

Б.Г. ТАГИЕВ, А.Р. ГАДЖИЕВ

Институт Физики АН Азербайджана,
370143, Баку, пр. Г.Джавида 33.

Т.Б. ТАГИЕВ, Р.С. МАДАТОВ

Сектор РИ АН Азербайджана, 370143,
Баку, пр. Г.Джавида 33а.

Приведены результаты исследований в широкой области температур (77+300 К) и электрических полей ($1+10^3$ В/см) анизотропии удельного сопротивления ρ_{xx}/ρ_{yy} в легированных оловом образцах GaSe и влияние электронного облучения на анизотропию образцов GaTe.

Установлено, что при $T < 100$ К основным механизмом прохождения носителей заряда через потенциальный барьер является их туннелирование, а анизотропия слабо зависит от температуры. В интервале температур 100+150 К происходит конкуренция между туннельным и активационным механизмами преодоления потенциальных барьеров носителями заряда. При $T > 150$ К носители заряда практически не чувствуют потенциальные барьеры, при этом анизотропия электропроводности слабо зависит от температуры.

Согласно экспериментальным данным [1-5] электропроводность в слоистых структурах типа GaSe сильно анизотропна и имеет температурно-активационный характер с энергией в интервале 30+130 меВ. Эти экспериментальные данные не могут быть объяснены в рамках электронной зонной структуры слоистых кристаллов GaSe и GaTe [6], тем более что отношение эффективной массы дырок в этих материалах слабо анизотропно [7,8].

В настоящей работе в широкой области температур (77 +300 К) и электрических полей ($1+10^3$ В/см) исследована анизотропия удельного сопротивления ρ_{xx}/ρ_{yy} в легированных оловом образцах селенида галлия и нелегированных образцах теллурида галлия.

Анизотропия удельного сопротивления и ее температурная зависимость при различных приложенных напряжениях была измерена четырехзондовым методом Шнабеля [9]. Контакты из индия на образцах находились попарно друг против друга. Специальная система маски позволяла совмещать две пары контактов, точно контролировать размеры нанесенных контактов и расстояние между ними с точностью 1 мкм. Точность совмещения индиевых контактов, с диаметрами 1 мм и расстоянием между ними 2 мм, по обим сторонам плоскопараллельного образца была необходима для устранения дополнительных сигналов при электрометрических измерениях из-за неэквипотенциальности. Таким образом, была измерена анизотропия удельного сопротивления в более 30 образцах из селенида галлия и 10 образцах из теллурида галлия.

На рис.1 и 2 представлена для двух образцов селенида галлия температурная зависимость анизотропии удельного сопротивления при разных электрических полях. Образцы отличаются друг от друга уровнем легирования

примесью олова: рис.1 - для образца GaSe легированного 0,01 ат.% Sn, рис.2 - 0,1 ат.% Sn.

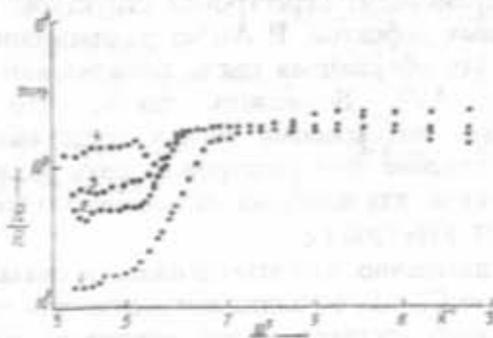


Рис. 1. Температурная зависимость анизотропии удельного сопротивления образцов GaSe, легированных 0,01 ат.% Sn при разных электрических полях

1 - $E=5,5 \cdot 10^2$ В/см, 2 - $E=0,8 \cdot 10^3$ В/см,
3 - $E=2 \cdot 10^3$ В/см, 4 - $E=6 \cdot 10^3$ В/см.

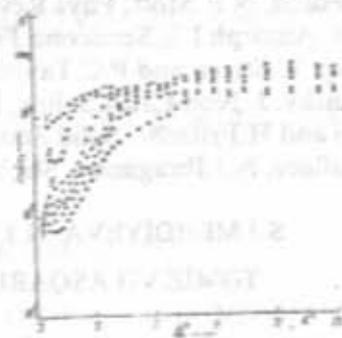


Рис. 2. Температурная зависимость анизотропии удельного сопротивления образцов GaSe, легированных 0,1 ат.% Sn при разных электрических полях

1 - $E=1,6 \cdot 10^2$ В/см, 2 - $E=3,3 \cdot 10^2$ В/см,
3 - $E=8 \cdot 10^2$ В/см, 4 - $E=1,6 \cdot 10^3$ В/см,
5 - $E=3,3 \cdot 10^3$ В/см, 6 - $E=6,6 \cdot 10^3$ В/см,
7 - $E=1 \cdot 10^4$ В/см.

