памяти в поликристаллических пленках  $V_2O_5$ .— Микроэлектроника, 1974, № 3, с. 556—557.
8. Сандомирский В. Б., Суханов А. А., Ждан А. Ф. Феноменологическая теория концентрационной неустойчивости в полупроводниках.— ЖЭТФ, 1970, № 58, с. 1683—1689.

Львовский филиал математической физики  
Института математики АН УССР  
Львовский университет

Поступила в редколлегию  
25.IX 1976 г.

УДК 536.21

А. П. Слесаренко, А. Ф. Ракова

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ В ПРИЗМАТИЧЕСКОМ ТЕЛЕ УГЛОБРАЗНОГО СЕЧЕНИЯ С ИЗВЕСТНЫМИ ИЗОТЕРМИЧЕСКИМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ РЕГИОНАЛЬНО-СТРУКТУРНЫМ МЕТОДОМ

Рассмотрим задачу о плоском распределении температуры в призматическом углообразном теле (рис. 1, а, 2, а) при условии, что длина стенок уголка бесконечно велика, температура наружных поверхностей поддерживается равной  $1000^\circ\text{C}$ , а внутренних —  $0^\circ\text{C}$ . Определение температурного поля в теле для случая, представленного на рис. 1, а, сводится к интегрированию уравнения

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \quad (1)$$

при граничных условиях

$$u|_{S_0} = 0, \quad u|_{S_1} = 1000, \quad (2)$$

где  $u = u^* u_0^{-1}$ ;  $u_0 = 1^\circ\text{C}$ .