

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТРУКТУР p-GaAs/n-Cd_{1-x}Zn_xSe_{1-y}Te_y

Абдинов А.Ş., Мамедов Q.M., Мамедов В.У., Сафаров В.Г,

Насиров Э.Ф., Рагимова Н.А.

Бакинский Государственный Университет
Az1148, г. Баку, Азербайджанская Республика, ул. З.Халилова-23
E-mail: mhhuseyng@yahoo.co.uk

В работе методом электрохимического осаждения из водного раствора изготовлены гетеропереходы p-GaAs/n-Cd_{1-x}Zn_xSe_{1-y}Te_y. Изучены зависимости их электрических свойств от режима термической обработки в среде аргона и состава пленок n-Cd_{1-x}Zn_xSe_{1-y}Te_y. Полученные нами характерные кривые статических ВАХ нетермообработанных гетеропереходов p-GaAs/n-Cd_{1-x}Zn_xSe_{1-y}Te_y при различных значениях процентного состава (значения x и y) пленок показывает, что пропускное направление для всех изучаемых структур при этом соответствует отрицательному потенциалу на n-Cd_{1-x}Zn_xSe_{1-y}Te_y компоненте. Все изучаемые структуры имеют ярковыраженный диодный характер. Причем коэффициент выпрямления их зависит от значения x и y . Так, для гетеропереходов при $x=0.4$; $y = 0.2$, коэффициент выпрямления составляет $k = 240$ при $U = 1$ В, и уменьшается с увеличением процентного содержания цинка в пленках твердого раствора. Лишь в диапазоне $x/y \approx 3.2 \div 4.5$ на кривой зависимости k (x/y) наблюдается некоторый скачок, обусловленный нарушением правила Вегарда при таких процентных составах.

Установлено, что термическая обработка изучаемых гетеропереходов приводит к изменению механизма токопрохождения и коэффициента выпрямления. В частности, вследствие резкого уменьшения (от $\sim 2 \cdot 10^4$ до $\sim 10^2$ Ом) последовательного сопротивления (R_s) гетеропереходов с ростом температуры ТО в среде аргона от 100 до 180°C при длительности процесса отжига $\tau = 11$ мин, коэффициент выпрямления достигает $k = 3000$ (таблица 1). На рис. 1 представлены характерные кривые прямой ветви ВАХ структур p-GaAs/n-Cd_{1-x}Zn_xSe_{1-y}Te_y при $x = 0.4$; $y = 0.2$ в полулогарифмическом масштабе.

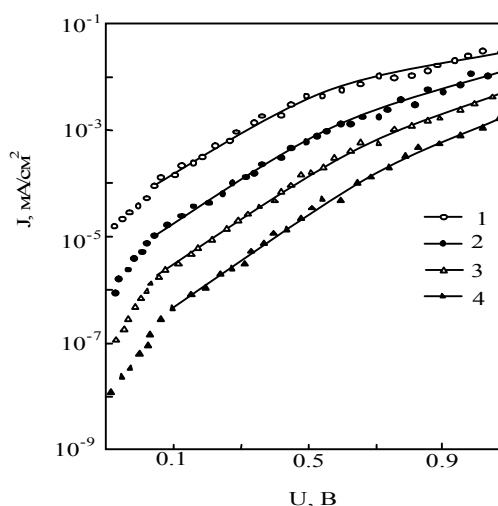


Рис. 1. Прямые ВАХ структур p-GaAs/n-Cd_{1-x}Zn_xSe_{1-y}Te_y при различных температурах: T, K : 1 – 400, 2 – 300, 3 – 120, 4 – 80; $x = 0.4$; $y = 0.2$

Как видно из этого рисунка, наклон кривых $\ln J$ от U при относительно малых

напряжениях (где ВАХ подчиняется экспоненциальному закону) $U=0.7$ В не зависит от температуры. Кроме того, наблюдаются два таких ярко выделяющихся участка. Согласно существующей теории о гетеропереходах, оба их можно объяснить доминированием многоступенчатого туннельного механизма тока через рассмотренный переход. Определенные при этом значения коэффициента неидеальности ВАХ (величина β) варьируются в интервалах $\beta = 2 - 2.3$.

Установлено, что термическая обработка исследуемых структур в среде аргона существенно изменяет механизм токопрохождения в них. Так, с увеличением температуры отжига до 180°C ($\tau = 11$ мин) туннельные токи резко уменьшаются, что свидетельствует о понижении плотности дефектов, которыми обусловлены эти токи. Из полученных экспериментальных результатов следует, что после ТО при 180°C и $\tau = 11$ мин величина тока уменьшается почти в три раза, а коэффициент неидеальности ВАХ - до $\sim 1.5-2.0$ (таблица 1).

Что касается обратных ветвей ВАХ изучаемых структур, то установленные экспериментальные результаты позволяют сказать, что они, в основном, определяются туннельными процессами. В некоторых случаях проявляется также влияние токов утечки.

Исследование емкостных характеристик структур $p\text{-GaAs}/n\text{-Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Se}_{1-y}\text{Te}_y$ показывает, что в них до ТО емкость немонотонно меняется с процентным составом пленок $n\text{-Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Se}_{1-y}\text{Te}_y$ (x и y) и частотой опорного сигнала. Установлено, что с уменьшением обратного напряжения до нуля во всех рассмотренных структурах $p\text{-GaAs}/n\text{-Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Se}_{1-y}\text{Te}_y$ емкость увеличивается.

Таблица 1
Темновые параметры гетероструктур $p\text{-GaAs}/n\text{-Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{Se}_{0.8}\text{Te}_{0.2}$ в зависимости от режима ТО

| Температура (t) и длительность (τ) ТО | Темновые параметры | | | | | |
|---------------------------------------|---------------------------|-----------------------------|---|---------------------------------|----------------------------------|---|
| | Коэффициент выпрямления κ | Коэффициент неидеальности β | Последовательное сопротивление R_s (Ом) | Токоевое напряжение отсечки (В) | Емкостное напряжение отсечки (В) | Концентрация носителей, определенная по вольт-фарадной характеристике, в обедненном слое (см^{-3}) |
| 1. до ТО | 240 | 2 | $2 \cdot 10^4$ | 0.54 | 0.58 | $3 \cdot 10^{16}$ |
| 2. 100°C , 3min | 980 | 1.8 | $1.3 \cdot 10^4$ | 0.55 | 0.59 | $1.2 \cdot 10^{16}$ |
| 3. 120°C , 5min | 1670 | 1.76 | $3 \cdot 10^3$ | 0.56 | 0.59 | $4.7 \cdot 10^{15}$ |
| 4. 140°C , 8min | 2600 | 1.64 | $2.1 \cdot 10^3$ | 0.59 | 0.6 | $2 \cdot 10^{16}$ |
| 5. 180°C , 11min | 3000 | 1.5 | 10^2 | 0.61 | 0.61 | $1.1 \cdot 10^{16}$ |
| 6. 200°C , 4 min | 1200 | 1.3 | - | - | - | - |
| 7. 300°C , 7 min | 30 | 1.26 | - | - | - | - |

В прямом направлении сначала (при $0 \leq U \leq 0.25$ В) ход кривых $C(U)$ оказывается зависимым от процентного состава пленок $n\text{-Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Se}_{1-y}\text{Te}_y$. В структурах с $x < 0.4$; $y=0.2$, где параметры решеток контактирующих компонент отличаются значительно, на кривых зависимости C от U наблюдается минимум, который обусловлен наличием центров захвата, связанных с рассогласованием параметров решеток на границе

раздела исследуемых структур. Накопление заряда, вызванное наличием этих центров, сопровождается уменьшением емкости. После полного заполнения этих центров, зависимость $C = f(U)$ начинает подчиняться закону, характерному для диодов с резким переходом ($1/C^2 \sim U$). Изменение процентного состава пленок $n\text{-Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Se}_{1-y}\text{Te}_y$, меняя степень рассогласованности параметров решетки контактирующих компонент, вызывает также изменение типа доминирующего центра. При $x > 0,7$ начинают преобладать действия рассеивающих центров, имеющих другую природу. На ВФХ таких структур в районе $U = 0.1 - 0.35$ В наблюдается пологий максимум. Далее (при $U > 0.4$ В) с ростом U емкость структуры плавно уменьшается.

Проведенные измерения показывают, что ВФХ $p\text{-GaAs}/n\text{-Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Se}_{1-y}\text{Te}_y$ структур лишь при $x = 0.4 - 0.7$; $y = 0.2$ подчиняются закону, характерному для идеальных гетеропереходов. Причем, довольно слабая зависимость емкости от частоты опорного сигнала указывает на низкую плотность поверхностных состояний на гетерогранице, ответственных непосредственно за частотную зависимость емкости.

Для определения величины диффузионного потенциала и типа гетероперехода нами измерялись также вольт-фарадные характеристики изучаемых структур при различных режимах ТО. Как следует из анализа результатов по исследованию ВФХ, термическая обработка этих гетеропереходов приводит к заметному уменьшению плотности дефектов на границе раздела, т.е. диффузионного изгиба зон в пленках $n\text{-Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Se}_{1-y}\text{Te}_y$. После ТО при 180°C и $\tau = 11$ мин, величина общей емкости структур $p\text{-GaAs}/n\text{-Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Se}_{1-y}\text{Te}_y$ резко уменьшается, зависимость ее от частоты опорного сигнала заметно ослабляется, ВФХ структур линейризуется в координатах $C^{-2} = f(U)$, что свидетельствует о резкости созданных гетеропереходов. Следовательно, емкость таких резких структур описывается соотношением:

$$\frac{C}{U} = \frac{\epsilon\epsilon_0 eN}{[2(U_d - U)]^{3/2}}, \quad (1)$$

где S – площадь обедненного слоя, ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость материала, ϵ_0 – электрическая постоянная, U_d – контактная разность потенциалов, N – концентрация свободных носителей заряда.

По пересечению продолжения графиков зависимости $C^{-2} = f(U)$ с осью абсцисс (напряжения) нами была определена высота потенциального барьера изучаемого гетероперехода, которая для структур $p\text{-GaAs}/n\text{-Cd}_{0.6}\text{Zn}_{0.4}\text{Se}_{0.8}\text{Te}_{0.2}$ составляла $U_d = 0.61$ В. Следует отметить, что полученное при этом значение для высоты потенциального барьера, практически совпадает со значением, определенным из ВАХ (Таблица 1).

QALLIUM SELEN MONOKRİSTALLARINDA TERMOSTİMULLAŞDIRILMIŞ KEÇİRİCİLİYƏ ELEKTRİK SAHƏSİNİN TƏSİRİ

Ə.Ş.Abdinov, R.F.Babayeva*, R.M.Rzayev

*Bakı Dövlət Universiteti,
Azərbaycan Dövlət İqtisad Universiteti

Yüksəkölümlü yarımkəçirici materiallarda qadağan olunmuş zonanın enerji spektrinin - bura-dakı müxtəlif təbiətli və müxtəlif məşəli lokal enerji səviyyələrinin uyğun icazəli

zonanın sərhədinə nəzərən yerinin, eləcə də həmin səviyyələrin sıxlığının, paylanma xarakterinin, tipinin və tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıları tutma kəsiyinin təyin edilməsi üçün indiyədək müxtəlif işlərdə tətbiq olunan sınılanmış və kifayət qədər etibarlı sayılan təcrübi üsullardan biri də həmin materiallarda termostimullaşdırılmış keçiriciliyin (TSK) [1] tədqiqidir. Bu üsul bir çox başqa sadə və mürəkkəb yarımkeçirici materiallar kimi, laylı kristal quruluşa malik qallium monoselenidinin yüksəkumlu mo-nokristallarında da qadağan olunmuş zonadakı lokal enerji səviyyələrinin (dayaz və dərin tutma səviyyələrinin) parametrlərinin (uyğun icazəli zonaların sərhədinə nəzərən enerji dərinliyinin, sıxlığının, tarazlıqda olmayan elektron və deşikləri tutma kəsiklərinin) qiymətlərinin, həmin səviyyələrin paylanma qanunauyğunluqlarının, Fermi səviyyəsindən olan məsafəsinin təyin edilməsi məqsədi ilə müxtəlif tədqiqatçılar tərəfindən sınaqdan keçirilmişdir [2]. Həmin tədqiqatlar zamanı alınmış təcrübi nəticələr uyğun lokal səviyyələrin parametrlərinin və paylanma qanunauyğunluqlarının müəyyənləşdirilməsi üçün istifadə edilən digər üsulların (məsələn, həcmi yüklə məhdudlanmış cərəyanların [3, 4], fotokeçiriciliyin kinetikasının [5], xarici elektrik sahəsi və ya məxsusi udma oblastından olan fon işıqla induksiyanlanmış aşqar fotokeçiriciliyin [6] və s.) tətbiqi yolu ilə alınmış nəticələrlə müqayisə edilmişdir. Aparılmış belə müqayisəli təhlillər zamanı müəyyənləşdirilmişdir ki, yüksəkumlu qallium monoselenidi monokristallarında termostimullaşdırılmış keçiriciliyin tədqiqi zamanı həmin materialın qadağan olunmuş zonasında mövcud olan lokal səviyyələrin ayrı-ayrı parametrləri üçün alınmış qiymətlər hətta eyni bir nümunədə və xarici şərait eyni saxlanıldığı halda belə, heç də həmişə qanunverici dərəcədə (kifayət qədər dəqiqliklə) üst-üstə düşmür. Bizim apardığımız araşdırmalar imkan verir fərz edək ki, müxtəlif üsul-larla alınmış qiymətlər arasında müşahidə olunan bu kənarçıxmanın başlıca səbəbi ilk növbədə məhz qallium monoselenidinin monokristallarının laylı kristal quruluşu ilə əlaqədardır. Belə ki, böyük monokristal külçələrdən kəsilmiş ayrı-ayrı nümunələrdə qonşu (bilavasitə bir-biri ilə təmasda olan) laylar arasında müxtəlif səbəblərdən baş verən sürüşmələrin, qabarmaların, köpmə və çökmələrin hesabına hər bir tədqiq olunan nümunənin həcmində öz həndəsi ölçülərinə, nümunədə paylanmasına görə sırf xaotik xarakterə malik olan makroskopik (irimiqyaslı) defektlər yaranır. Nəticədə hər bir nümunə öz-özlüyündə bütövlükdə alçaqumlu matrisa və bu matrisada onunla eyni kimyəvi tərkibə və kristal quruluşuna malik irimiqyaslı, həndəsi ölçülərinə, eləcə də paylanmasına görə isə - xaotik xarakter daşıyan və matrisaya nəzərən daha yüksəkumlu olan əlavələrdən ibarət bir sistem kimi aparır. Belə irimiqyaslı defektlərin olması isə öz növbəsində tədqiq edilən nümunədə sərbəst yükdaşıyıcılar üçün müxtəlif enerji hündürlüyünə, həndəsi enə malik dreyf və rekombinasiya çəpərləri yaradır [7]. Tədqiq edilən nümunələrdə potensialın belə fluktuasiyası nəticəsində həmin nümunəyə hər hansı xarici amillə (məsələn, fotoaktiv işıqla, injeksiya etdirən xarici gərginliklə, kifayət qədər yüksək temperaturla) təsir etdikdə onun (nümunənin) həcmində baş verən elektron proseslərində materialın qadağan olunmuş zonasında mövcud olan dayaz (eləcə də dərin) tutma səviyyələrinin tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcılarla (elektronlarla, yaxud deşiklərlə) dolması və boşalması prosesləri ilə yanaşı, həm də potensial relyefin (potensialın fluktuasiyasının) dəyişməsi, bunun da nəticəsində uyğun olaraq hər iki tip potensial çəpərin (həm dreyf, həm də rekombinasiya çəpərlərinin) sərbəst yükdaşıyıcıların hərəkətinə, rekombinasiya və generasiyasına, tutulma və buraxılması proseslərinə təsiri də dəyişir. Bununla da nümunə daxilində baş verən elektron proseslərinə (baxılan halda keçiriciliyə) termostimullaşmış keçiriciliklə yanaşı, materialın uyğun icazəli zonasında sərbəst yükdaşıyıcıların yüyürüklüyünün, onların qadağan olunmuş zonada mövcud olan ayrı-ayrı lokal enerji səviyyələrindən rekombinasiya və generasiya, eləcə də ayrı-ayrı lokal səviyyələr tərəfindən tutulma və buraxılma proseslərinin tempi və kəsiyinin dəyişməsi də nəzərəcarpacaq dərəcədə təsir göstərir. Bu dəyişmə isə öz növbəsində təcrübi tədqiqatlardan alınmış nəticələrin (statik volt-ampere xarakteristikası və ya keçiriciliyin temperaturdan asılılığı əyrilərinin) yalnız kvazibircins yarımkeçirici materiallarda həcmi

yüklə məhdudlanmış cərəyanlar və ya termostimullaşdırılmış keçiricilik üçün mövcud olan nəzəri müddəalar əsasında təhlili zamanı əhəmiyyətli dərəcədə təhriflərinə (kənarçıxmaların baş verməsinə) səbəb olur.

Bu tip məsələlərə aydınlıq gətirmək üçün əvvəlki işlərdə [8-10] bizim tərəfimizdən müx-təlif tədqiqatlar aparılmışdır. Müzakirəyə təqdim etdiyimiz bu işdə isə xarici elektrik sahəsinin (tədqiq olunan nümunəyə birbaşa tətbiq edilən xarici gərginliyin) dəyişməsinin geniş diapazo-nunda (praktiki olaraq ölçülməsi mümkün olan son dərəcə kiçik gərginliklərdən başlamış əhə-miyyətli səviyyədə injeksiya yarada bilən gərginlikləri də əhatə etməklə çeviricilik effektinin baş verdiyi gərginliyə qədər davam etdirilən kifayət qədər böyük qiymətlərində) təcrübədə ölçülən termostimullaşdırılmış keçiricilik ayrı-lərinə təsirinə tədqiqi zamanı aldığımız nəticələr və onla-rın keyfiyyətə izahı üçün irəli sürdüyümüz mülahizələr şərh olunur.

Tədqiqatlar temperaturun $77\div 400\text{K}$ intervalında, təmiz (xüsusi olaraq aşqarlanmamış) və $10^{-5}\div 10^{-1}\text{at.}\%$ aralığında müxtəlif səviyyədə lantanoid atomları (qadolinium və holmium) ilə aş-qarlanmış qallium monoselenidi (p-GaSe) monokristallarında aparılmışdır. Termostimullaşdırıl-mış keçiricilik həmin intervalda məxsusi udma spektrinin maksimumuna uyğun dalğa uzunluğu-na malik ($\lambda=0.58\text{ mkm}$) monoxromatik işıqla həyəcanlaşdırılmış, nümunənin temperaturunun də-yişmə sürəti isə ~ 2 dər/san tərtibində olmuşdur.

Aparduğumuz təcrübi ölçmələr zamanı aşkar edilmişdir ki, nümunəyə tətbiq olunan xarici gərginliyin kiçik qiymətlərində müşahidə olunan termostimullaşdırılmış keçiricilik ayrı-ləri ilə həmin nümunədə kifayət qədər böyük (əhəmiyyətli səviyyədə injeksiya yaradan) gərginliklərdəki termostimullaşdırılmış keçiricilik ayrı-lərinin kvazibircins yarımkəçiricilərdə termostimullaşdırıl-mış keçiricilik hadisəsi üçün mövcud olan (işlənmiş) nəzəri müddəalar əsasında aparılmış təhli-lindən alınmış nəticələr (tədqiq etdiyimiz yarımkəçirici materialın qadağan olunmuş zonasındakı tutma səviyyələrinin sıxlığı, enerji dərinliyi, tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıları tutma və burax-ma kəsiklərinin qiymətləri) fərqlənir. Belə ki, zəif işıqlandırılan nümunəyə böyük gərginlik tət-biq edildiyi halda müşahidə olunan termostimullaşdırılmış keçiricilik ayrı-lərinin maksimumları-nın qiyməti (mütləq qiyməti) eyni bir nümunədə digər amillərin sabit saxlanıldığı şəraitdə kiçik gərginliklərdə müşahidə edilənlə müqayisədə nəzərəçarpacaq dərəcədə artır. Böyük gərginlik və yüksək işıqlandırılma halında təcrübi ölçmələrdə alınmış termostimullaşdırılmış keçiricilik ayrı-lərindən mövcud nəzəri müddəalar əsasında dayaz tutma səviyyələrinin parametrləri (ən başlıcası isə onların sıxlığının qiyməti) üçün alınmış ədədi qiymətlər isə reallığa daha çox uyğun gəlir. Bununla belə, həm də nümunəyə tətbiq edilən xarici gərginliyin termostimullaşdırılmış keçirici-lik ayrı-lərinə təsiri aşağı temperaturda oblastında daha güclü (parlaq) təzahür edir.

Alınmış təcrübi nəticələrin tədqiq edilən materialın (qallium monoselenidi monokristalları-nın) elektron xassələrinə dair bizim, eləcə də başqa tədqiqatçıların tərəfindən aparılmış başqa təd-qiqatlar zamanı əldə olunan nəticələrlə müqayisəli təhlili, eləcə də laylı quruluşa malik p-GaSe monokristallarının struktur xüsusiyyətləri barədə elmi ədəbiyyatda [11, 12] mövcud olan məlu-matların nəzərə alınması, daha böyük xarici gərginliyin təsiri altında cərəyan kontaktlarından nü-munəyə kifayət qədər yüksək səviyyədə injeksiyanın baş verməsi və bunun nəticəsində həm ma-terialın qadağan olunmuş zonasındakı dayaz tutma səviyyələrinin dolmasının, həm də sərbəst yükdaşıyıcılar üçün olan dreyf çəpərlərinin tədricən silinməsinin baş verməsi ilə izah olunur.

Təcrübədə alınmış nəticələrin izahı üçün irəli sürülən müddəaların doğruluğu qallium mo-noselenidi kristallarının lantanoid elementləri, xüsusi halda holmium və qadolinium atomları ilə müxtəlif səviyyədə (ayrı-ayrı nümunələri $10^{-5}\div 10^{-1}\text{at.}\%$ miqdarında qadolinium, yaxud da disproziyum atomları ilə) aşqarladığımız zaman alınmış təcrübi nəticələrlə də təsdiq olunmuşdur. Belə ki, göstərilən tərtibdə (zəif) aşqarlanmış qallium monoselenidi monokristallarda əvvəlcə (daxil edilmiş aşqar atomlarının $\sim 10^{-3}\text{at.}\%$ -ə qədər qiymətlərində)

aşqarlanma səviyyəsi yüksəldikcə termostimullaşdırılmış keçiriciliyin tədqiqi zamanı alınmış nəticələrin kvazibircins yarımkəçirici materiallar üçün gözləniləndən kənara çıxması daha da artır. Daha yüksək səviyyəli (daxil edilən aşqarların 10^{-3} at. %-dən yuxarı qiymətlərində) aşqarlama halında isə - aşqarlama səviyyəsi yüksəldikcə bu kənaraçıxmanın səviyyəsi azalır və nəhayət, $\sim 10^{-1}$ at. % tərtibində aşqarlanmış kristallarda alınmış nəticələrin uyğun gəlmə dərəcəsi ən yüksək həddə çatır.

Əgər nəzərə alsaq ki, bir sıra işlərdə yüksəkumlu qallium monoselenidi kristallarının nizamsızlıq dərəcəsinin lantanoid atomları ilə $10^{-5} \div 10^{-1}$ at. % intervalında aşqarlanma səviyyəsindən asılılığı $\sim 10^{-3}$ at. %-də maksimumdan keçməklə qeyri-monoton dəyişir, onda irəli sürülən müla-hizələrin reallığına şübhə qalmır.

ƏDƏBİYYAT

1. П.Г. Литовченко. Определение параметров уровней прилипания в полупроводниках методом термостимулированной проводимости. В сб. «Актуальные вопросы физики полупроводников и полупроводниковых приборов», Вильнюс, «Вайздас», 1969, с. 153-171.
2. А.Ш. Абдинов, Р.Ф. Бабаева, Р.М. Рзаев, Ш.А. Аллахвердиев. Сенсibilizированные примесные фотопроводимости в монокристаллах р-GaSe, легированных редкоземельными элементами. Вестник Бакинского Университета, серия физ-мат наук, 2006, №3, с.156-161.
3. Г.А. Ахундов, А.Ш. Абдинов, Н.М. Мехтиев, А.Г. Кязым-заде. Токи, ограниченные пространственным зарядом (ТОПЗ), в высокоомных кристаллах р-GaSe. В сб. «Проблемы диэлектрической электроники», Ташкент, «ФАН», 1974, с.127-133.
4. Б.Г. Тагиев, Г.М. Нифтиев. электрический спектр дырочных уровней в монокристаллах GaSe. Изв. АН Аз.ССР, сер. физ-мат. наук, 1976, №4, с.34-37.
5. Р.Ф. Мехтиев, Г.Б. Абдуллаев, Г.А. Ахундов. Методика выращивания монокристаллов GaSe и исследование их некоторых свойств. ДАН Аз.ССР, 1962, Т.18, в.6, с.11-17.
6. А.Ш. Абдинов, А.А. Ахмедов, В.К. Мамедов, Эль.Ю.Салаев. Примесная фотопроводимость в GaSe, индуцированная собственной подсветкой. ФТП, 1980, Т.14, в.1, с.164-169.
7. М.К. Шейнкман, А.Я.Шик. Долговременные релаксации и остаточная проводимость в полупроводниках. ФТП, 1976, Т.10, в.2, с.209-232.
8. А.Ш. Абдинов, Р.Ф. Бабаева, М.А.Джафаров, Ю.Г. Нуруллаев, Р.М. Рзаев. Собственные дефекты и примеси диспрозия в монокристаллах GaSe. Неорганические материалы, 1998, Т.34, №3, с.271-273.
9. А.Ш. Абдинов, Р.Ф. Бабаева. К вопросу о механизме влияния легирования редкоземельными элементами на фотолюминесценцию монокристаллов соединений A_3B_6 со слоистой структурой. Прикладная физика, 2004, №5, с.74-78.
10. А.Ш. Абдинов, Р.Ф. Бабаева, Р.М. Рзаев, А.Т. Багирова, Ш.А. Аллахвердиев. Особенности статических ВАХ легированных редкоземельными элементами монокристаллов селенида галлия. Доклады НАНА, 2006, Т.LXII, №6, с.55-62.
11. З.С.Медведева. Халькогениды элементов III Б подгруппы периодической системы. М. «Наука», 1968, - 215 с.
12. Н.Х.Абрикосов, В.Ф.Банкина, Л.В.Порецкая, Е.В.Скуднова, С.Н.Читевская. Полупроводниковые халькогениды и сплавы на их основе. М. «Наука», 1975, -220 с.

НАНОКОМПОЗИТЫ СИСТЕМЫ $Sb_2Te_3<Se>$

Алескеров Ф.К.¹, Ахмедли Г.Т.², Кахраманов К.Ш.¹

1- НПО «Селен» НАН АР, просп. Г.Джавида 29А, Баку, Азербайджан

*2 - Азербайджанский Государственный Медицинский Университет,
Баку, ул.Бакиханова 23*

Исследованы процессы самоорганизации наноструктурированных элементов Se в межслоевом пространстве $Te^{(1)}-Te^{(1)} Sb_2Te_3$.

Методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) исследованы рельеф и состав нанофрагментов, сформированных на базовой поверхности (0001). Полученное АСМ-изображение в 3Д-масштабе характеризуется неоднородностью рельефа: значительная часть межслоевой $Te^{(1)}-Te^{(1)}$ поверхности $Sb_2Te_3<Se>$ покрыта наноструктурными элементами высотой 5-10 нм, редкая часть имеет размеры наночастиц на плоскости (0001) 50 нм.

Управление термоэлектрическими свойствами Sb_2Te_3 путем изменения их межслоевой размерности или ее составляющих возможно путем применения гетерофазных композиций и фрактальных структур, в том числе наноконпозитов [1-3].

Термоэлектрический наноконпозит представляет собой материал со случайным распределением наночастиц активной добавки, помещенные в матрицу потенциального термоэлектрического вещества. В матрице могут размещаться наностержни различных размеров по высоте, разобщенных друг от друга на определенные расстояния.

Необычные конпозиты получают путем внедрения нанотрубок теллурида висмута в матрицу того же состава. Такие «синергетические» конпозиты проявляют свойства, не наблюдаемые ни у объемного образца, ни у наночастиц Bi_2Te_3 [1].

Аналогичные результаты можно ожидать и в системе $Sb_2Te_3<Se>$. Выбор таких высокоэффективных термоэлектрических веществ должен базироваться на знании взаимосвязи структура-свойство для соединений $A_2^V B_3^{VI}$ и их твердых растворов с межслоевыми строго ориентированными примесными наночастицами [2].

Объектом исследований таких композиционных структур могут быть:

- наноструктурированные конпозиты выращенные на ван-дер-ваальсовой поверхности (0001) $Sb_2Te_3<Se>$

Целью данной работы явилось изучение морфологии поверхности $Sb_2Te_3<Se>$ сформированных межслоевыми нанофрагментами между слоями $Te^{(1)}-Te^{(1)}$.

Для контроля состава и рельефа поверхности использовались методы сканирующей атомно-силовой микроскопии и рентгендифрактометрии. Рентгендифрактометрический снимок поверхности (0001) $Sb_2Te_3<Se>$ наряду с пиками Sb_2Te_3 показал и рефлексы от селена.

На Ван-дер-ваальсовых поверхностях (0001) Sb_2Te_3 легированного 1% вес. селеном обнаружены нанофрагменты –выступы, имеющие два уровня высот: меньшие с $n=10$ нм большие с 50 нм. Они самоорганизовались в процессе совместной кристаллизации полупроводника (Sb_2Te_3) и примеси селена; здесь мы наблюдаем трехмерные АСМ-изображения рельефа сформированные при завершении финишных процессов.

Ниже приведены результаты исследований процессов самоорганизации наночастиц в системе $Sb_2Te_3<Se>$. АСМ-изображения поверхности (0001) $Sb_2Te_3<Se>$ в трехмерном (3Д) (рис.1) и в (2Д) масштабах представлено на рис.1., рис.2. Сбоку рис.1 выделены межслоевые наноструктурированные элементы (МНСЭ), на основе которых самоорганизованы не только отдельные нанофрагменты, но и вся межслоевая

поверхность $Sb_2Te_3<Se>$. Анализ полученных трехмерных изображений АСМ рельефа позволяют сделать следующие предварительные выводы. С ростом нановыступов распределение по прежнему закономерно. Однако характерные размеры высот сохраняются (см. рис.3).

Это обстоятельство позволяет сделать заключение о соответствии характера рельефа мультифрактальному механизму его формирования, широко используемому для описания рельефа различных поверхностей [3].

Морфология поверхности нанозаэментов показала, что: структура поверхности формируется в результате самоорганизованного диффузионного процесса и они самоподобны при различных масштабах;

структура иерархична (т.е. крупные образования построены по тому же закону, что и мелкие) в тоже время они идентичны.

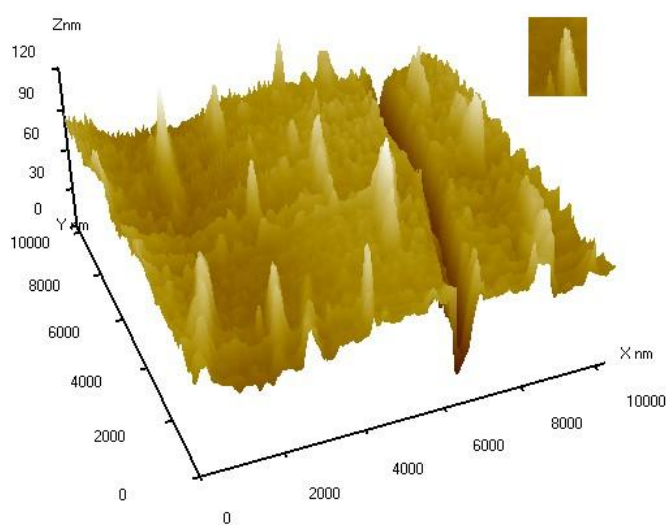


Рис.1

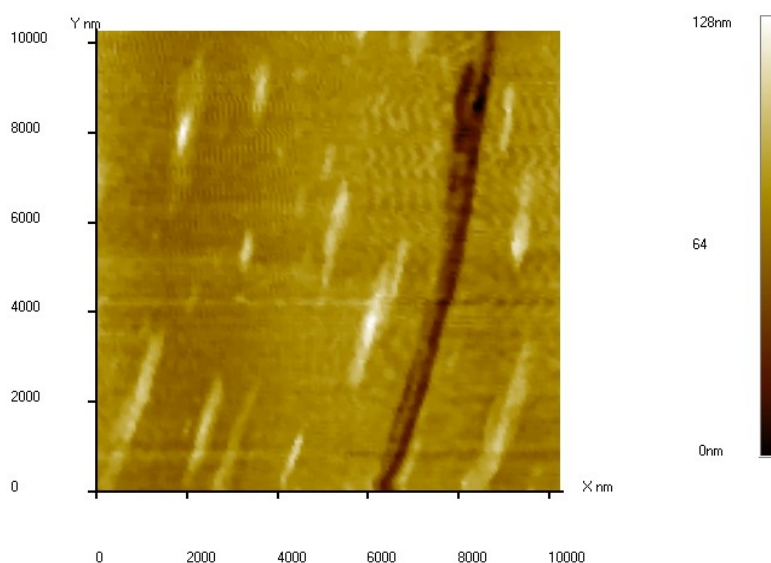


Рис.2

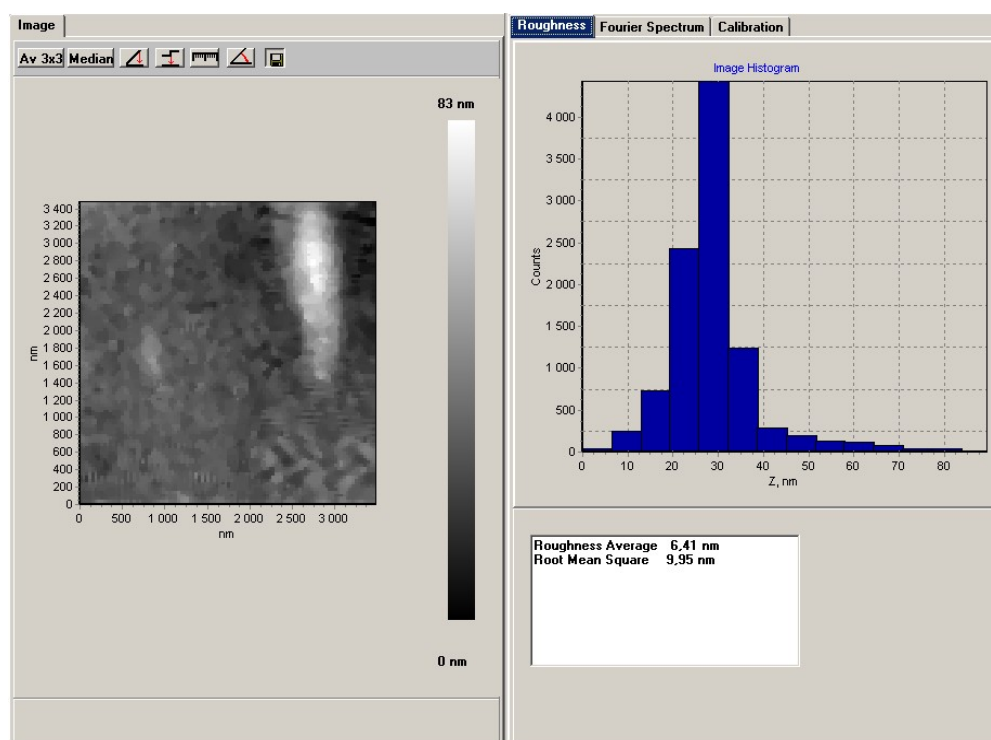


Рис.3 Гистограмма распределения наночастиц селена в системе $Sb_2Te_3<Se>$

ЛИТЕРАТУРА

1. Шевельков А.В., //Ж. Успехи химии РАН (Россия), 77 (1) 2008, с.3-21.
2. Дерун Е.М., Пишкин М.Г., Алескеров Ф.К., Кахраманов С.Ш., // J. TRANSACTIONS, (Азербайджан). V. XXII, №5, 2007, p.39-43
3. Jens Feder. Fractals, Department of Physics University of Oslo, Norway, 1990, p.259

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДОВ И СЕЛЕНИДОВ ВИСМУТА, СОДЕРЖАЩИХ ПРИМЕСИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

**Бархалов Б.Ш., Алиев Р.Ю., Тагиев М.М., Багиева Г.З.,
Магеррамова К.И., Исмайылова Р.А.**

*Институт физики НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан
bbarhal@rambler.ru*

Твердые растворы на основе теллуридов висмута и сурьмы широко используются в качестве материала для n- и p-ветвей для термоэлектрических преобразователей энергии, в частности, электронных твердотельных охладителей, работающих в интервале температур 200-350 К [1, 2]. Однако, вследствие слоистости структуры этих материалов, они обладают низкой механической прочностью, и под воздействием механических усилий легко скалываются по плоскостям спайности, что ограничивает возможность их более широкого применения. Существенно повысить их прочностные характеристики образцов указанных материалов, сохраняя при этом

термоэлектрические параметры близкими к таковым для монокристаллических образцов можно, применяя для их получения метод экструзии [3].

Одним из путей повышения термоэлектрических характеристик термоэлектрических материалов для конкретных интервалов температур, в том числе и для материалов, полученных методом экструзии, является легирование примесями которые могут приводить к заметному увеличению флуктуаций термоэлектрических свойств, связанных со статистическим характером распределения примесных атомов в решетке матрицы [4].

Ранее нами было исследовано влияние легирования экструдированных образцов $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$ p-типа и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ n-типа атомами редкоземельных элементов (РЗЭ) диспрозия Dy и самария Sm в количестве до 0,02 ат. %. Было показано, что примеси РЗЭ сильно влияют на величину коэффициента термо-эдс α , электропроводности σ , коэффициента теплопроводности χ и термоэлектрической эффективности Z [5, 6]. Также было установлено, что концентрация примеси 0,01 ат. % является оптимальной для термоэлектрических параметров при комнатной температуре, причем увеличение термоэлектрической эффективности Z , в основном, было связано с тем, что при введении примеси в результате искажений кристаллической решетки происходит увеличение рассеяния фононов, что приводит к уменьшению решеточной составляющей теплопроводности и увеличению параметра Z .

Получение образцов экструдированных материалов связано с проведением целого ряда технологических операций, таких как синтез твердого раствора из исходных компонентов; размельчение синтезированного сплава до состояния порошка; изготовление из полученного порошка методом холодного прессования брикетов; экструзии брикетов (выдавливание брикетов, нагретых до пластического состояния, через отверстие диаметром 6 мм).

Экспериментально установлено, что на термоэлектрические характеристики материалов для термоэлектрических преобразователей энергии существенно влияют такие факторы, как давление и температура экструзии, размер частиц исходного порошка, температура и время отжига полученного термоэлектрического материала. В частности, в материале с мелкозернистыми кристаллитами имеет место многократное увеличение концентрации электронов. Отжиг таких экструдированных материалов приводит к восстановлению концентрации электронов до исходных, оптимальных значений перед экструзией. Поэтому, оптимизацией технологических процессов с учетом физико-химических и технологических особенностей экструдированных материалов, например, проведением отжига, можно увеличить эффективность экструдированных термоэлементов и повысить стабильность их параметров как в процессе изготовления термоэлементов, так и в процессе эксплуатации приборов на их основе.

Таким образом, оптимизация параметров термоэлектрических материалов, может быть проведена как варьированием состава и количества примесей, так и оптимизацией технологических процессов, одним из которых является отжиг.

В настоящей работе приведены некоторые результаты изучения влияния легирования атомами гадолиния на термоэлектрические свойства экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ n-типа, а также влияние отжига на экструдированные образцы указанных твердых растворов, легированных атомами гадолиния в количестве 0,01 ат. %.

Для получения образцов были использованы теллур марки "ТВ-Ч", висмут - "Ви-0000", сурьма - "Су-0000", селен - "СВЧ-1", гадолиний - "ГдМ-1". Реакция синтеза проводилась в откачанном объеме с остаточным давлением $\sim 10^{-2}$ Па. Компоненты твердых растворов и РЗЭ, взятые в расчетных соотношениях, сплавлялись при

температуре 1300 К в откачанных кварцевых ампулах. Температура в объеме печи повышалась со скоростью 100 К/ч с промежуточными выдержками при 700 К и 900 К в течение получаса. При достижении 1300 К рост температуры прекращался и ампула выдерживалась в тепловом поле в течение 6 ч, при непрерывном перемешивании вещества в ней качанием. Отжиг проводился в вакууме $\sim 10^{-2}$ Па при температуре ~ 600 К в течение 100 часов. Термоэлектрические параметры образцов измерялись в направлении оси экструзии в интервале температур 80-300 К.

На рис. 1 представлены температурные зависимости коэффициента термо-эдс α и электропроводности σ для образца $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ n-типа, как нелегированного, так и легированного 0,01 ат.% Gd.

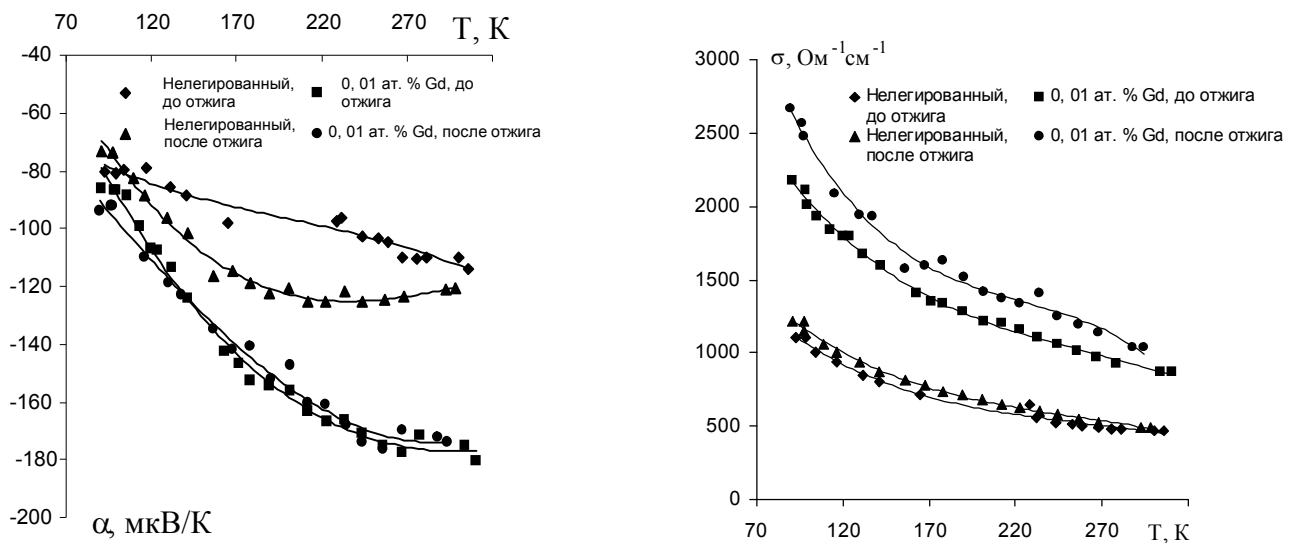


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента термо-эдс α и электропроводности σ для образцов $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ n-типа как нелегированных, так и легированных 0,01 ат.% Gd.

Из рисунка видно, что во всех случаях электропроводность с уменьшением температуры растет и имеет место металлический характер проводимости. Такое поведение характерно для частично вырожденных полупроводников, где участвуют два механизма рассеяния носителей заряда: на заряженных примесях и тепловых колебаниях решетки.

Видно, что легирование образцов $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ n-типа 0,01 ат.% Gd приводит к увеличению коэффициента термо-эдс α в 1,5-1,6 раза, росту электропроводности σ в 1,8-2,0 раза. Это позволяет сделать вывод, что атомы гадолиния оказывают на образцы $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ n-типа донорное действие.

Что же касается влияния отжига на термоэлектрические свойства указанных материалов, после отжига для нелегированных образцов $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ n-типа при 300 К электропроводность σ растет в 1,2 раза, коэффициент термо-эдс α увеличивается в 1,1 раза, коэффициент теплопроводности χ уменьшается в 1,3 раза.

После отжига для образцов $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ n-типа с 0,01 ат.% Gd при 300 К электропроводность σ растет в 1,2 раза, коэффициент теплопроводности χ уменьшается в 1,3 раза, а коэффициент термо-эдс α изменяется незначительно. Такое поведение термоэлектрических параметров позволяет сделать вывод, что отжиг приводит к

упорядочению структуры образцов, и следовательно, к росту подвижности носителей заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дик М.Г., Агаев З.Ф., Дубровина А.Н., Абдинов Д.Ш. Неорган. материалы, 1987, **23**, 8, 1393.
2. Гольцман Б.М., Кудинов В.А., Смирнов И.А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . М., Наука, 1972, 320 с.
3. Лидоренко Н.С., Соколов О.Б., Каган А.С. и др. Доклады АН СССР, 1971, **196**, 4, 823
4. Чижевская С.Н., Шелимова Л.Е. Неорган. материалы, 1995, **31**, 9, 1184.
5. Бархалов Б.Ш., Алиев Р.Ю., Багиева Г.З., Мустафаев Н.Б. Материалы VII Межгосударственного семинара "Термоэлектрики и их применение" Санкт-Петербург, 2000, 64.
6. Бархалов Б.Ш., Алиев Р.Ю., Багиева Г.З., Мустафаев Н.Б., Абдинова Г.Д. Материалы VII Межгосударственного семинара "Термоэлектрики и их применение" Санкт-Петербург, 2002, 185.

n-Si-p-GaS_xSe_{1-x} HETEROKEÇİDLƏRİNİN UZUNUNA REJİMDƏ FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİ

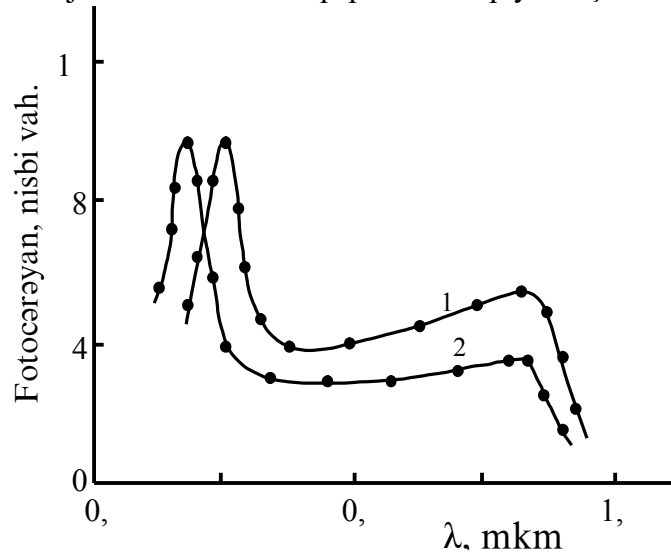
V.V.Dadaşova
Bakı Dövlət Universiteti

Müxtəlif tip keçiriciliyə malik olan nazik yarımkeçirici təbəqələrin bir-birini ardıcıl əvəz etdiyi çoxlaylı periodik strukturların fotoelektrik xassələrinin nəzəri tədqiqi göstərir ki, uzununa rejimdə belə strukturların fotohəssaslığı uyğun məxsusi yarımkeçirici əsasında fotomüqavimətlərin fotohəssaslığına yaxınlaşır. Bu halda hər bir layın qalınlığı elə kiçik qəbul edilir ki, p-n keçidin elektrik sahəsi bir üzdən o biri üzə qədər nüfuz edə bilsin. Belə sistemi kvantının enerjisi məxsusi udma oblastına uyğun gələn işıqla işıqlandırdıqda tarazlıqda olmayan elektronlar və deşiklər p-n keçidin elektrik sahəsi ilə bir-birindən ayrılır və bunun nəticəsində fotoyükdaşıyıcıların yaşama müddəti bircinsli yarımkeçiricidəkinə nisbətən kəskin artır.

Bu işdə planar texnologiyalı n-Si-p-GaS_xSe_{1-x} heterokeçidlərinin uzununa rejimdə fotoelektrik xassələri tədqiq edilmişdir. Tədqiq edilən Si-GaS_xSe_{1-x} heterokeçidlərini hazırlamaq üçün üçtə lay olaraq GaS_xSe_{1-x} təbəqələrindən istifadə edilməsi bu heterokeçidlərin sadə optik kontakta gətirilmə üsulu ilə hazırlanmasına imkan vermişdir. Heterokeçid hazırlamaq üçün GaS_xSe_{1-x} kristallarından istifadə edilməsinin digər üstünlüyü onlarda səth hallarının konsentrasiyasının az olmasıdır ki, bu da yüksək fotohəssaslığa malik sendviç fotorezistorların hazırlanması üçün vacib şərtlərdən biridir.

Planar texnologiyalı heterokeçidləri hazırlamaq üçün elektronların konsentrasiyası $\sim 10^{17} \text{ sm}^{-3}$ olan n-Si və deşiklərin konsentrasiyası $\sim 10^{10} - 10^{13} \text{ sm}^{-3}$ olan p-GaS_xSe_{1-x} monokristallarından istifadə edilmişdir. Heterokeçid hazırlanmamışdan əvvəl Si monokristallarının səthi $\text{NH}_4\text{Cl} + \text{NH}_4\text{F} + (\text{NH}_4)_2\text{CO}_3 + \text{NH}_4\text{OH} + \text{H}_2\text{O}_2$ tərkibli aşılamaq məhlulları ilə aşılamaq üçün ki, bu da kristalların səthini SiO₂ oksidiindən effektiv təmizləyir. GaS_xSe_{1-x} monokristallarının səthi kifayət qədər təmiz və hamar olduğundan heç bir kimyəvi aşılamağa məruz qalmamışdır. GaS_xSe_{1-x} təbəqələri yüksək müqavimətə malik olduğuna görə qəbul etmək olar ki, kontakt potensial fərqlərinin əsas hissəsi bu təbəqədə düşür və bu təbəqənin qalınlığı bir neçə mikrometr olduqda tamamilə elektrik sahəsi ilə əhatə oluna bilər.

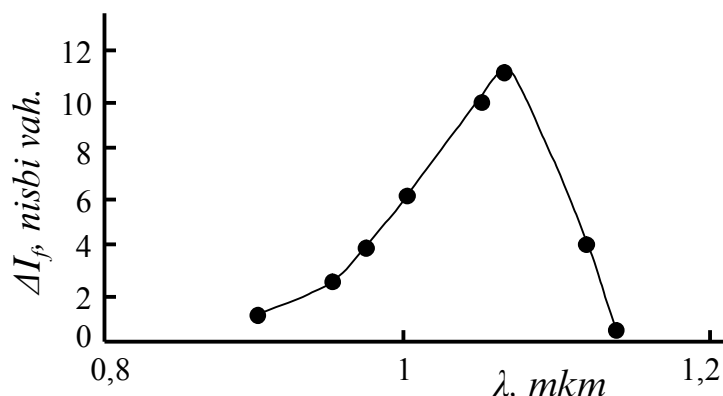
Uzununa rejimdə fotokeçiriciliyi ölçmək üçün GaS_xSe_{1-x} təbəqəsi iki omik kontaktla təchiz edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, uzununa rejimdə spektral fəthəssəliq oblastını GaS_xSe_{1-x} təbəqəsinin qalınlığını dəyişməklə idarə etmək olar. GaS_xSe_{1-x} təbəqəsinin qalınlığı həcmi yüklər oblastının enindən böyük olduqda ($d \gg L$), heteroqəçidi GaS_xSe_{1-x} tərəfdən işıqlandırdıqda 1-1 kontaktları arasında fəthəssəliq işıqın bu təbəqə tərəfindən udulması ilə təyin olunur. Bu halda fəthəssəliqın spektral paylanması GaS_xSe_{1-x} monokristallarının fəthəssəliq spektri ilə korrelyasiya olunur. Lakin $d \geq L$ olduqda həm də işıqın Si kristalları tərəfindən udulma oblastında da qiyməti GaS_xSe_{1-x} təbəqəsinin qalınlığının azalması ilə artan fəthəssəliq müşahidə edilir. Nümunə üçün şəkil 1-də $x=0$ və $x=0,4$ tərkibli nisbətən nazik GaS_xSe_{1-x} təbəqəli planar heteroqəçidlərdə uzununa rejimdə fəthəssəliq spektri müqayisəli şəkildə verilmişdir.



Şəkil 1. Müxtəlif tərkibli Si- GaS_xSe_{1-x} heteroqəçidlərində uzununa fotokeçiriciliyin spektral paylanması. X: 1 - 0; 2 - 0,4.

Şəkildən görüldüyü kimi, bərk məhlul təbəqəsində kükürd atomlarının konsentrasiyasının artması ilə fəthəssəliq spektri böyük enerjilər tərəfə sürüşür ki, bu da tədqiq edilən sendviç fotorezistorların spektral həssəliq oblastını idarə etməyə imkan verir. Fikrimizcə, bunun səbəbi, işıqlanma zamanı Si kristallarından injeksiya olunan tarazlıqda olmayan dəşiklər vasitəsilə həcmi yüklərin ekranlaşması nəticəsində heteroqəçid ətrafında GaS_xSe_{1-x} təbəqəsinin kvazineytral oblastının eninin modulyasiyası ilə əlaqədardır. Bu, həm də nisbətən nazik GaS_xSe_{1-x} təbəqəli strukturlarda işıqın GaS_xSe_{1-x} təbəqələri tərəfindən udulma oblastında fəthəssəliqın güclənməsi ilə təsdiq olunur. Bu halda uzununa fotokeçiricilik $\exp(\Delta\phi/kT)$ eksponensial vuruğu ilə təyin olunur, burada $\Delta\phi$ -ışıqlanma zamanı $GaSe$ tərəfdən potensial çəpərin hündürlüyünün dəyişməsinə göstərir.

Fotokeçiriciliyin lüks-ampər xarakteristikasının tədqiqi göstərir ki, tədqiq edilən strukturu GaS_xSe_{1-x} tərəfdən işıqlandırdıqda $\Delta I_f \sim I^n$ müşahidə olunur. Nisbətən kiçik intensivliklərdə $n=1$, nisbətən böyük intensivliklərdə isə $n=0,5$ qiymətini alır. Daha yüksək intensivliklərdə isə kvazidoyma müşahidə edilir və $n < 0,5$ qiymətini alır. Tədqiq edilən strukturu Si tərəfindən işıqlandırdıqda 1-1 kontaktları arasında fəthəssəliq ya müşahidə edilmir ($d \gg L$), ya da $d \geq L$ halında yalnız spektrin Si monokristallarının udma kənarına yaxın oblastında müşahidə edilir (şəkil 2). Çox ehtimal ki, $h\nu \gg 1.1$ eV olduqda işıq əsasən Si kristallarının səthində udulur və yaranan qeyri-əsas yükdaşıyıcılar ayrılma sərhəddinə çata bilmir. Ona görə qısa dalğalı oblastda fəthəssəliqın kəskin azalması müşahidə olunur.



Şək.2. Si tərəfdən işıqlandırıldıqda Si-GaS_xSe_{1-x} heteroqəçidində uzununa fotoqəçiriciliyin spektri.

ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ InSb

Эминов Ш.О¹⁾, Сеидли Г.С.²⁾, Раджабли А.А¹⁾, Мамедова Э.А¹⁾.

¹⁾Институт Физики им.академика Г.М. Абдуллаева НАН Азербайджана

²⁾Азербайджанский Институт Учителей, г.Баку

Для создания фотодиодов на основе InSb, действующих в среднем ИК-диапазоне [1,2] проведено выращивание эпитаксиальных слоев InSb p-типа на на сторонах (111)А и (111)В подложек с n-типом проводимости, легированных Те ($n \sim 10^{15}-10^{16} \text{ см}^{-3}$) методом ЖФЭ в горизонтальной графитовой кассете в потоке водорода. Использовались пластины InSb с различной точностью кристаллографической ориентации ($\pm 0,1^\circ$ и $\pm 1^\circ$). Разработана методика механического и химико-механического полирования пластин, а также методика удаления остатков абразивов с поверхности после окончания полирования. Разработана методика химико-динамического полирующего травления поверхности подложки непосредственно перед началом эпитаксиального процесса [3]. Разработана и изготовлена кассета для проведения эпитаксиального процесса с оригинальной конструкцией, обеспечивающая получение слоев без остаточных капель расплава на поверхности [4].

Раствор-расплав составлялся из In (6N) и Sb (6N), а в качестве легирующей примеси использовался Cd (5N). Для травления стороны (111)В наиболее эффективным оказался травитель на основе винной кислоты, а для (111)А -травитель СР-4. Расплав выдерживался 4-6 часов при 460°C ($T_{\text{Liquidus}} \sim 430^\circ\text{C}$), а эпитаксия проводилась начиная с $\sim 425^\circ\text{C}$. Получены эпитаксиальные слои p-типа толщиной $5 \div 15 \text{ }\mu\text{m}$, позволившие изготовление на их основе фотодиодов с $D_\lambda^*(\lambda=5 \text{ }\mu\text{m}) \sim 5 \times 10^{10} - 1 \times 10^{11} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$.

На поверхности зеркально гладкого эпитаксиального слоя наблюдаются отдельные участки с дефектами различного происхождения: менисковые линии (рис.1), конические углубления (рис.2), впадины, террасы, долины гантелеобразной или звездообразной формы между террасами, отдельно лежащие микроворонки, насквозь

пронизывающие большую часть толщи эпитаксиального слоя, участки, вообще лишенные эпитаксиального слоя, а также и капли остатков расплава. С технологической точки зрения дефекты поверхности эпитаксиального слоя сильно воздействуют на характеристики приборов посредством роста оптического рассеяния, роста уровня темнового тока с резким уменьшением отношения сигнал/шум и пр. Поэтому изучение дефектов поверхности и понимание механизмов их формирования дефектов необходимо для разработок мер их предотвращения и повышения качества фотоприемников.



Рис.1

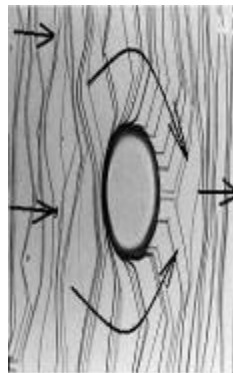


рис.2

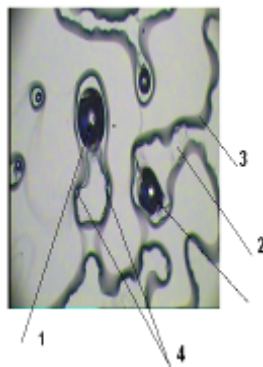


рис.3

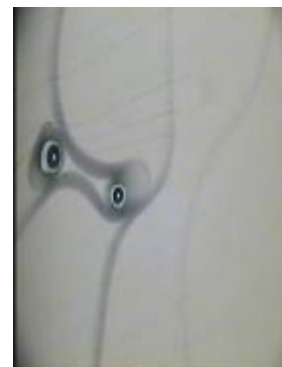


рис.4

рис. 5

Рис.1 Менисковые линии; Рис.2 Террасы, огибающие препятствие на своем пути.; Рис.3. Долины между террасами и препятствия, остановившие продвижение террас;.Рис.4., Рис.5 Долины между террасами с дефектными воронками.

В работе описаны механизмы формирования указанных дефектов и пути преодоления их формирования. Представлены микрофотографии и профилограммы поверхности, снятые в области расположения дефектов. Показывается, что менисковые линии, возникают при сдвиге расплава с поверхности только что выращенного эпитаксиального слоя. Край капли расплава при этом движется с короткими остановками по поверхности слоя и в течении времени остановок на поверхности прорастает серия взаимно параллельных округлых по форме образований высотой до нескольких микрон. Проведено специальное исследование для проверки достоверности такого механизма.

Террасы формируются вследствие субмикронной террасной структуры поверхности подложки, остающейся после обычной механической и химико-механической полировки. Террасная структура часто развивается на подложках, ростовая поверхность которых разориентирована относительно сингулярной кристаллографической плоскости на угол, больший чем 0.2° . [5,6] На поверхности присутствуют ступеньки различной высоты, удаленные на разные расстояния друг от друга. Результаты изучения селективного химического травления поверхности подложек с

разориентацией 1-2° относительно плоскости (111), проведенные нами, напрямую проявило указывают на это [3].

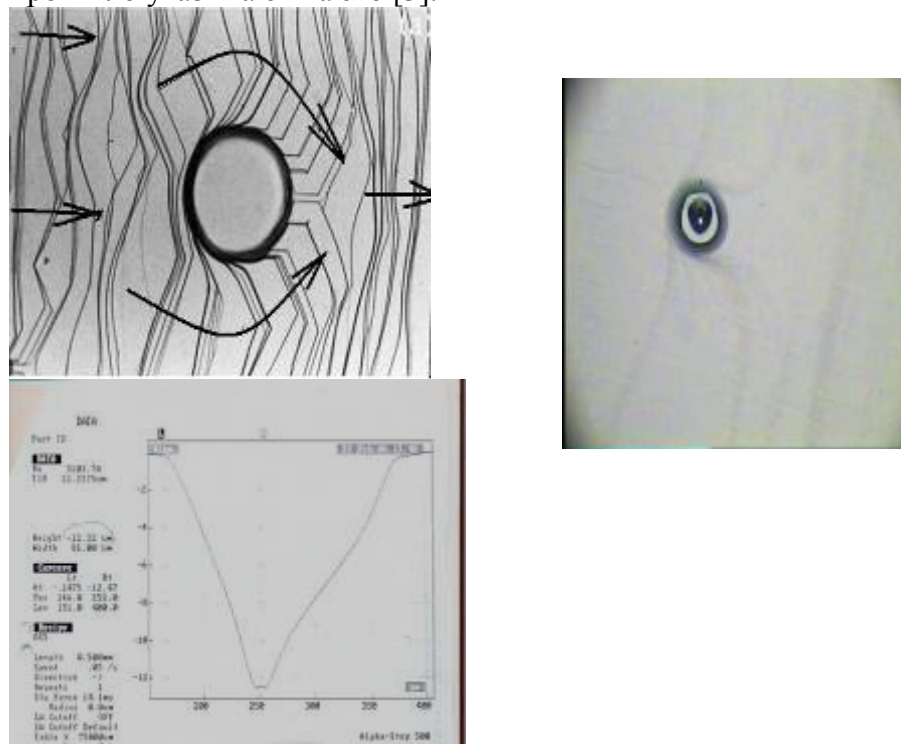


Рис. 6 а) Огибание препятствия террасами; б) отдельно стоящая воронка.
в) профилограмма дефекта

Пустоты и впадины на поверхности слоя, как правило, связаны с наличием на поверхности подложки посторонних тел различной природы препятствующие распространению террас по поверхности подложки. В их число входят остатки абразивов а также фрагменты материала самой подложки, которые попадают на нее в процессе полирования. Имея атомарно гладкую поверхность, такие микросталлы вплотную сближаются с поверхностью подложки и прочно скрепляются силами адгезии с нею. Для их удаления с поверхности после полирования предпринимаются целый ряд мер [3], однако некоторое количество частиц все таки не удается устранить. Наряду с указанными препятствиями капли раствора, захваченные растущим слоем, также способствуют остановке продвижения террас. Из за отсутствия смачивания рост слоя в местах расположения этих препятствий не протекает

Капли расплава остаются на поверхности эпитаксиального слоя из за низкого коэффициента поверхностного натяжения расплава, а также из-за излишне большого зазора между поверхностью подложки и нижней кромки статора кассеты. Для улучшения очистки поверхности от остатков расплава предложено использование кассеты оригинальной конструкции [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Saremi G., Simchi H., Eminov Sh.O. *Infrared Physics and Tech.*, 53 315-319(2010)
2. Eminov Sh.O., Huseynov E.K., Rajabli A.A. *Azerbaijan Journal of Physics*, 16, 2 .p. 42(2010)
3. Эминов Ш.О., Раджабли А.А., Ибрагимов Т.И. *Неорганические материалы* 46, 7, 796 (2010)
4. Эминов Ш.О., Раджабли А.А. *ИТЭ* , №2 ,155-157 (2010)
5. M. B. Small*, A. E. Blakeslee, K. K. Shih *Journal of Crystal Growth*30, 2, 257-266 (1975)
6. Bauser E. *Appl. Phys.*, 15,243-252, (1978)

QADOLİNİUMUN $Pb_{1-x}Sm_xTe$ KRİSTALLARINDA DONOR TƏSİRİ

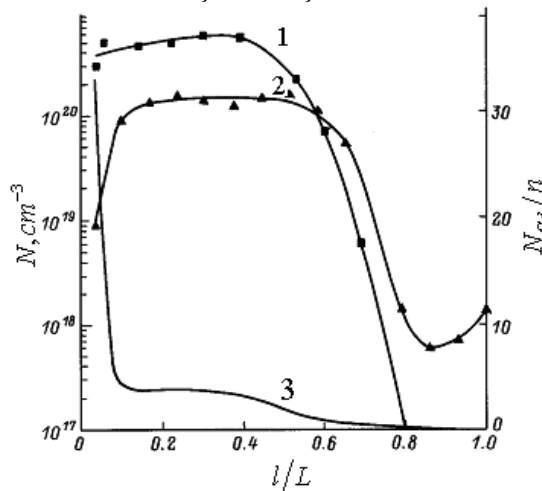
***H.Ə.Həsənov, **R.Ş.Rəhimov**

**MTN-in Heydər Əliyev adına Akademiyası, **Bakı Dövlət Universiteti*

Ərintidən yetişdirilmiş $Pb_{1-x}Sm_xTe$: Gd kristalında Holl effekti və Elektron paramaqnit rezonansı (EPR) tədqiq olunmuşdur. Kristallarda sərbəst elektronların konsentrasiyası ilə Gd^{3+} halında olan ionların konsentrasiyası arasında bilavasitə əlaqənin olmaması faktı müəyyənləşdirilmişdir. Göstərilmişdir ki, $Pb_{1-x}Sm_xTe$: Gd kristalında elektron keçirijiliyi Gd aşqar ionları ilə deyil, kristal qəfəsdə onların induksiya etdiyi elektrik jəhətdən aktiv, 0 aktivləşmə enerjisinə malik olan sərbəst defektləri ilə müəyyən olunur.

Qadolinium (Gd) $A^{IV}V^{VI}$ birləşmələrində aşqar qismində böyük maraq kəsb edir [1-4]. Gd-un birləşmənin məxsusi defektlər sisteminə təsir edərək, sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasını geniş intervalda tənzim etməsi verilmiş yarımkəçirijilərin praktiki tətbiqi baxımından əhəmiyyətlidir. Birləşmənin Gd-la aşqarlanması dəşiklərin konsentrasiyasının azalmasına, keçirijilik tipinin inversiyasına səbəb olur. Yəni Gd aşqarı birləşmədə donor funksiyasını yerinə yetirir [2-4]. Gd-un donor təsirinin səbəbi barədə hələlik vahid baxış yoxdur. Bəzi müəlliflər Gd-un birləşməyə adi neytral aşqar kimi deyil, Gd^{3+} ionu kimi daxil olması [3], digərləri isə Gd aşqarının birləşmədə elektrik jəhətdən neytral olması və aşqarlanmış kristalın elektron keçirijiliyinin halkogen vakansiyaları ilə əlaqədar olması haqqında mülahizələr irəli sürürlər [2,4].

Eksperimentin metodikası. Qadolinium aşqarının $A^{IV}V^{VI}$ birləşmələrində donor təsirinin mexanizmini aydınlaşdırmaq üçün Brijmen metodu ilə yetişdirilmiş və yetişdirilmə prosesində qadoliniumla aşqarlanmış $Pb_{1-x}Sm_xTe$ ($x = 0 \div 0.04$): Gd tərkibli kristallarda Holl effekti, elektron-paramaqnit rezonansı tədqiq olunmuş, nümunələrin elektron-zond mikroanalizi yerinə yetirilmişdir. Tədqiq olunan nümunələrdə aşqarın real konsentrasiyası $6 \cdot 10^{20} \text{sm}^{-3}$ -dən böyük olmamışdır. Yetişdirilmə şərtləri və elektrik ölçmələri zamanı mikroanaliz proseduru 3 və 6 -jı işlərə istinad olunaraq yerinə yetirilmişdir. EPR 10^{12} spin həssaslığı ilə 9.4 QHs tezlikli spektrometr vasitəsilə tədqiq olunmuşdur. Məsələnin həlli üçün Gd aşqarının real konsentrasiyası, Gd^{3+} ionunun konsentrasiyası və aşqarlanmış kristalda sərbəst elektronların konsentrasiyası arasındakı korrelyasiyanın axtarışı üsulu ilə reallaşdırılmışdır.

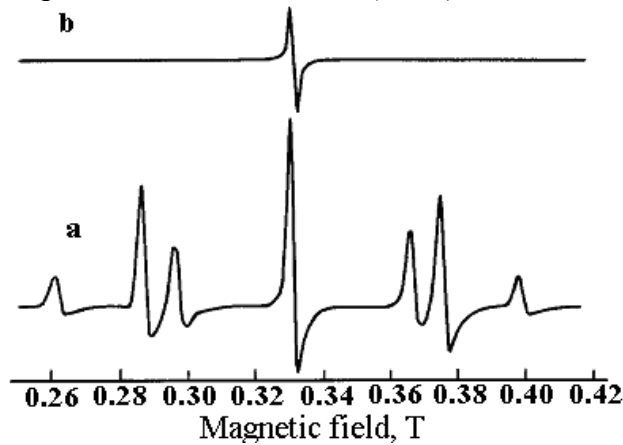


Şək. 1.

Tədqiq olunmuş $Pb_{1-x}Sm_xTe:Gd$ ($N_{Gd} = 1.7 \cdot 10^{20} cm^{-3}$) nümunəsində qadoliniumun (1), sərbəst elektronların konsentrasiyalarının (2) və onların orta qiymətləri nisbətinin (3) nümunə boyunca paylanması. (l - nümunənin başlanğıcından olan məsafə, L - nümunənin uzunluğudur.)

Ekspperimental nəticələr. Tədqiq olunan problem nöqtəyi-nəzərdən alınmış eksperimental nəticələr aşağıdakılardır:

- kristalın fiksə olunmuş matrisində nümunənin uzunluğu boyunca qeyd olunan konsentrasiyalar nisbəti müxtəlifdir (şək.1);
- Qadoliniumla aşqarlanmış nümunələrdə aşqar keçirijiliyi oblastında sərbəst elektronların konsentrasiyası temperaturdan asılı deyil;
- Digər şərtlərin eyniliyində aşqarlanmış kristal matrisində samariumun miqdarı azaldıqca sərbəst elektronların konsentrasiyası artır;
- tədqiq olunan nümunələrdə qadolinium üçün kub simmetriyalı kristal sahədə xarakterik olan Gd^{3+} ionunun EPR spektri müşahidə olunur (şək.2);



Otaq temperaturunda EPR spektrləri (B- güjləndirmə əmsalı; a- $4 \cdot 10^3$, b- $0.5 \cdot 10^2$). a) $n-Pb_{1-x}Sm_xTe:Gd$ - Gd-un mikroanalizdən alınmış tam konsentrasiyası - $2.3 \cdot 10^{19} cm^{-3}$, EPR-dən alınmış Gd ionlarının konsentrasiyası $2.3 \cdot 10^{19} cm^{-3}$, sərbəst elektronların konsentrasiyası $3.9 \cdot 10^{18} cm^{-3}$ -dür. b) Tədqiq olunmuş $Pb_{1-x}Sm_xTe:Gd$ nümunələrində Gd^{3+} ionlarının miqdarını müəyyən etmək üçün etalon kimi istifadə olunmuş, $1.5 \cdot 10^{17}$ spin miqdarına malik olan ultramarin.

- $Pb_{1-x}Sm_xTe(x = 0 \div 0.04)$: Gd EPR spektrini formalaşdıran Gd^{3+} ionunun konsentrasiyası sərbəst elektronların konsentrasiyasından 1-2 tərtib kiçik olur.

Alınmış nəticələr sübut edir ki, həm Gd aşqarı, həm də kristal qəfəsə nisbətən ionlaşmış Gd^{3+} ionu konsentrasiyaları ilə sərbəst elektronların konsentrasiyası arasında birbaşa asılılıq yoxdur. Deməli, iddia etmək olar ki, Gd-la aşqarlanarkən $Pb_{1-x}Sm_xTe(x = 0 \div 0.04)$ kristalında elektrik xassələrinin dəyişməsi aşqar atomlarının ionlaşması ilə əlaqədar deyil.

ƏDƏBİYYAT

[1] H.Hasanov-Electrophysical Properties of $Sm_xPb_{1-x}Te$ Solid Solutions.// Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, 2009, V.12,2,p.135-137.

- [2] Н.Ә.Нәсәнов- Лантанoid ашқарларın қурғушун halkogenidлериндә үкдашуйиларın сәпилмә mexанизминә тәсирі. // Bakı Universitetinin Xәbәrlәri, fizika-riyaziyyat elmlәr seriyası, 2009, №2, sәh.130-140.
- [3] Рябова Л.И., Хохлов Д.Р. – Проблема примесных состояний в узкощелевых полупроводниках на основе теллурида свинца // Письма в ЖЭТФ, 2004, т.80, с. 143-149.
- [4] Равич Ю.И., Ефимова Б.А., Смирнов И.А. Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbS, PbSe, PbTe. М., Наука, 1968.

ОСОБЕННОСТИ ЭВТЕКТИЧЕСКОГО КОМПОЗИТА GaSb-CoGa_{1.3}

**И.Х.Мамедов¹, М.А. Джафарова², А.А. Халилова, Р.Н.Рагимов,
Д.Г. Араслы, М.И. Алиев**

Институт физики НАН Азербайджана, e-mail: rashad@physics.ab.az

¹ *Национальная Академия Авиации*

² *Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия*

Работа посвящена получению и исследованию эвтектического композита GaSb-CoGa_{1.3}. Очищенный от неконтролируемых примесей матричный элемент GaSb с концентрацией носителей заряда $p=1.2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ получен сплавлением элементов в стехиометрических количествах с последующей очисткой горизонтальной зонной плавкой. Для получения композита GaSb-CoGa_{1.3} антимионид галлия был синтезирован с кобальтом в количестве, соответствующем эвтектическому составу (3.1 вес% Co). Полученный расплав подвергся направленной кристаллизации вертикальным методом Бриджмена со скоростью передвижения фронта кристаллизации 0.6мм/мин. В результате был получен композит GaSb-CoGa_{1.3} как p, так и n-типа проводимости с концентрацией носителей заряда $p=3.4 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ и $n=2.5 \times 10^{18}$ при комнатной температуре. Известно, что атомы Co в антимиониде галлия являются атомами замещения и разнозарядны. Очевидно, обладая амфотерными свойствами, кобальт в решетке антимионида галлия может замещать как атомы сурьмы, так и галлия.

Проведены термографические и электронно-микроскопические исследования композита GaSb-CoGa_{1.3}. Основные термодинамические параметры - энтропия $\Delta S=6048 \text{ J/K.mol}$, теплота плавления $Q=32 \text{ J/g}$, энергия активации $E=79800 \text{ J/mol}$ и температура плавления $970 \pm 2 \text{ K}$ определены из термограммы, представленной на рис.1.

Изучение микроструктуры и морфологии эвтектического композита проведено высокоразрешающим сканирующим электронным микроскопом SEM, model PhilipsTM с приставкой рентгеновского спектрометра EDX, model EDAXTM. Ускоряющее напряжение

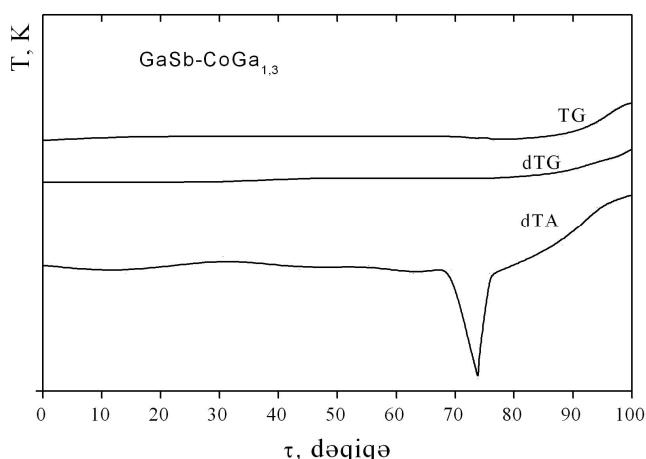


Рис.1. Термограмма эвтектического композита GaSb-CoGa_{1.3}.

при EDX анализе было 15kV. Образцы вырезаны в двух направлениях: параллельно и перпендикулярно кристаллизации слитка. На рис.2 представлена микроструктура эвтектики GaSb-CoGa_{1.3} p-типа. Известно, металлическая фаза в эвтектических композитах встраивается в виде параллельно-ориентированных игл в матрице [1, 2]. В случае p-GaSb-CoGa_{1.3}, как видно из рис.2, металлические иглы в матрице слабо ориентированы, что, очевидно связано с их малыми размерами. Несмотря на многократные попытки не удалось получить p-GaSb-CoGa_{1.3} с более ориентированными включениями. Определены размеры металлических включений в композите GaSb-CoGa_{1.3} p- и n-типа : длина 5÷15µm и 10÷100µm; диаметр 1÷1.5 µm. и 0.5 µm; плотность 1,4x10⁴ и 17x10⁴mm², соответственно.

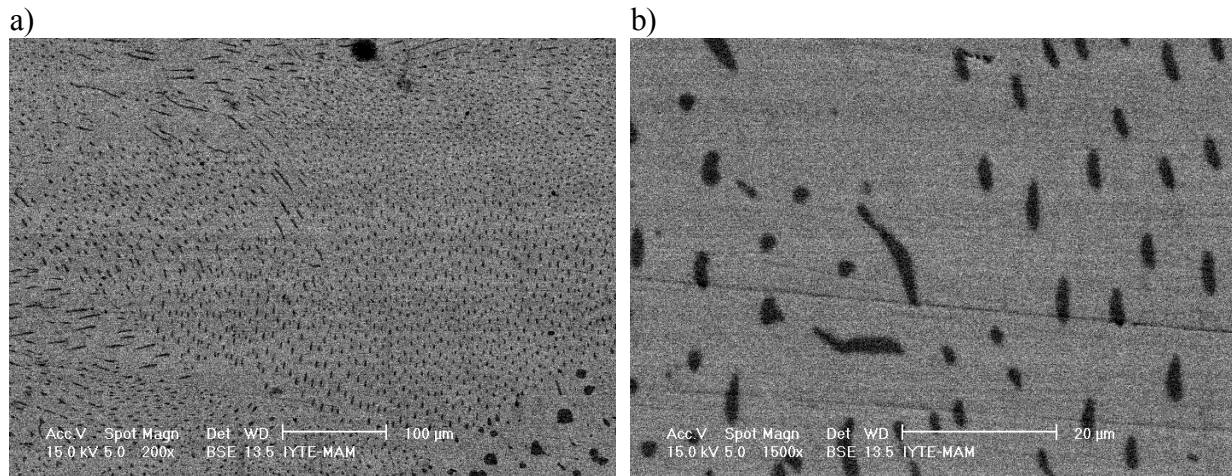


Рис.2. SEM микрографика эвтектического композита GaSb-CoGa_{1.3} при увеличении 200 (a) и 1500 раз (b).

На рис. 3 приведен элементный состав, полученной из SEM-EDX анализа: матрица состоит из 61.3 вес% Sb и 38.7 вес % Ga (a). металлические включения состоит из 32,2 % Co, 54,6 вес %Ga, а также 13,2 вес % Sb (b).

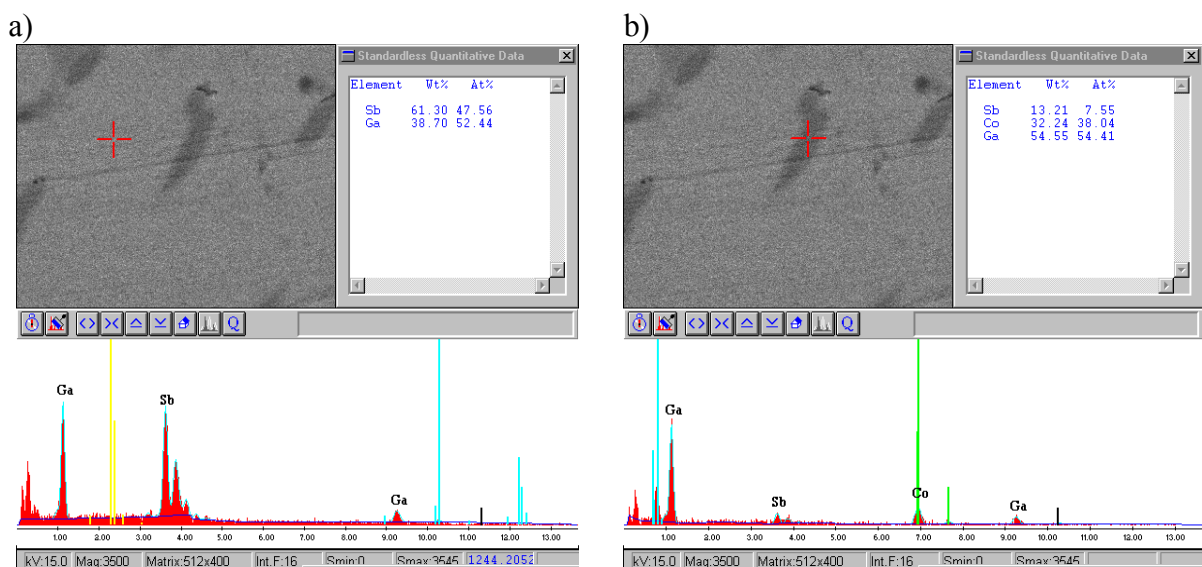


Рис. 3.

Рентгеновский спектр матрицы (а) и металлического включения (b) в эвтектического композита p-GaSb-CoGa_{1.3}, полученный SEM-EDX спекстроскопом.

На рисунке 4 представлена температурная зависимость электропроводности эвтектического композита GaSb-CoGa_{1.3} p-типа (а) и n-типа (b). Наличие второй металлической фазы создает анизотропию в проводимости. Электропроводность

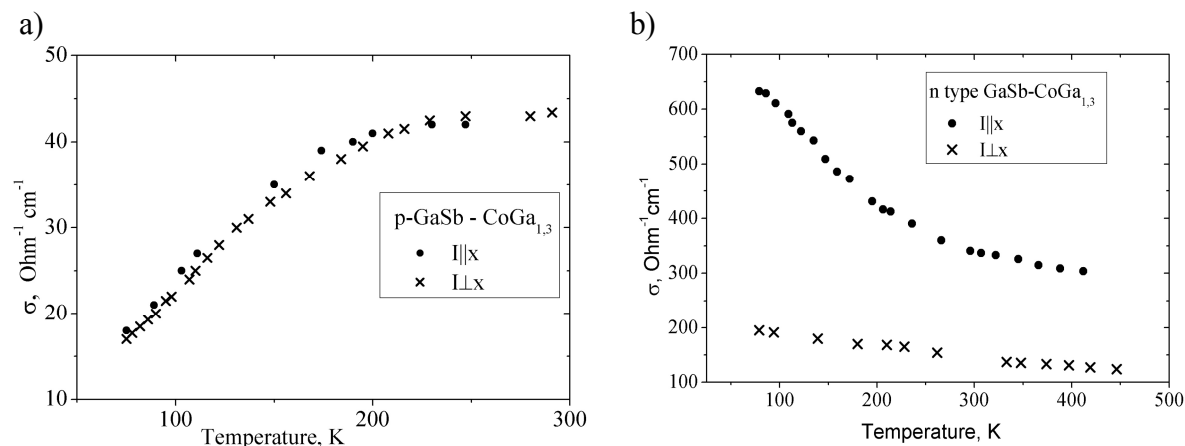


Рис. 4

Температурная зависимость электропроводности эвтектического композита GaSb-CoGa_{1.3} p- (а) и n- (b) типа.

эвтектики GaSb-CoGa_{1.3} в случае $I \perp x$ совпадает с проводимостью антимонида галлия [3]. Наблюдаемая большая величина анизотропии в случае эвтектики n-типа связана с короткозамыкающим действием металлических включений, а небольшая ее величина в кристаллах p-типа, по-видимому, с малыми размерами игл и их разориентацией в матрице (рис.2).

ЛИТЕРАТУРА

- [1]. Aliyev M.I, Khalilova A.A., Arasly D.H., Rahimov R.N., Tanoglu M., Ozyuzer L. Features of electron and phonon processes in GaSb-FeGa_{1.3}, *J.Phys.D: Appl. Phys.* 2003, v.36, p.2627- 2633.
- [2]. Aliyev M.I., Isayeva E.A., Isakov G.I., Aliyev I.M. Eutectic composition of GaSb-V₂Ga₅ as a granular superconductor, *Turk. J. Phys.* 1996, V20, p.1294-1298.
- [3]. Алиев М.И. Халилова А.А. Араслы Д.Г., Рагимов Р.Н. Таноглы М. Электрические и тепловые свойства эвтектики GaSb-FeGa_{1.3}. *Изв. РАН сер. Неорганические Материалы*, 2004, №4, с. 395-399.

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ $Ni_xTi_{100-x} - nSi$ ДИОДОВ ШОТКИ ПРИ ПРЯМЫХ НАПРЯЖЕНИЯХ.

И.Г. Пашаев, Р.Ф. Мехтиеv, М.Г. Гасанов

Бакинский Государственный Университет

e-mail islampashayev@rambler.ru

Формирование аморфной структуры металлов и сплавов приводит к фундаментальным изменениям магнитных, электрических, механических, сверхпроводящих и других свойств. Некоторые из них оказались очень интересными как для науки, так и для практики. Ценность других свойств полностью еще не раскрыта.

Среди твердых конденсированных сред особого внимания заслуживают так называемые металлические стекла – аморфные металлические сплавы с неупорядоченным расположением атомов в пространстве. До недавнего времени понятие «металл» связывалось с понятием «кристалл», атомы которого расположены в пространстве строго упорядочено. Однако в начале 60 – х годов в научном мире распространилось сообщение о том, что получены металлические сплавы, не имеющие кристаллической структуры. Металлы и сплавы с беспорядочным расположением атомов стали называть аморфными металлическими стеклами отдавая должное той аналогии, которая существует между неупорядоченной структурой металлического сплава и неорганическим стеклом. Аморфные металлы разительно отличаются по своим свойствам от металлических кристаллов, для которых характерно упорядоченное расположение атомов.[1] Приборы на основе полупроводниковых соединений требуют при своем изготовлении нанесения металлических контактов, омических или активных с барьером Шоттки. Наиболее подходящим для металлизации является Ni имеющий многие преимущества благодаря своим некоторым качествам: простота и удобство нанесения покрытий, высокая проводимость, хорошая адгезия, широкая доступность и низкая стоимость. Однако большая диффузионная способность Ni приводит к проникновению и образованию в конечном итоге границы Ni-Si, что отрицательно влияет на барьерные свойства ДШ. Понижение же высоты барьера уменьшает эффективность преобразования с ДШ.

Данная работа посвящена получению и изучению электрофизических свойств $Ni_xTi_{100-x} - nSi$ диодов Шоттки[ДШ] прямых напряжениях. Никелид титана — наиболее известный из материалов, обладающих свойствами сверхупругости и памяти формы. В никелиде титана при охлаждении исходная структура претерпевает термоупругое мартенситное превращение с образованием фазы низкой симметрии[5] Для изготовления ДШ в качестве полупроводника использовали кремниевую пластинку n – типа с ориентацией (111) и удельным сопротивлением n – слоя 0.7 Ом см. В качестве металла использовали сплав Ni_xTi_{100-x} (где $x = 4; 19; 37; 74; 96$). Пленки сплава Ni_xTi_{100-x} получены методом электронно-лучевого испарения из двух источников. Структура сплава пленки контролировалась методом рентгенографического анализа на промышленной установке ДРОН-2. Рентгенограмма приведена на рис. 1. Как видно из рисунка пленка сплава $Ni_{35} - Ti_{65}$ имеем аморфную структуру, а остальные пленки поликристаллическую. Этот вывод сделан на основании того, что у кристаллов четко выражается серия максимумов и минимумов,

что говорит не только о правильном расположении ближайших атомов, но и о существовании дальнего порядка, т.е. в кристаллах можно провести координаты, по которым взаимное расположение атомов одно и то же на расстоянии, во много раз превышающем величину элементарной ячейки.

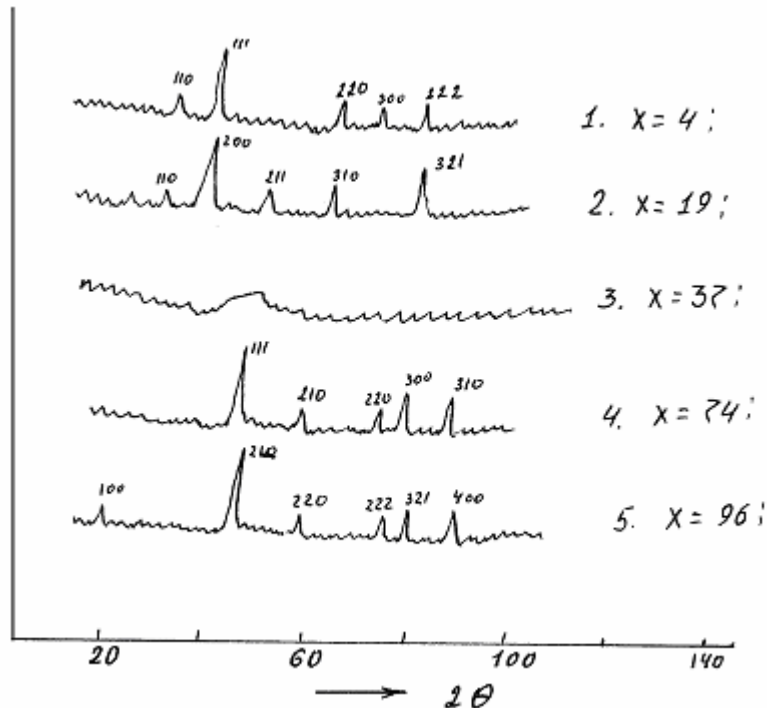


Рис. 1. Рентгенограмма пленок сплава

Ni_xTi_{100-x} (где $x = 4; 19; 37; 74; 96$).

В литературе, [2-4] посвященной физике и технологии контакта металл-полупроводник экстенсивно, изучил роль процессов полупроводника, происходящих в контакте, и считается, что все эти процессы связаны с полупроводником. Роль металла в большинстве случаев пренебрегают. Роль металлов и его кристаллической структуры на процессах, имеющих место, не рассмотрели и плохо изучена. Чтобы идентифицировать роль металла были изучены свойства диодов Шоттки, в зависимости от состава и структуры контакта металлов.

. В области прямого напряжения $v > 3kT/e$ параметры диодов Шоттки определяются из вольт-амперной характеристики (ВАХ), которая выражается формулой:

$$I = SAT^2 \exp\left(\frac{\varphi_b}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{\varphi_b}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (1)$$

где A - эффективная постоянная Ричардсона, n -коэффициент неидеальности. Φ_b высота барьера. Все другие обозначения имеют обычный смысл. Полученные результаты позволяют заключить, что главные параметры диодов Шоттки, такие как плотность и насыщенности тока, высоты барьера, напряжения пробоя, коэффициента неидеальности зависят от состава и структуры контакта металлической пленке. Экспериментальные результаты были объяснены неоднородной моделью контакта металлического полупроводника. По сравнению с поликристаллической пленкой металла, в случае контакта аморфной пленки металла с кремнием, граница раздела относительно

однородна..

Влияние микроструктуры контакта было исследовано, параметры ДШ весьма чувствительны к составу металлического сплава, электрофизических свойства $Ni_xTi_{100-x} - nSi$ ДШ зависят от состава и структуры пленки. По качеству увеличения диодов Шоттки предлагался для того, чтобы использовать аморфный пленки металлов. Было найдено, что у диодов Шоттки, произведенных с аморфными пленки металлов, есть больше надежности и термо параметров стабильности. Это важно для электроники высокой температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. К.Судзуки, Ф.Хасимов. «Аморфные металлы». М. 1987.
2. П.Н.Крылов. Вестник Удмуртского Университета. Физика. 2006, №4, стр. 125-136.
3. П.Н.Крылов Физика и техника полупроводников. 2000, том 34, вып. 3, стр. 306-309
4. Н.С. Заяц, В.Г. Бойко, П.А.Генцарь, О.С. Литвин, В.П.Папуша, Н.В. Сопинский. Физика и техника полупроводников, 2008, том 42, вып.2 с.207 – 211
5. В. Бродовой, С.Г. Бунчук, А.Н. Лукьянов Письма в ЖТФ, 2010, том 36, вып. 4, с8-11

(TlGaSe₂)_{0,9}(TlInS₂)_{0,1} BİRLƏŞMƏSİNDƏ İSTİDƏN GENİŞLƏNMƏ VƏ OPTİK

UDULMA ARASINDA QARŞILIQLI ƏLAQƏ

M.M.Qurbanov, M.M.Qocayev, A.M.Əhmədova

Sumqayıt Dövlət Universiteti

Məlum olduğu kimi $A^{III}B^{III}C_2^{VI}$ (burada A-Tl; B- Ga, In; C- S, Se, Te) tip birləşmələrdən idarə edilə bilən tezlik intervallı lazer qurğularının yaradılmasında və digər həssas çeviricilər sisteminin hazırlanmasında istifadə edilir.

Bu işdə (TlGaSe₂)_{0,9} (TlInS₂)_{0,1} sistemində optik udulma və istidən genişlənməyə dair aparılmış elmi tədqiqatların nəticəsi verilmişdir. Tədqiq edilən sistemin sintezi ədəbiyyatda mövcud olan metodika əsasında aparılmışdır [1]. Sistemin rentgenoqrafik tədqiqi nəticəsində müəyyən edilmişdir ki, (TlGaSe₂)_{0,9} (TlInS₂)_{0,1} birləşməsi monoklin quruluşda krisstallaşır. Qəfəs parametrləri $a=10,512 \text{ \AA}$, $b = 10,578 \text{ \AA}$ və $c=15,030 \text{ \AA}$ -dir.

Sintez olunmuş eyni çubuqdan optik və istilik ölçmələri üçün nümunələr hazırlanmışdır. (TlGaSe₂)_{0,9}(TlInS₂)_{0,1} sisteminin fotokeçiriciliyi və optik udulmasına dair aparılmış ölçmələrin nəticəsi ədəbiyyatda verilmişdir [2]. Optik ölçmələr əsasında qadağan

olunmuş zonanın eninin temperatura görə dəyişmə əmsalı $\left(\frac{\partial E_g}{\partial T}\right)$ hesablanmışdır.

$$\text{Nəticədə } \left(\frac{\partial E_g}{\partial T}\right) = -6,7 \cdot 10^{-4} \frac{eV}{K} \text{ olmuşdur.}$$

(TlGaSe₂)_{0,9}(TlInS₂)_{0,1} birləşməsinin istidən genişlənməsi mövcud metodika ilə ölçülmüşdür [3].

Ölçmələrin nəticəsi şəkil 1-də göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi TlGaSe_2 birləşməsində olduğu kimi $(\text{TlGaSe}_2)_{0,9}(\text{TlInS}_2)_{0,1}$ sisteminin istidən genişlənmə əmsalının temperatur asılılığında $105 \div 120\text{K}$ temperatur intervalında faza keçidi müşahidə edilir. Eyni zamanda istidən genişlənmə əmsalının qiymətində alınan anomaliyanın boyu nisbətən kiçilir. Bu kiçilmə tərkibdə TlInS_2 birləşməsinin təsiri ilə qəfəs parametrində və atomlararası kimyəvi rabitə qüvvəsinin qiymətində baş verən azalma ilə izah oluna bilər.

İstidən genişlənmə əmsalının təcrübi qiymətindən istifadə edərək ədəbiyyatdan mövcud olan empirik düstur əsasında Debay xarakteristik temperaturu (θ_D) hesablanmışdır [4].

$$\theta_D = \frac{19,37}{\left(\bar{AV}^{2/3} \alpha \right)^{1/2}} \quad (1)$$

Burada α -istidən genişlənmə əmsalı, \bar{A} -birləşmənin orta atom kütləsi, V - atomar həcmidir. Hesablamaların nəticəsi cədvəldə verilmişdir.

Debay temperaturunun və qadağan olunmuş zonanın eninin temperaturdan asılı olaraq dəyişmə əmsalını $\left(\frac{\partial E_g}{\partial T} \right)$ bilməklə aşağıdakı nəzəri düsturun köməyi ilə qadağan olunmuş zonanın eninin temperaturdan asılılığını təyin etmək olar [5].

$$E_g = E_{g_0} - a \frac{\partial E_g}{\partial T} \quad (2)$$

Burada

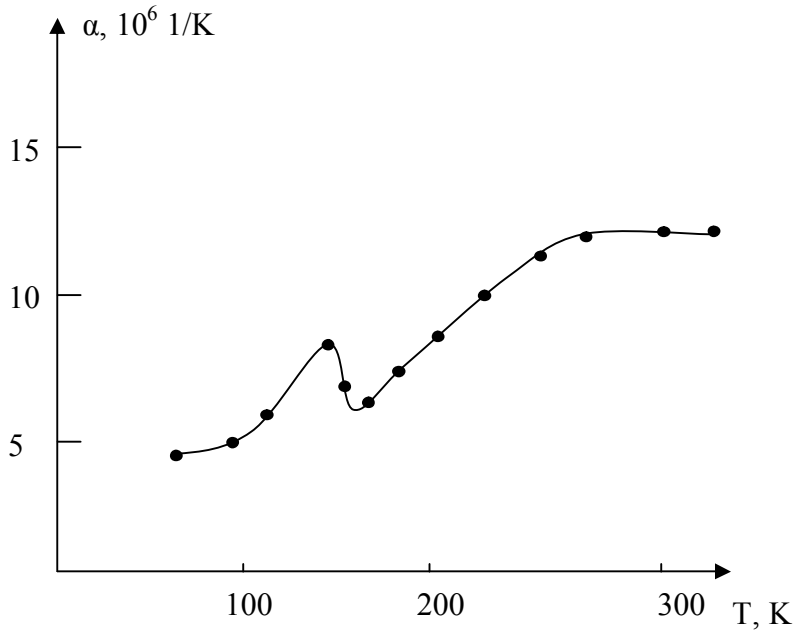
$$a = \frac{T^2}{(T + \theta)} \quad (3)$$

Cədvəl

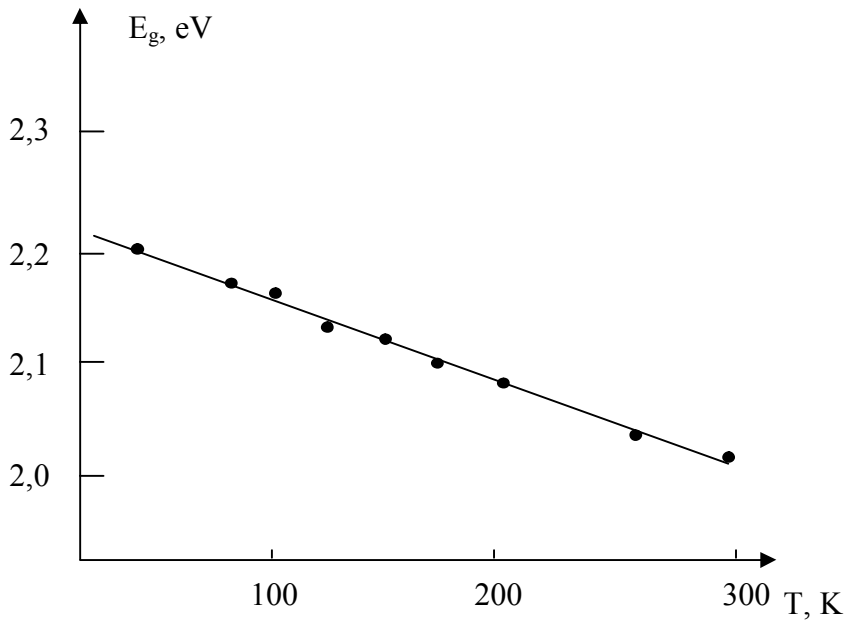
| T, K | $\alpha, 10^{-6} 1/\text{K}$ | θ, K | $\frac{\partial E_g}{\partial T} \cdot \frac{T^2}{T + \theta}, eV$ |
|------|------------------------------|--------------------|--|
| 90 | 4,96 | 421 | 0,0114 |
| 100 | 7,65 | 390 | 0,0128 |
| 120 | 8,29 | 379 | 0,0199 |
| 140 | 7,45 | 334 | 0,0269 |
| 160 | 7,81 | 309 | 0,0381 |
| 180 | 8,25 | 287 | 0,0509 |
| 200 | 10,12 | 280 | 0,0592 |
| 250 | 11,02 | 278 | 0,0761 |
| 300 | 11,28 | 275 | 0,1027 |

Cədvəldən görüldüyü kimi $(\text{TlGaSe}_2)_{0,9}(\text{TlInS}_2)_{0,1}$ sistemində temperaturun artması ilə Debay xarakteristik temperaturunun qiymətində müəyyən qədər azalma alınır. Bu cür dəyişiklik empirik düsturun mürəkkəb yarımkeçiricilər üçün tam ödənilmədiyini göstərir.

Hesablamaların nəticəsi də cədvəldə verilmişdir.



Şəkil 1. $(\text{TlGaSe}_2)_{0,9} (\text{TlInS}_2)_{0,1}$ sisteminin istidən genişlənmə əmsalının temperatur asılılığı



Şəkil 2. $(\text{TlGaSe}_2)_{0,9} (\text{TlInS}_2)_{0,1}$ sistemində qadağan olunmuş zonanın eninin temperaturdan asılılığı

(2) düsturuna daxil olan $\left(\frac{\partial E_g}{\partial T}\right) \cdot \frac{T^2}{(T+\theta)}$ həddinin qiyməti temperaturun artması ilə artır.

Başqa sözlə E_g -nin qiyməti temperaturun artması ilə xətti qanunla azalır (şəkil 2). Bu cür asılılıq optik ölçmələrin nəticəsi ilə də təsdiq edilir.

ƏDƏBİYYAT

1. M.M. Qocayev, M.M. Qurbanov, C.C. Bayramov "(TlGaSe₂)_{0,8} (TlInS₂)_{0,2} birləşməsinin alınması və rentenoqrafik analizi". H.Əliyev adına Azərb. Ali Hərbi Məktəbi. Elmi əsərlər məcmuəsi, 2009 səh.42-44.
2. Годжаев М.М., Гусейнов Г.Д., Керимова Э.М. "Ширина запрещенной зоны твердых растворов (TlGaSe₂)_{1-x} (TlInS₂)_x". Изв. АН.СССР, Неорган. Материалы том 23, №12, стр.2087-2089
3. Годжаев Э.М., Зарбалиев М.М., Курбанов М.М. "Дилатометр для измерения ТКЛР твердых тел в широком интервале температур". Измерительная техника, 1985, №2, стр.44-45
4. Сирота Н.Н., Чижевская С.Н., в кн: физико-химический анализ. М: Госстройиздат, 1957, стр.185
5. Уханов Ю.Н. Оптика полупроводников. Часть II, 1971, стр. 139

***TlIn_{1-x}Eu_xSe₂* BƏRK MƏHLULLARINDA YÜKDAŞINMA PROSESİNƏ *Eu* AŞQARININ TƏSİRİ**

Sərdarova N.S.

Sumqayıt Dövlət Universiteti

Elektronikanın müasir inkişafı yeni praktik tətbiq sahələrinə malik yarımkeçirici materialların axtarışını və onların fiziki xassələrinin ətraflı öyrənilməsinə tələb edir. Bu baxımdan tərkibində lantanoidlər olan bərk məhlul kristalları xüsusi əhəmiyyətə malikdir [1]. Belə məhlullara yaranan maraq ilk növbədə bərk məhlulların ilkin komponentlərində maddənin elektrik və istilik xassələri ilə bağlı müşahidə olunmayan effektlərin onların əsasında alınmış mürəkkəb tərkibli bərk məhlul kristallarında yaranmasıdır.

Praktikada soyuducu elementlərin hazırlanmasında daha çox bismut, sürmə və tellur komponentli halkogen bərk məhlul əsasında hazırlanmış termoevricilərdən istifadə olunur. Adətən belə termoelektrik materialların keyfiyyət əmsalını artırmaq məqsədilə onlara müəyyən faizli kənar element aşqarlarının vurulması təklif olunur. Bu məqsədlə lantanoid elementləri daha əhəmiyyətlidir [3]. Bu baxımdan *TlInSe₂-TlEuSe₂* sistemi əsasında bərk məhlul kristallarının alınması və onların fiziki xassələrinin tədqiqi xüsusi əhəmiyyətə malikdir. Amma belə sistem əsasında alınmış bərk məhlul kristallarının polikristal nümunələri bir sıra tələbləri ödəmir. Ona görə də monokristalların alınması vacibdir.

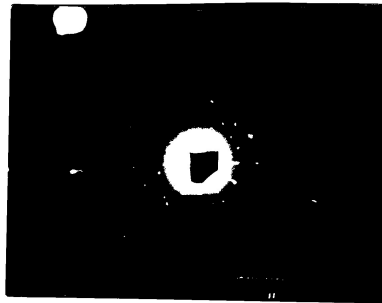
Ədəbiyyatdan [2] məlumdur ki, tərkibində lantanoidlər olan bərk məhlul kristalları kifayət qədər yüksək ərimə temperaturuna, böyük mexaniki gərginliyə, yüksək termoeffektliyə malik kristallar olub hətta yüksək temperaturlarda öz yarımkeçirici

xassələrini saxlayır. Tərkibə daxil edilən Ln və In atomları $TlLnX_2^{VI}$ və $TlInX_2^{VI}$ tipli birləşmələrdə üçvalentlidir və onların ionradiusları yaxındır. Məsələn, indiumun ion radiusu $0,92 \overset{\circ}{\text{Å}}$, hantanoid qrupundan olan yevropiumun ion radiusu $0,91 \overset{\circ}{\text{Å}}$, disperziumun ion radiusu $0,908 \overset{\circ}{\text{Å}}$, qadolimiumun ion radiusu $0,810 \overset{\circ}{\text{Å}}$, holmiunun ion radiusu $1,075 \overset{\circ}{\text{Å}}$ tərtibindədir. