



# Beynəlxalq Konfrans "Fizika-2005" International Conference "Fizika-2005" Международная Конференция "Fizika-2005"

7 - 9  
İyun  
June 2005  
Июнь

№16  
səhifə  
page 80-83  
стр.

Bakı, Azərbaycan

Baku, Azerbaijan

Баку, Азербайджан

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СУЛЬФИДА ГАЛЛИЯ, ОБЛУЧЕННОГО ГАММА КВАНТАМИ

МАДАТОВ Р.С., ШЕКИЛИ Ш.П., МОБИЛИ А.Р.

*Институт Радиационных Проблем, пр. Г.Джавида, 31а  
AZ-1143, shekily@rambler.ru, Тел.: (99412) 438 32 24*

Были исследованы ВАХ высокоомных кристаллов сульфида галлия в диапазоне 120-350К, а также облученных гамма квантами дозой 30-800 крад в направлении перпендикулярном оси *c*. Установлено, что механизм токопрохождения в этих полупроводниках существенно определяется температурой, при которой проводятся измерения. При относительно высоких температурах, ВАХ исследуемых образцов подчиняется ТООЗ.

### ВВЕДЕНИЕ

Свойства многих твердых тел существенно изменяются под действием различных типов излучений. Уже на ранней стадии изучения полупроводников стало ясно, какую важную и во многих отношениях определяющую роль в их свойствах играют различные дефекты. Проблема порчи материала, как и возможности восстановления его свойств, требует ясного понимания природы и свойств радиационных дефектов, причин их образования и дальнейшей эволюции [1-3].

Одним из наиболее важных факторов, определяющих радиационную стойкость твердых тел при облучении, является структура кристаллической решетки. В связи с этим в последние годы большое внимание уделяется изучению радиационного изменения физических свойств слоистых полупроводников. Обнаружено радиационное изменение проводимости слоистых кристаллов при облучении электронами, что свидетельствует о возможности создания радиационных дефектов при облучении.

Слоистые полупроводниковые соединения типа  $A^3B^6$  представляют интерес как перспективные материалы для полупроводниковых детекторов элементарных частиц и жесткого электромагнитного излучения [4;5].

Характер структуры и химическая природа соединений типа  $A^3B^6$  вызывают определенный интерес исследования их фотоэлектрические свойства. В частности, по координации атомов и характеру связей между ними, исследуемые кристаллы слоистых полупроводников  $A^3B^6$  напоминают соединения  $A^2B^6$  (CdS, CdSe и т.д.), которые являются хорошими фотопроводниками [3-

5]. Повышенным интересом к этим соединениям вызван тем обстоятельством, что, несмотря на сильную их дефектность, они обладают высокой фоточувствительностью к видимому, ИК и УФ, а также рентгеновскому и гамма излучениям. Характер химической связи и электронных свойств в полупроводниках типа  $A^3B^6$  возникает благодаря непарному числу электронов. Такие неполновалентные соединения типа GaS, GaSe, InSe стабилизируются обычно в решетке со слоистой и цепочной структурой [9]. Избыток электронов компенсируется катионными парами, вследствие чего образуется структура полупроводниковых зон.

В данной работе исследовалось влияние гамма радиации на некоторые электрические и фотоэлектрические свойства слоистого монокристалла GaS. Основными носителями тока в слоистом монокристалле GaS являются дырки. Однако инжектированные неосновные носители тока существенно влияют на все электронные процессы, происходящие в полупроводнике. В частности, сюда входят электрические и фотоэлектрические свойства и эффект переключения. Поэтому определение в GaS уровней захвата электронов и изучение инжектированных токов, а также влияние на них радиации представляют несомненный интерес. Для этого одним из испытанных методов является изучение токов, ограниченных объемными зарядами (ТООЗ).

### ПОЛУЧЕНИЕ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследованные монокристаллы GaS, выращивались методом направленной кристаллизации. При выращивании GaS методом Бриджмена использовали

избыток серы (1.5 ат %). Полученные монокристаллы GaS обладали р-типа проводимости и удельное сопротивление при 300 К составляло  $10^9$ - $10^{10}$  Ом см. Омические индиевые контакты наносились на торцы образцов путем сплавления. Источником облучения служил  $Co^{60}$  с энергией 1.33 МэВ и плотностью потока излучения  $1.4 \cdot 10^{11}$  квант/с  $см^2$ . Образцы облучались при комнатной температуре. Отжиг, облученных образцов проводился в вакууме при температуре 350-500 °С.

Измерения проводились при различных температурах в интервале 120-300°К на образцах толщиной  $d=30\div 50$  мкм. Электроды наносились на боковые свежесколотые грани с зеркальной поверхностью так, чтобы ток протекал вдоль оси  $c$ .

### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

Вольтамперные характеристика слоистого монокристалла GaS измеренных при различных температурах приведены на рис.1. Эти кривые соответствуют случаю, когда контакт из индия служит катодом. Из рис.1 видно, что у всех образцов наблюдаются четко выраженные участки, где зависимость тока меняется по степенному закону  $j \sim U^n$ . Линейный участок наблюдается в области полей  $10 - 10^2$  В·см и с ростом температуры данный участок расширяется, а напряжения перехода увеличивается. Квадратичный ( $n=2$ ) и область резкого роста участки ( $m=3$ ) с ростом температуры уменьшаются.

Насыщение токов не наблюдалось до величины тока  $j \approx 10^{-3}$  А/см<sup>2</sup>. Видно, что полученная ВАХ имеет вид типичный вид для ТООЗ в полупроводниках с ловушками [7]. Этот факт дополнительно доказан по зависимости плотности тока от толщины образца при различных напряжениях ( $T = const$ ). Установлено, что при этом плотность тока меняется по степенному закону  $j \sim d^k$ , где  $k \approx -3$ . Это означает о том, что в кристалле сульфида галлия выполняются режимы токов, ограниченных пространственным зарядом.

Из линейного участка ВАХ с учетом  $\mu \approx 8$  см<sup>2</sup>/В сек [5] по формуле:

$$j = e\mu p_0 \frac{U}{d} \quad (1),$$

где  $e$ -заряд носителя тока;  $\mu$ - подвижность;  $d$ -толщина образца;  $U$ - прикладываемое напряжение, определен  $p_0 = 2 \cdot 10^8$  см<sup>-3</sup> при температуре 300 К. Учитывая наблюдение «ловушечного» квадратичного участка в ВАХ монокристалла GaS предполагаем, что ловушки расположены выше равновесного уровня Ферми, т.е. выполняется условие  $(E_t - F)/kT \gg 1$ , и поэтому в GaS исходном состоянии уровни полностью незаполнены. Из анализа ВАХ следует, что в GaS имеются центры захвата электронов, с энергией  $E_t > kT$  ниже дна зоны проводимости и более мелкие уровни захвата.

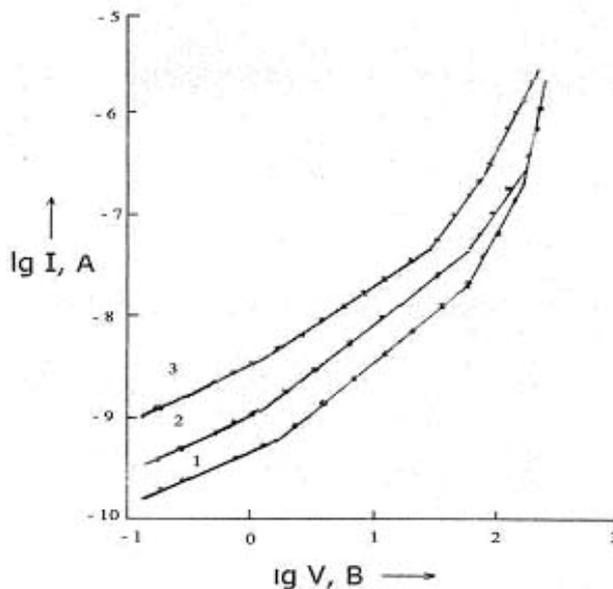


Рис.1. Инжекционные токи в сульфиде галлия при различных температурах : 1 – 120К; 2 – 200К; 3 – 300К.

Согласно [6] из зависимости  $\lg \theta (1/T)$  (рис.2) вычислены  $E_t$  – энергия активации локализованных состояний и их концентрация  $N_t$ . Для вычисления  $\theta$  – долю свободных носителей, относительно сидящих в ловушках при различных температурах, были использованы экспериментальные данные по напряжению перехода от закона Ома к ловушечному квадратичному закону и вычисленной  $p_0$ , а также  $\varepsilon = 8$  [6]. Из рис. 3 видно, что с ростом температуры от 120 до 300 К  $\theta$  увеличивается от  $1,3 \cdot 10^{-6}$  до  $10^{-4}$  и зависимость  $\lg \theta - 10^3/T$  имеет два ярко выраженных наклона, которые соответствуют энергиям активации 0,02 и 0,5 эВ соответственно.

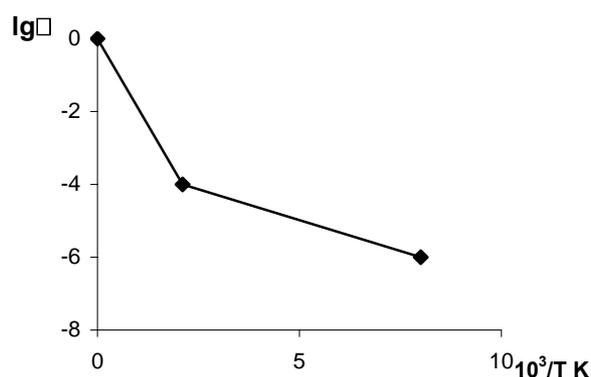


Рис.2. Температурная зависимость параметра  $\theta$  необлученного сульфида галлия

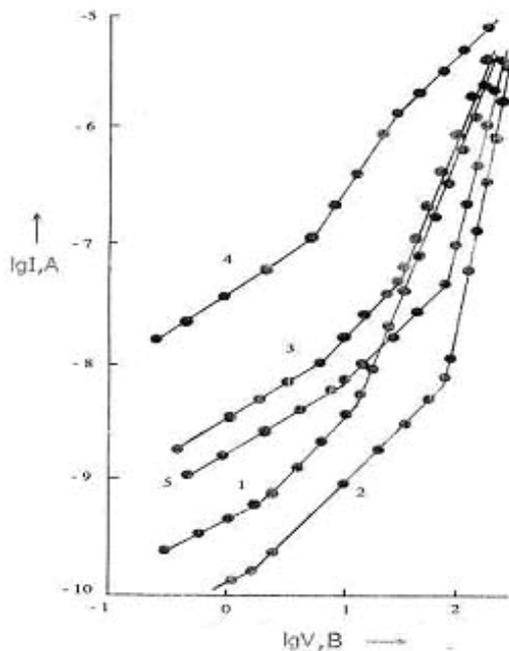


Рис.3. Вольт-амперная характеристика сульфида галлия при  $U=50\text{В}$  с различными дозами облучения: 1 – необлученный образец; 2 – 30 крад; 3 – 100 крад; 4 – 500 крад; 5 – 800 крад.

Кроме того, зная напряжение перехода от закона Ома к «ловушечному» квадратичному закону, также были вычислены длину Дебая по формуле

$$\chi_{\text{Деб}} = \sqrt{\frac{2\pi\epsilon k_0 T}{e^2 N}}$$

Найденные значения  $\chi_{\text{Деб}} = 2,8 \cdot 10^{-3}$  при  $T=300\text{ К}$  и хорошо соответствуют значениям  $\chi_{\text{Деб}}$ , найденным из других вычислений.

На рис.3 приведены ВАХ монокристалла GaS при  $T=300\text{ К}$  с различными дозами облучения. Из рисунка видно, что при  $\Phi=30\text{ крад}$  в ВАХ наблюдается ловушечная квадратичная область и область резкого роста (кр.2). Следует отметить, что при этом значения тока значительно уменьшается по сравнению с необлученным образцом (рис.1, кр.3). При дозе облучения 100 крад характер зависимости также сохраняется, однако значения тока увеличиваются. Дальнейший рост дозы облучения до 400 крад (кр.4) приводит к появлению безловушечной области, где значения тока больше всех. С дальнейшим ростом дозы облучения до 800 крад величина тока уменьшается (кр.5) и опять наблюдается ловушечная квадратичная область.

Найденные значения напряжения перехода от закона Ома к ловушечному квадратичному закону из ВАХ GaS при комнатной температуре составляли  $U=80\text{ В}$  ( $\Phi=30\text{ крад}$ ),  $U=45\text{ В}$  ( $\Phi=100\text{ крад}$ ),  $U=45\text{ В}$  ( $\Phi=500\text{ крад}$ ) и  $U=60\text{ В}$  ( $\Phi=800\text{ крад}$ ) соответственно. Отметим, что в облученных образцах при 500 крад в отличие от других, наблюдаются омическая ( $I-U$ ), безловушечная квадратичная ( $I-U^2$ )

и кубическая области ( $I-U^3$ ). Это свидетельствует о наличии ловушек ниже равновесного положения уровня Ферми. Для интерпретации полученных вольт-амперных характеристик облученных образцов использовалась модель инжекционных токов, ограниченных объемным зарядом [3], позволяющая получить сведения о локальных состояниях в запрещенной зоне и объяснить форму ВАХ. Из этой модели следует, что в области малых напряжений (рис1; 2) ВАХ описывается законом Ома до значения напряжения  $U_1$ , при котором концентрация термически генерируемых равновесных свободных зарядов становится сравнимой с концентрацией инжектируемых зарядов. За квадратичным участком ВАХ следует область вертикального участка, который интерпретируется как область напряжений ( $U_2=U_{1t}$ ), соответствующих предельному заполнению ловушек. Поскольку режим предельного заполнения ловушек является следствием квазиуровня Ферми области расположения ловушечных состояний в запрещенной зоне, в образце резко возрастает количество инжектируемых зарядов, что приводит к значительному возрастанию силы тока. При дальнейшем повышении напряжения ВАХ описывается безловушечным квадратичным законом. Из вышеприведенных следует, что в случае инжекционной модели величина тока зависит от толщины образца при одинаковом напряжении как  $f(L^{-3})$ .

Из данных, приведенных в таблице, следует, что облучения при 30 крад приводит к следующим изменениям параметров переноса заряда: уменьшается концентрация равновесных носителей, что по-видимому связано с изменением положения квазиуровня Ферми. Смещение значения напряжения  $U_1$  в сторону уменьшения при облучении, подтверждает наше предположение о том, что основную роль начинают играть глубокие ловушечные состояния, причем их концентрация растет. При этом наблюдается рост подвижности носителей заряда, что скорее всего можно объяснить увеличением концентрации ловушек и уменьшением степени их заполнения. Увеличение дозы облучения (до 800 крад) приводит к распаду комплексов, образовавшихся в результате облучения при низких дозах (до 800 крад) и при этом наблюдаются скопление точечных дефектов, приводящие к уменьшению концентрации дырок (кр.5, рис.2).

Возникновение такого типа нарушений наблюдалось при нейтронном облучении [7], а также в результате облучения быстрыми электронами [8]. Следует отметить, что при освещении образцов квадратичный ловушечный участок ВАХ постепенно перекрывается 1 и 3 участками в зависимости от интенсивности света. При больших интенсивностях света ВАХ состоит из одной линии с  $n-1$  (при  $T=300\text{ К}$ ) и условия ТООЗ не реализуются, что связано с увеличением концентрации свободных носителей. При низких температурах, при такой же интенсивности света опять реализуются условия ТООЗ и наклон кривых составляет  $n=2$ . Таким

$\Phi$ , крад	$\rho_0$ , см <sup>-3</sup>	$N_0$ , см <sup>-3</sup>	$\theta$	$E_{т\phi}$ , эВ	$\phi$ , эВ	$\chi_{деб}$ , см	$N$ , см <sup>-3</sup>
0	$2 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^{11}$	$4 \cdot 10^{-3}$	1.09	0.30	$2.8 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{10}$
30	$1 \cdot 10^8$	$0.7 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{-3}$	1.40	0.17	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-3}$
100	$5.3 \cdot 10^8$	$0.45 \cdot 10^{11}$	$7.8 \cdot 10^{-3}$	1.045	0.4	$7.9 \cdot 10^{-5}$	$7.4 \cdot 10^{-3}$
500	$7 \cdot 10^8$	$6.3 \cdot 10^{11}$	$8.4 \cdot 10^{-3}$	0.71	0.45	$7.3 \cdot 10^{-5}$	$8.3 \cdot 10^{-3}$
800	$5 \cdot 10^8$	$2.7 \cdot 10^{11}$	$5.3 \cdot 10^{-3}$	0.85	0.2035	$5 \cdot 10^{-3}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$

образом, на основе анализа вольт-амперных характеристик облученных гамма квантами слоистых монокристаллов GaS показано, что механизм прохождения тока обусловлен монополярной инжекцией.

- 
- [1]. R Fivaz , and E Mooser. Phys. Rev. 136, 3A, 1964, 833;
- [2]. Г.А.Абдуллаев, В.М.Салманов. Взаимодействие лазерного злучения с полупроводниками АЗВ6, 1979;
- [3]. М Ламперт, П.Марк, Инжекционные токи в твердых телах, 1973;
- [4]. В.Н.Брудный. Радиационные дефекты в полупроводниковых соединениях, т.29, №8, 1986, с.84-97;
- [5]. А.Ш.Абдинов, Электронные явления в неоднородных полупроводниках типа АЗВ6 со слоистой структурой, Дисс.док. ф.м.н., 1978;
- [6]. А.Ш.Абдинов, М.Г Алиев, Н.М. Мехтиев, А.Г.Кязым-заде, ФТТ, в.7, 1975 с.1429-1432;
- [7]. В.В.Емцев, Т.В.Машовец. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. Радио, М. (1981), с.185;
- [8]. Г.Е.Давидок, В.А.Оксюта, В.С.Банджара, ФТТ, 2002, т.44, в.2, с.246.