Из рис. 1 и 2 видно, что по температурному ходу ρ_{xx}/ρ_{yy} можно выделить три области: в 1-ой области ρ_{xx}/ρ_{yy} от T практически не зависит,

во второй области в зависимости $\rho_{\perp}, \rho_{\parallel}$ от T имеет немонотонность в слабых полях и экспоненциальная зависимость в области нарушения закона Ома, в третьей области $\rho_{\perp}, \rho_{\parallel}$ слабо зависят от T и сильно зависят от величины приложенного электрического поля.

Для объяснения температурной зависимости анизотропии удельного сопротивления и ее полевой зависимости в слоистых кристаллах GaSe и GaTe нами было исследовано влияние электронного облучения с энергией электронов 4,5 МэВ на ее величину в интервале доз $10^{14}-10^{16}$ эл/см² результаты которых приведены на рис. 3.

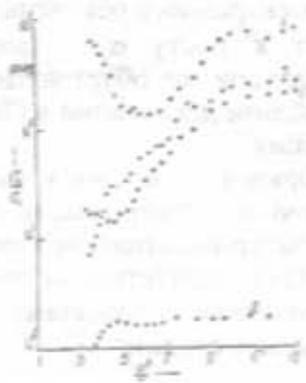


Рис.3. Температурная зависимость $\sigma_{\perp}/\sigma_{\parallel}$ от разных доз электронного облучения в GaTe

- 1 - $\Phi=0$, 2 - $\Phi=5 \cdot 10^{15}$ эл/см²,
3 - $\Phi=7 \cdot 10^{15}$ эл/см², 4 - $\Phi=1 \cdot 10^{16}$ эл/см².

С целью объяснения полученных нами экспериментальных данных по измерениям анизотропии удельного сопротивления в образцах GaSe и GaTe применена модель "двухмерного" дефекта, расположенного на стыке между слоями. Согласно этой модели дефекты скопленные между слоями в направлении перпендикулярного слоев образуют потенциальные барьеры, физические предпосылки которых дает нам основание считать эту модель близкой к реальности. Для селенида галлия отношение упругих констант $C_{11}/C_{44} > 10$. Это обстоятельство предопределяет возможность возникновения в слоистых кристаллах большого числа дефектов, расположенных между слоями в базисной плоскости кристаллов, т.е. в плоскости, параллельной слоям (плоскость $\{0001\}$ в гексагональном кристалле). Эти дефекты и могут образовывать потенциальные барьеры для носителей тока в направлении, перпендикулярном слоям.

Форма потенциального барьера определяется степенью заряженности дефектов, которые образуют барьеры. Для простоты вычислений предположим, что они образуют потенциальные барьеры треугольной формы. Анало-

гичные вычисления можно провести для параболического трапециoidalного барьера и т.д. Качественные результаты расчета для этих потенциальных барьеров сохраняются и отличаются друг от друга лишь численно.

Плотность тока j_{\perp} через потенциальный барьер

$$j_{\perp} = e \int D[N(\epsilon_{\perp}) - N(\epsilon_{\perp} + eV)] d\epsilon_{\perp} \quad (1)$$

где $N(\epsilon_{\perp}) = n_0 / \sqrt{2\pi k T_0 m} \exp(-\epsilon_{\perp} / k T)$ - число электронов, падающих перпендикулярно потенциальному барьеру, n_0 - концентрация электронов, $\epsilon_{\perp} = k_{\perp}^2 \hbar^2 / 2m^*$, k_{\perp} - компонента квазиимпульса, перпендикулярная барьеру, V - напряжение, приложенное к образцу.

$D(\epsilon_{\perp}) = \exp\left[-\frac{4}{3} \frac{d}{h} \sqrt{2m^*} \left(\frac{u - \epsilon_{\perp}}{u}\right)^{3/2}\right]$, - коэффициент прохождения через потенциальный барьера, d - ширина барьера, u - высота барьера.

Подставляя $N(\epsilon_{\perp})$ и $D(\epsilon_{\perp})$ в (1) и вычисляя интеграл методом перевала для плотности тока, получим:

$$j_{\perp} = \frac{\hbar n_0}{2k T m^*} \left[1 - \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right) \exp\left(-\frac{u}{kT} + \frac{u^3}{24m^* d^3 k T^3}\right) \right] \quad (2)$$

В слабых полях $eV/kT \ll 1$, для электропроводности в перпендикулярном направлении получим следующее выражение:

$$\sigma_{\perp} = \sigma_{\parallel} \frac{u^2}{(kT)^2} \exp\left[-\frac{u}{kT} + A \frac{u^3}{(kT)^3}\right] \quad (3)$$

где $A = \hbar / 24d^3 m^*$, σ_{\parallel} - электропроводность образцов в отсутствии потенциальных барьеров. Выражение для σ_{\perp} (3) имеет немонотонности в зависимости от температуры при значениях $A < 1/81$. При больших значениях A монотонная функция своего аргумента.

Теперь сравним (3) с экспериментальными данными, полученными для GaSe и GaTe (рис. 1, 2, 3). Следует отметить, что (3) качественно описывает кривые температурных зависимостей анизотропии удельного сопротивления, представленные на рис. 1, 2, 3. При низких температурах ($T < 100$ К) основным механизмом прохождения через потенциальный барьер является тунелирование, и поэтому $\rho_{\perp}, \rho_{\parallel}$ слабо зависят от температуры. В области (100-150 К) температур (рис.1) происходит конкуренция между туннельным и активационным механизмами преодоления потенциальных барьеров носителями заряда и поэтому в зависимости от величины A наблюдается различного типа особенности на кривых $\rho_{\perp}, \rho_{\parallel} = f(T)$. В области

$T > 150\text{K}$ $kT = U$ и кинетическая энергия носителей заряда велика. Поэтому носители заряда практически не чувствуют потенциальные барьеры, при этом анизотропия электропроводности слабо зависит от температуры.

Для количественного сравнения результатов эксперимента с теорией построим зависимость

$$\lg \left[\frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}} \frac{u^2}{(kT)^2} \right] + \frac{0,43}{kT} = \frac{0,43Au^2}{k^3} \cdot \frac{1}{T^3}$$

которая представлена на рис.3, при значении $u=0,01$ эВ, определенная из рис.2 кривая 6. Из наклона прямой определяя параметр $A=2,14 \cdot 10^3$,

находим для размеров дефектов $d=86$ Å. Последняя величина, оцененная из измерений температурной зависимости удельного сопротивления хорошо согласуется с данным работы [10], где исследованы электронно-микроскопическим способом, как пластически деформированные, так и недеформированные образцы селенида галлия. Им удалось наблюдать базисные дефекты и их скопления с размерами в десятки ангстрем, что согласуется с результатами настоящей работы. Кроме того было показано, что при фокусировке электронного пучка в наблюдаемых участках поверхности образца происхо-

дило увеличение дислокаций, т.е. дефекты большого размера расщеплялись на мелкие и наблюдались большие подвижности.

Исследования влияния электронного облучения с энергиями электронов 4,5 МэВ на температурную зависимость анизотропии электропроводности (рис.3) в теллурида галлия показали, что величина $\sigma_{\perp}/\sigma_{\parallel}$ уменьшается с ростом дозы облучения до $5 \cdot 10^{15}$ эл/см², что как нам кажется подтверждается результатами работы [10]. Действительно, раздробление больших базисных дефектов, происходящее под действием электронного облучения должно приводить к уменьшению величины анизотропии электропроводности в слоистых кристаллах. Дальнейший рост дозы электронного облучения до $5 \cdot 10^{16}$ эл/см² приводит к росту $\sigma_{\perp}/\sigma_{\parallel}$ (рис.3). По видимому, это увеличение обусловлено скоплением дефектов вблизи дислокаций в GaTe с ростом дозы облучения.

Таким образом, приходим к выводу, что за высокой величиной электрической анизотропии и ее температурно-активационной зависимости в GaSe и GaTe ответственны потенциальные барьеры, связанные с дефектами упаковки образующимися между слоями.

1. K.Maschke and Ph.Schmid. - Phys. Rev., 1975, B. v.12, pp.4312-4315.
2. R.Minder, G.Ottaviani and C.Canali. - J.Phys. Chem. Sol., 1976, v.37, pp.417-424.
3. S.G.Patli and R.H.Tzedgold. - J. Phys. C. Solid St. Phys. 1971, v.4, pp.3199-3204.
4. K.Maschke, H.Overhof. - Phys. Rev., 1977, B. v.15, pp.2058-2061.
5. Г.Л.Беленький, В.Б.Стопачинский. УФН, 1983, т.140, № 2, с. 253-270.
6. M.Schluter. - Nuvo Cimento, 1967, B. V.13, pp.743-755.
7. Ph. Schmid and J.P.Voitchavsky. - Phys. Stat. Sol., 1974, (b) 65, pp. 249-254.
8. G.Ottaviani, C.Canali, T.Nava, Ph. Schmid, E.Mooser, R.Minder and J.Zschokke. - Solid State Comm. 1974, v.14, pp.933-936.
9. P.Schnabel - Leits Angew Phys., 1977, 22, pp. 136-146.
10. Г.Л.Беленький, В.А.Гончаров, В.Д.Негрий, Р.А.Сулейманов. ФТТ, 1984, т.25, в.10, с.3144-3197.

B.H.TAĞIYEV, A.R.HACIYEV, T.B.TAĞIYEV, R.S.MƏDƏTOV

GASE VƏ GATE LAYLI YARIMKEÇİRİCİLƏRİN ANİZOTROPİYASI HAQQINDA

Məqalədə qalayıla aşqarlanmış GaSe və elektron şüalanması ilə şüalandırılmış GaTe monokristallarının anizotropiyasının geniş temperatur oblastında (77+300 K) və yüksək elektrik sahələrində tədqiqindən alınmış nəticələr göstərilmişdir.

Müəyyən edilmişdir ki, $T < 100$ K temperaturlarda elektrik yükdaşıyıcıların potensial çəpərdən keçməsi əsasən tunelləşmə mexanizmi ilə baş verir və anizotropiya temperaturdan zəif asılıdır. 100+150 K temperatur intervalında isə tunelləşmə və aktivləşmə mexanizmlərinin qarşılıqlı rəqabəti gedir. Temperaturun $T > 150$ K qiymətində isə yükdaşıyıcılar potensial çəpərini hiss etmirlər və bu zaman elektrik keçiriciliyin anizotropiyası zona quruluşu ilə əlaqədar olan anizotropiya qiymətinə yaxınlaşır.

ABOUT ANISOTROPY OF THE LAYERING SEMICONDUCTORS GaSe, GaTe

This is results of investigations of the anisotropy resistivity in samples GaSe by tin doped in wide region of the temperatures (77÷300K) and electrical fields ($1 \div 10^3$ v/sm) and influence of electron irradiation on the anisotropy not doped samples GaSe.

The principal mechanism pass carriers of charge across barrier is their tunneling under $T > 100$ K, and anisotropy feebly depend from temperatures. In the interval of the temperatures from 100 to 150 K take place competition between tunnel and activation mechanism get over of potential barriers by carriers of charge. Carriers of charge practical not feel potential barrier under $T > 150$ K, in this anizotropy of the electroconductivity approach to value, which connect with anisotropy of the band structure.

Дата поступления: 29.05.97.

Редактор: Д.Абдинов.

№ п/п	Свойства		№	Значение
	Температура, К	Удельное сопротивление, Ом·см		
1	77	100	1	100
	100	100	2	100
	150	100	3	100
	300	100	4	100
2	77	100	5	100
	100	100	6	100
	150	100	7	100
	300	100	8	100
3	77	100	9	100
	100	100	10	100
	150	100	11	100
	300	100	12	100
4	77	100	13	100
	100	100	14	100
	150	100	15	100
	300	100	16	100
5	77	100	17	100
	100	100	18	100
	150	100	19	100
	300	100	20	100
6	77	100	21	100
	100	100	22	100
	150	100	23	100
	300	100	24	100
7	77	100	25	100
	100	100	26	100
	150	100	27	100
	300	100	28	100
8	77	100	29	100
	100	100	30	100
	150	100	31	100
	300	100	32	100
9	77	100	33	100
	100	100	34	100
	150	100	35	100
	300	100	36	100
10	77	100	37	100
	100	100	38	100
	150	100	39	100
	300	100	40	100