

ЭФФЕКТ ПУЛА-ФРЕНКЕЛЯ И СПЕКТРОСКОПИЯ ЛОКАЛЬНЫХ УРОВНЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

**Б.Г.ТАГИЕВ, О.Б.ТАГИЕВ, Р.Б.ДЖАББАРОВ, С.А.АБУШОВ,
З.Я.АБДУЛЛАЕВА, Ф.А.КАЗЫМОВА**

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида 33*

В халькогенидных монокристаллах слоистых (типа GaSe), кубических (типа Ga₂S₃) и орторомбических (типа EuGa₂S₄ и BaGa₂S₄) полупроводников в интервале температур 77÷400К и сильных электрических полях до 10⁵В/см исследован термополевой эффект Пуля-Френкеля (ЭПФ).

Полученные данные анализированы на основе модифицированной теории ЭПФ, определен ряд параметров указанных соединений: диэлектрическая проницаемость (7÷10), энергия активации ловушек (0,12÷0,75эВ) и их концентрация (6·10¹³÷5·10¹⁶см⁻³), длина свободного пробега электронов (10⁻⁴÷10⁻⁶см) форма потенциальных ям ловушек.

ВВЕДЕНИЕ

Эффект Пуля-Френкеля (ЭПФ) является одним из эффектов, проявляющихся в полупроводниках и структурах на их основе в сильных электрических полях. Сущность этого эффекта заключается в понижении энергии активации локальных уровней электрическим полем, что приводит к увеличению концентрации носителей тока в полупроводниках.

Известно, что в соответствии с законом Ома плотность тока j связана с напряженностью электрического поля F следующим выражением: $j = \sigma F$ (1), где коэффициент пропорциональности σ называется электропроводностью. Электропроводность веществ (полупроводников, диэлектриков и др.) определяется выражением $\sigma = en\mu$ (2), здесь e заряд электрона, n -концентрация носителей тока (электронов, положительных и отрицательных ионов и др.), μ -их подвижность.

Выполнение закона Ома (1) в веществах имеет место тогда, когда n и μ не зависят от величины F . Однако, теория и эксперимент показывают, что в области сильных электрических полей n и μ в веществах зависят от электрического поля. Изменение μ в сильных полях приводит к разогреву носителей тока. В этом случае речь идет о теплых и горячих носителях тока. Наряду с изменением μ наблюдается рост n в сильных электрических полях. Увеличение n с ростом электрического поля объясняется следующими механизмами. [1-6].

1. Термоэлектронная ионизация локальных уровней (ЭПФ).
2. Электростатическая ионизация (туннельный эффект)
3. Ударная ионизация
4. Штарк эффект (сужение расстояния между зонами электрическим полем).

Эти механизмы проявляются при различных электрических полях. Однако, резкой границы между полями, при которых наблюдается отдельные механизмы, нет.

Области электрических полей, в которых проявляются отдельные механизмы, иллюстрируются Рис.1 [6].

Академик Г.Б.Абдуллаев наряду с другими проблемами важное значение придавал исследованию сильного электрического поля в полупроводниках и структурах на их основе. Он в начале своей научной деятельности занимался исследованием влияния примесей на обратное сопротивление селеновых выпрямителей, в которых при

приложении обратного напряжения около 1В наблюдается эффект сильного электрического поля [7-9]. В дальнейшем академик Г.Б.Абдуллаев с учениками эффект сильного электрического поля исследовал в монокристаллах соединений группы $A^{III}B^{VI}$ (типа GaSe), $A_2^{III}B^{VI}_3$ (типа Ga₂Se₃) [10-12] и др.

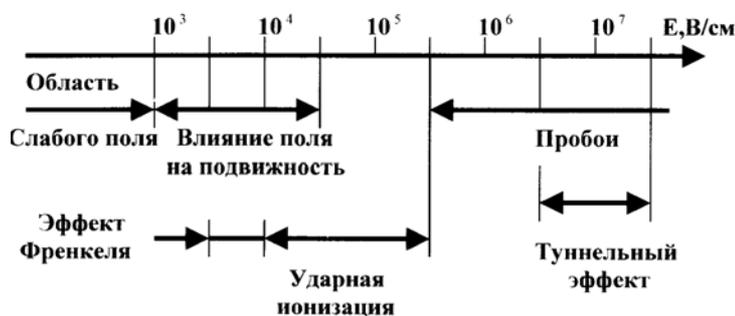


Рис.1.

Области электрических полей, при которых наблюдается изменение концентрация носителей тока с ростом электрического поля.

В настоящей работе представлены результаты исследований электропроводности монокристаллов халькогенидов галлия со слоистой (типа GaSe), кубической (типа Ga₂S₃), орторомбической структурами (типа EuGa₂S₃, BaGa₂S₄ и др.) в сильных электрических полях до 10⁵В/см в интервале температур 77÷400К.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Указанные типы соединений синтезировались из соответствующих компонентов, взятых в стехиометрических соотношениях, в эвакуированных кварцевых ампулах, откачанных до 10⁻⁴мм.рт.ст. Монокристаллы слоистых полупроводников выращивались методом Бриджмена. При этом размеры выращенных слоистых монокристаллов GaSe, GaTe, InSe и твердых растворов на их основе были 1,5х6,0х20мм³. Омические контакты к образцам слоистых монокристаллов создавались вплавлением индия. Размеры образцов были 4х0,2х5мм³. В этих кристаллах для измерения электропроводности вдоль ($\sigma_{||}$) и поперек слоев (σ_{\perp}) омические контакты наносились на противоположную поверхность и торцы образцов, что позволяло оценить анизотропию проводимости.

Монокристаллы образцов с кубической структурой типа Ga₂S₃ также выращивались методом Бриджмена, а с орторомбической структурой - методом химической газотранспортной реакции. В качестве переносчика использовался йод.

Образцы монокристаллов халькогенидных полупроводников с кубической (типа Ga₂S₃) и орторомбической структурой (типа EuGa₂S₄, BaGa₂S₄) подвергались химическому травлению. После травления образцы промывались в дистиллированной воде и спирте, омические контакты к ним создавались вплавлением индия. Толщины образцов изменялись в интервале 70÷200мкм. Площадь омических контактов изменялась от 1 до 6мм².

Характерные для образцов всех исследуемых соединений зависимости σ от F представлены на Рис.2а,б. Анализ полученных данных показывает, что в интервале электрических полей $3 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^4$ В/см имеет место термополевой ЭПФ.

$$I = I(0)e^{\beta\sqrt{F}} \quad (3)$$

или
$$\sigma = \sigma(0)e^{\beta\sqrt{F}}, \quad (3a)$$

где I , σ ток и электропроводность в сильных электрических, $I(0)$ и $\sigma(0)$ соответственно значения указанных параметров при $F=0$ или в области электрических полей, при которых выполняется закон Ома, а β - коэффициент Френкеля. Этот коэффициент зависит от природы материала полупроводника и температуры:

$$\beta = \frac{\sqrt{e^3}}{kT\sqrt{\pi\epsilon\epsilon_0}}, \quad (4)$$

здесь e - заряд электрона, k - постоянная Больцмана, ϵ_0 -электрическая постоянная, ϵ -диэлектрическая проницаемость полупроводника, относящаяся к электронной части поляризации, т.е. $\epsilon = n^2$ (n -коэффициент преломления света)

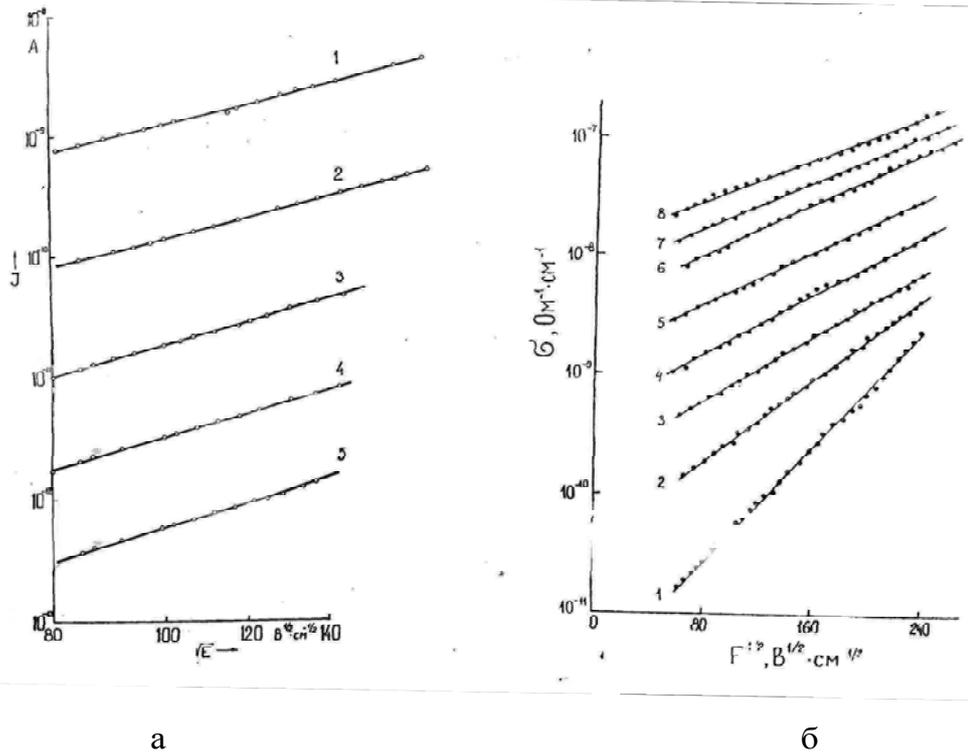


Рис.2.

Полевая зависимость тока в сильных электрических полях различных температурах $T(K)$:

а) 1-3,27, 2-31, 3-300, 4-294, 5-270 для монокристаллов EuGa_2S_4 ,
 б) 1-177, 2-190, 3-200, 4-220, 5-240, 6-270, 7-290, 8-300 для монокристаллов $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,95}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,05}$

Нетрудно заметить, что с уменьшением температуры наклоны прямых $\lg \sigma = f(F^{1/2})$ возрастают.

Температурная зависимость β для образцов $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,96}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,04}$, определенная из зависимости $\lg \sigma$ от $F^{1/2}$, представлена на Рис.3. Следует отметить, что наблюдается не только рост β с уменьшением температуры образца, но и для интервала температур 77÷400К достаточно хорошо выполняется закономерность $\beta \sim \frac{1}{T}$, т.е. при экстраполяции прямая $\beta = f(\frac{1}{T})$ согласно формуле (4) проходит через начало координат.

Подставляя экспериментальные значения в формулу (4), была определена электронная часть диэлектрической проницаемости исследуемых соединений, значение которой изменяется в интервале $7 \div 10$.

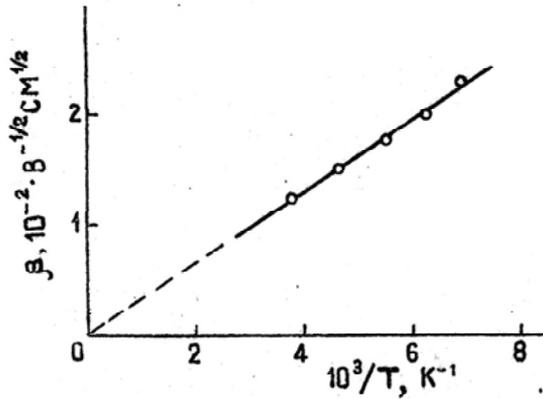
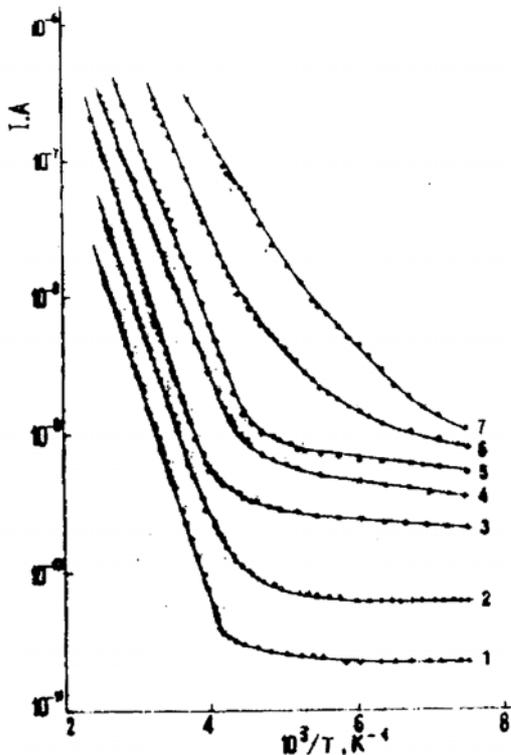


Рис.3.

Температурная зависимость коэффициента Френкеля β для образца монокристалла $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,96}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,04}$.



Зависимость электропроводности (тока) монокристаллов исследуемых соединений от температуры измерена как в области выполнения закона Ома, так и в интервале электрических полей, где существенную роль играет полевая ионизация ловушек. Характерные данные для образцов $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,99}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,01}$ представлены на Рис.4. Для большинства исследуемых образцов на зависимости $\lg \sigma$ от $10^3/T$ выделяется три участка: высокотемпературный ($250 \div 400\text{K}$), промежуточный ($160 \div 250\text{K}$) и низкотемпературный ($77 \div 160\text{K}$).

Рис.4.

Температурная зависимость тока образца монокристалла $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,99}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,01}$ толщиной 110 мкм при разных напряжениях U , В: 1-10, 2-20, 3-60, 4-90, 5-120, 6-200, 7-300

Рис.4 показывает, что при высоких температурах $\lg \sigma$ линейно зависит от обратной температуры. Это означает, что в сильных электрических полях электропроводность монокристаллов всех исследуемых соединений экспоненциально зависит от температуры.

Действительно, в области выполнения закона Ома температурная зависимость электропроводности полупроводников выражается формулой:

$$\sigma(0) = \sigma_0 e^{-\frac{E_t}{rKT}}, \quad (5)$$

где σ_0 -электропроводность полупроводника при $10^3/T=0$, r -параметр компенсации, который меняется от 1 до 2.

В соответствии с теорией ЭПФ изменение энергии активации ловушек в электрическом поле F определяется выражением:

$$E_t(F) = E_t(0) - \left(\frac{e^3}{\pi \epsilon \epsilon_0} \right)^{1/2} F^{1/2}, \quad (6)$$

здесь e - заряд электрона, F -напряженность электрического поля, ϵ -диэлектрическая проницаемость, E_t -энергия активации ловушек в исследуемых монокристаллах.

Из (6) видно, что при $E_t(F)=0$, т.е. $E_t(0) = \left(\frac{e^3}{\pi\epsilon\epsilon_0}\right)^{1/2} F^{1/2}$, электропроводность

полупроводников не должна зависеть от температуры.

Как видно из Рис.4, наклон высокотемпературного участка зависимости $\lg\sigma\left(\frac{10^3}{T}\right)$ с ростом напряженности электрического поля уменьшается. Выражение

(6) показывает, что наклон прямых $\lg\sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ или эффективная энергия активации носителей тока при наличии сильного электрического поля уменьшается на величину $\left(\frac{e^3}{\pi\epsilon\epsilon_0}\right)^{1/2} F^{1/2}$.

Принимая во внимание выводы теории [4] о том, что ЭПФ в полупроводниках и диэлектриках имеет место тогда, когда минимальное расстояние между соседними ловушками равно $2r_m$ (r_m -расстояние от центра ловушек до максимума кривой потенциальной энергии в электрическом поле, Рис.5), можно оценить их концентрацию из следующего выражения:

$$N_t = (\pi\epsilon\epsilon_0 F_{кр} e^{-1})^{3/2}, \tag{7}$$

где $F_{кр}$ -величина электрического поля, при которой наблюдается ЭПФ, другие величины известны (см. формулу (4)).

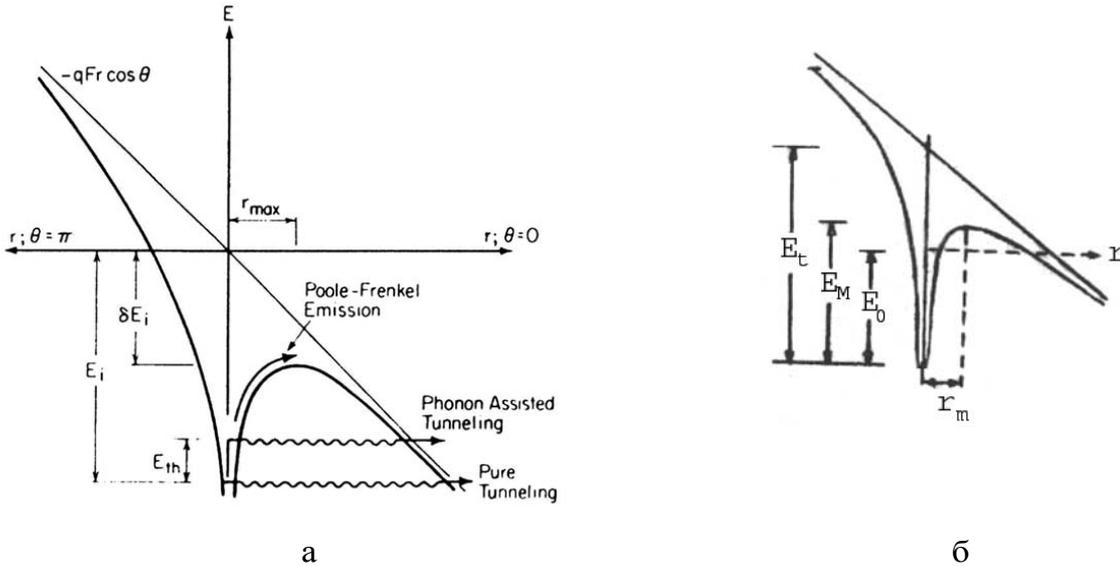


Рис.5

Три механизма ионизации электрическим полем: ионизация Пула-Френкеля; туннелирование, облегченное фононами; чистое туннелирование.

Энергетическая диаграмма ловушек в электрическом поле. E_t -энергия активации ловушек в отсутствие поля; E_M -энергия активации ловушек определяемая выражением:

$$E_M = E_t - \left(\frac{e^3}{\pi\epsilon\epsilon_0}\right)^{1/2} F^{1/2}; E_0 < E_M$$

Энергия ловушек, при которой происходит туннелирование.

Используя формулу (6), можно видоизменить формулу (7). Как уже было отмечено, в соответствии с формулами (5) и (6а) E_t линейно уменьшается с ростом $F^{1/2}$.

Выражение (6) перепишем для двух величин электрического поля:

$$E_t(F_1) = E_t(0) - \left(\frac{e^3}{\pi \epsilon \epsilon_0} \right)^{1/2} F^{1/2} \quad (8)$$

$$E_t(F_2) = E_t(0) - \left(\frac{e^3}{\pi \epsilon \epsilon_0} \right)^{1/2} F^{1/2}$$

Отсюда получим:

$$\pi \epsilon \epsilon_0 = \frac{e^3 (F_2^{1/2} - F_1^{1/2})}{[E_t(F_1) - E_t(F_2)]^2} \quad (9)$$

Учитывая (9) в (7), находим:

$$N_t = \frac{e^3 F_{кр} (F_2^{1/2} - F_1^{1/2})}{[E_t(F_1) - E_t(F_2)]^2} \quad (10)$$

В отличие от (7), формула (10) позволяет без знания величины диэлектрической проницаемости оценить концентрацию ловушек по экспериментальным данным о полевой зависимости E_t (Рис.6). По формуле (10) для концентрации ловушек получены значения $N_t = 6 \cdot 10^{13} \div 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в зависимости от состава исследуемых соединений. Эти результаты хорошо совпадают с данными термоактивационных и инжекционных токов в вышеперечисленных халькогенидных полупроводниках [23, 24].

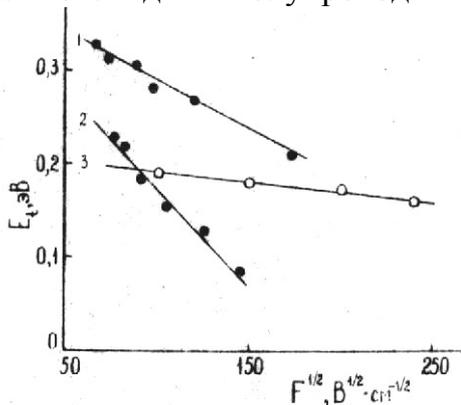


Рис.6.

Зависимость энергии активации ловушек E_t от электрического поля F для монокристаллов: 1- $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,99}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,01}$; 2- $\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,95}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,05}$; 3 - Ga_2S_3 .

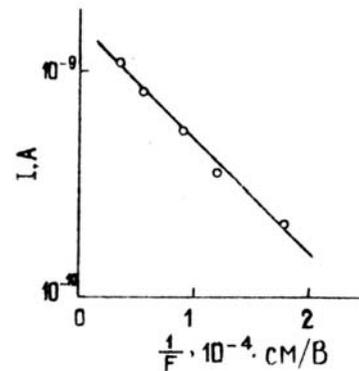


Рис.7.

Зависимость $\lg I$ от $1/F$ для монокристалла $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,99}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,01}$ толщиной 110 мкм.

Как видно из Рис.4, промежуточный участок зависимости $\lg(10^3/T)$ характеризуется непрерывным уменьшением энергии активации носителей заряда с понижением температуры. Этот участок по мере роста электрического поля расширяется (Рис.4 кривые 5-7). Подобная зависимость обнаружена во многих полупроводниках [13-17] и объясняется механизмом прыжковой проводимости.

На низкотемпературном участке зависимости $\lg(10^3/T)$ наблюдается слабый термоактивационный процесс и ток (электропроводность) с ростом электрического поля растет. Одним из возможных механизмов слабой зависимости тока от

температуры при различных электрических полях является облегченное температурой туннелирование электронов через барьер, уменьшенный на величину $\sqrt{\frac{e^{3F}}{\pi\epsilon\epsilon_0}}$. В этом случае, как показано в [4, 13], зависимость плотности тока от температуры и электрического поля выражается закономерностью:

$$I \sim \exp\left\{-\frac{E_0}{kT} + \frac{A}{\sqrt{2eF}} [E_t(0) - E_0]^{3/2}\right\}, \quad (11)$$

где $E_0 < E_t(0) - \sqrt{\frac{e^3}{\pi\epsilon\epsilon_0}}$, А-постоянная.

Из (11) видно, что между $\lg I$ и $1/F$ существует линейная зависимость, которая наблюдается и на эксперименте (рис.7). Формула (11) подобна формуле Фаулера-Нордгейма с той лишь разницей, что множитель F^2 перед экспонентой отсутствует. Низкотемпературный участок также характерен для прыжковой проводимости в области сильных электрических полей и полевой ионизации примесных уровней, приводящей к туннелированию без участия температуры.

Исследование электропроводности полупроводников в широком интервале температур и электрических полей позволяет получить ценную информацию о структуре центров захвата электронов и дырок [18-26]. Результаты измерений электропроводности монокристаллов всех соединений обработаны на основе теории термополевого ЭПФ, развитой в [21]. В этой работе на основании зависимости энергии активации ловушек от электрического поля получены выражения для определения формы потенциальной ямы электронных ловушек и длины свободного пробега электронов:

$$f(F) = kT \ln \frac{p(F)}{p(0)}, \quad (12)$$

$$\varphi(x) = Ff'(F) - f(F); \quad x = \frac{1}{e} f'(F), \quad (13)$$

где $p(F)$ и $p(0)$ – концентрация носителей тока в сильных и слабых электрических полях, e – основание натурального логарифма. Ценная информация о структуре центров захвата может быть получена, если известна форма кривой потенциальной энергии $\varphi(r)$. Авторы работы [21], решая задачу в общей форме по заданной функции $\Delta E = -f(F)$, отыскивают $\varphi(r)$. Здесь ΔE – изменение энергии ионизации ловушек, вызванное электрическим полем.

Выражение (12) позволяет выяснить следующие свойства функции $f(F)$ [21]:

1. $f(0) = 0$
2. поскольку $x \geq 0$, $f'(F) \geq 0$;
3. поскольку $\varphi(x)$ всегда отрицательна, $f(F) \geq f'(F)/F$, т.е. прямая, проведенная из начала координат в любую точку кривой, имеет больший наклон к оси абсцисс, чем касательная к $f(F)$ в этой же точке;
4. если F -фиксировано, то x это та точка, в которой расположен максимум потенциального барьера при данном F . С увеличением F эта точка должна монотонно перемещаться к началу координат. Отсюда следует, что $f'(F)$ – монотонно убывающая функция, или $f''(F) \leq 0$, т.е. $f'(F)$ не имеет перегибов на всем интервале $0 \leq F \leq \infty$. Функция $f(F)$ обладает перечисленными свойствами тогда, когда длина свободного пробега электронов λ больше величины r_m (расстояние от максимума потенциального барьера до ядра). При соблюдении неравенства $\lambda > r_m$ имеет место термополевой ЭПФ, на что

впервые указал А.И.Губанов [22]. Таким образом, если известна величина критического поля $F_{кр}$, при котором закон Ома сменяется законом Френкеля, то длину свободного пробега можно оценить по формуле:

$$\lambda = \frac{1}{e} f(F_{кр}). \quad (14)$$

Параметры, входящие в уравнении (12) и (13), выражаются через экспериментально определенные величины. Функцию $f(F) = kT \ln \frac{p(F)}{p(0)}$ можно представить в следующем виде:

$$f(F) = kT \ln \frac{\sigma(F, T)}{\sigma(0, T)}. \quad (15)$$

Таким образом, функция $f(F)$ определяется из измерений электропроводности $\sigma(F, T)$ и $\sigma(0, T)$ в сильных и слабых электрических полях, соответственно (здесь принимается во внимание, что подвижность носителей тока не зависит от величины электрического поля).

Учитывая выражения (3а) и (15), получим

$$f(F) = kT\beta\sqrt{F}, \quad (16)$$

$$f'(F) = \frac{kT}{2} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{F}}, \quad (17)$$

$$\psi(x) = -\frac{kT}{2} \beta\sqrt{F}, \quad (18)$$

$$x = \frac{kT}{2e} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{F}}. \quad (19)$$

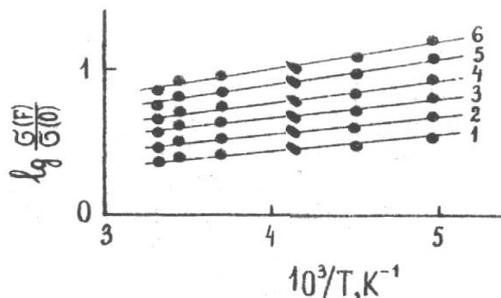
Из экспериментальных данных вычислена величина $\Delta E = E_t(0) - E_t(F)$, выражающая уменьшение энергии активации примесных уровней электрическим полем. Для этого формулу (12) с учетом выражения для β перепишем в следующем виде:

$$\lg \frac{\sigma(F)}{\sigma(0)} = 0,43 \frac{\Delta E}{kT}. \quad (20)$$

Из этой формулы следует, что с понижением температуры отношение $\sigma(F)/\sigma(0)$ увеличивается. Зависимость $\lg \sigma(F)/\sigma(0)$ от $1/T$ для монокристалла $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,95}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,05}$ при различных значениях электрического поля представлена на Рис.8. Видно, что с ростом электрического поля наклон прямой

$\lg \frac{\sigma(F)}{\sigma(0)} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ увеличивается. Этот наклон характеризует уменьшение энергии активации примесных уровней на величину ΔE_t .

Рис.8.



Зависимость $\lg \sigma(F)/\sigma(0)$ от $1/T$ для монокристалла $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,95}(\text{Eu}_2\text{O}_3)_{0,05}$ при разных значениях электрического поля F (10^4 , В/см): 1-0,64; 2-1; 3-1,44; 4-1,96; 5-2,56; 6-3,24.

Рост ΔE_t с увеличением электрического поля хорошо иллюстрируется Рис.9. На зависимости $\Delta E_t (F)$ наблюдается перегиб. Анализ экспериментальных данных показывает, что величина электрического поля, при котором в зависимости

$\Delta E_t (F)$ наблюдается перегиб, соответствует значению критического электрического поля, когда закон Ома сменяется законом Френкеля. Зная величину электрического поля, соответствующую точке перегиба, по формуле (19), оценена длина свободного пробега электронов в исследуемых кристаллах ($\lambda = 10^{-4} \div 10^{-6}$ см).

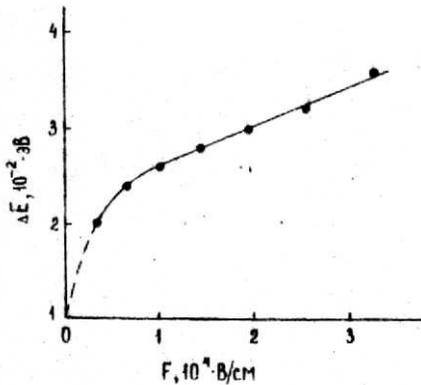


Рис.9.

Зависимость ΔE от электрического поля F для образца монокристалла $(Ga_2S_3)_{0,95}(Eu_2O_3)_{0,05}$

Используя формулы (18) и (19), определили форму потенциальных ям для ловушек. Характерные данные для монокристаллов $GaSe_{0,1}Te_{0,9}$ и $GaSe_{0,7}Te_{0,3}$ представлены на Рис.10.

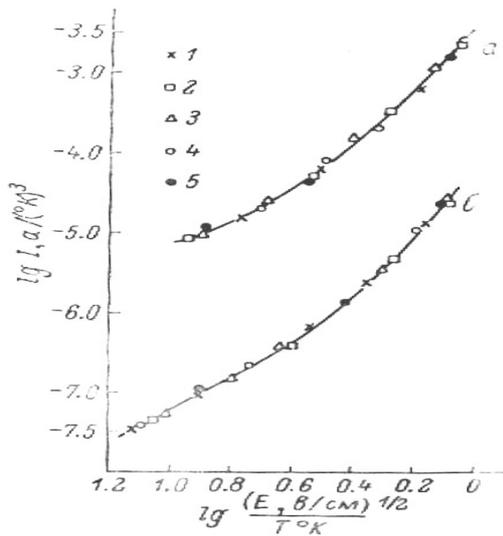


Рис.10.

Зависимость $I = jT^{-3} e^{\frac{\Delta E_a}{kT}}$ для монокристаллов $GaSe_{0,1}Te_{0,9}$ (а) и $GaSe_{0,7}Te_{0,3}$ (б) от $E^{1/2}T^{-1}$ в нормализованных координатах $lg I - lg E^{1/2}T^{-1}$.
 Т(К): а) 1-250, 2-230, 3-195, 4-174, 5-154,
 б) 1-297, 2-187, 3-215, 4-275, 5-239.

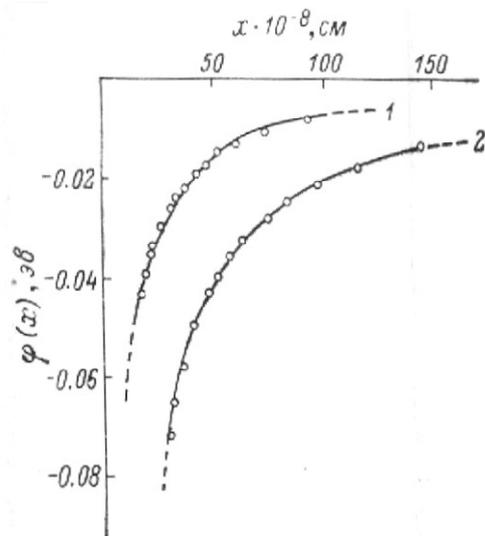


Рис.11.

Формы потенциальных ям электронных ловушек для монокристаллов $GaSe_{0,1}Te_{0,9}$ (1) и $GaSe_{0,7}Te_{0,3}$ (2).

Экспериментальные данные также анализированы на основе модифицированной теории ЭПФ, в которой предложена модель, основанная на объемной ионизации ловушек. Если расстояние между соседними ионизируемыми центрами велико, то они не взаимодействуют друг с другом и преобладает термополевой ЭПФ. Исходя из этих предположений, для плотности тока получено следующее выражение:

$$J = 2eN_t(kT)^3 Z^{-1} \mu f(\Phi, \sinh \Phi) \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right), \quad (21)$$

где e – заряд электрона, N_t – концентрация ловушек, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, μ – подвижность носителей тока, E_t – энергия ионизации ловушек.

Уравнение (21) перепишем в следующем виде:

$$JT^{-3} \exp\frac{E_t}{kT} = 2eN_t k^3 Z^{-1} \mu f(\Phi, \sinh \Phi). \quad (22)$$

Левую сторону обозначим через I . Уравнение позволяет представить экспериментальные данные в нормализованных координатах $I-f(F^{1/2}T^{-1})$. При этом удобнее экспериментальные данные предоставить в координатах $\lg I - \lg(F^{1/2}T^{-1})$.

Экспериментальные данные для монокристаллов твердых растворов $\text{GaSe}_{0,1}\text{Te}_{0,9}$ и $\text{GaSe}_{0,7}\text{Te}_{0,3}$ перестроены в нормализованных координатах и представлены на Рис.11. Видно, что результаты измерений плотности тока, полученные при различных температурах в нормализованных координатах укладываются на одну прямую. Это свидетельствует о том, что рост электропроводности монокристаллов твердых растворов с увеличением электрического поля при различных температурах обусловлен ионизацией одних и тех же ловушек.

Как выше было отмечено, сущность ЭПФ заключается в уменьшении энергии активации ловушек E_t на величину $\left(\frac{e^3}{\pi\epsilon\epsilon_0}\right)F^{1/2}$. Однако этого условия недостаточно, чтобы электрон покинул кулоновский центр. Необходимо, чтобы электрон сохранил энергию после соударения с тепловыми колебаниями, когда он минует максимум потенциальной энергии в электрическом поле. Это условие может иметь место в случае, если $\lambda > r_m$.

Исходя из вышеизложенного можно заключить, что наблюдение ЭПФ в полупроводниках позволяет определить энергию активации ловушек и их концентрации, длину свободного пробега носителей тока, форму потенциальных ям ловушек и др. Таким образом, ЭПФ является одним из методов спектроскопии при исследовании концентрации ловушек и их энергии активации.

1. Ф.Ф.Волькенштейн, Электропроводности полупроводников, Москва, (1947) 352.
2. Я.И. Френкель, *Письма в ЖЭТФ*, **8** (1938) 1292.
3. Я.И. Френкель, *Письма в ЖЭТФ*, **23** (1952) 619.
4. R.M.Hill, *Phil. Mag.*, **23** (1971) 59.
5. А.Н.Георгобиани, П.А.Пипинис, *Туннельные явления в люминесценции полупроводников.-Москва, МИР, (1994) 224.*
6. В.И.Фистуль, *Введение в физику полупроводников, Москва, Высшая школа, (1984) 351.*
7. Г.Б.Абдуллаев, *Полупроводниковые выпрямители, Изд.АН Азерб.ССР, Баку, 1958.*
8. Г.Б.Абдуллаев, М.Г.Алиев, Г.А.Ахундов, *Тр.Совец по ударной ионизации и туннельному эффекту в полупроводниках, Изд.АН Азерб.ССР, Баку, (1962) 46.*
9. Г.Б.Абдуллаев, Э.И.Манафли, М.А.Талиби, *Тр.Совец. по ударной ионизации и туннельному эффекту в полупроводниках, Изд.АН Азерб.ССР, Баку, (1962) 83.*
10. G.V.Abdullaev, E.S.Guseinova, B.G.Tagiev, *Phys.St.Sol.*, **16** (1966)205.
11. G.V.Abdullaev, E.S.Guseinova, B.G.Tagiev, *Phys.St.Sol.*, **17** (1966) 5931,
12. I.M.Azkerov, V.A.Gadzhiev, E.S.Guseinova, B.G.Tagiev, *Phys.St.Sol.(b)*, **50** (1972) K113.

13. R.M.Hill, *Phil. Mag.*, **24**, (1971) 1307.
14. F.Rizzo, G.Micocci, A.Tepore, *J.Appl.Phys.*, **48** (1977) 3415.
15. М.Ламперт, П.Марк, *Инжекционные токи в твердых телах, Москва, Мир* (1973) 416.
16. J.C.Vesely, M.Shatzkes, P.J.Burkhardt, *P.J. Phys. Rev.B Solid State*, **10** (1974) 582.
17. С.Манфредотти, С.Д.Бласи, С.Галассини, Г.Мичесци, Л.Руггио, А.Тепоре, *Phys.State Sol.* **36** (1976) 569.
18. Х.С.Валеев, В.Б.Квасков, *Нелинейные металлооксидные полупроводники. М.Энергоиздат*, (1983) 160.
19. В.Б.Квасков, *Полупроводниковые приборы с биполярной проводимостью М.Энергоиздат*, (1988) 128.
20. В.Б.Квасков, В.В.Горбачев, *Республиканский научно-технический сборник, Диэлектрики и полупроводники, Киев, №37* (1990) 90.
21. Н.Г.Волков, В.К.Ляпидевский, *ФТТ*, **14** (1972) 1337.
22. А.И.Губанов, *Письма в ЖЭТФ*, **24** (1954) 1308.
23. G.B.Abdullaev, O.B.Tagiev, G.M.Niftiev, T.Kh.Azizov, *Phys.Stat.Sol.(a)*, **71** (1982) 45.
24. Н.Н.Нифтиев, О.Б.Тагиев, *Неорг. Материалы*, **39 №6** (2003) 1.

PUL-FRENKEL EFFEKTİ VƏ YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ LOKAL SƏVIYYƏLƏRİN SPEKTROSKOPİYASI

B.H.TAĞIYEV, O.B.TAĞIYEV, R.B.CABBAROV, S.A.ABUŞOV, Z.Y.ABDULLAYEVA, F.A.KAZIMOVA

Pul-Frenkel termosahə effekti (PFE) 77÷400K temperatur intervalında 10^5 V/sm qədər qüvvətli sahədə təbəqəli (GaSe tipli), kubik (Ga_2S_3) və ortorombik halhogenid monokristallarında tədqiq edilmişdir.

Alınan nəticələr modifikasiya olunmuş PFE nəzəriyyəsinə əsasən təhlil edilmiş və göstərilən birləşmələrin bir neçə parametrləri - dielektrik nüfuzluğu (7÷10), tələlərin aktivləşmə enerjisi (0,12÷0,75eV), onların konsentrasiyası ($6 \cdot 10^{13} \div 5 \cdot 10^{16} \text{sm}^{-3}$), elektronların sərbəst yolunun uzunluğu ($10^{-4} \div 10^{-6} \text{sm}$), tələlərin potensial çuxurların forması təyin edilmişdir.

THE EFFECT OF PUL-FRENKEL AND SPECTROSCOPY OF LOCAL LEVELS IN SEMICONDUCTORS

B.G.TAGIEV, O.B.TAGIEV, S.A .ABUSHOV, R.B.JABBAROV, Z.YA.ABDULLAYEVA, F.A.KAZIMOVA

In layered (GaSe tip), cubic (Ga_2S_3 tip) and orthorhombic (EuGa_2S_4 and Ba tip) single crystals chalkogenida semiconductors in the interval of temperatures 77÷400K and strong electrical fields to 10^5 V/cm was investigated thermo-field effect of Pul-Frenkel (PFE).

Obtained data were analyzed on the basic of the modified theory PFE, the series of parameters of the specified compounds, for example dielectrical permeability (7÷10), energy of activation of traps ((0,12÷0,75eV), and their concentration ($6 \cdot 10^{13} \div 5 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$), length of free run electrons ($10^{-4} \div 10^{-6} \text{cm}$), the form of potential holes of traps were determined.

Редактор: М.Алиев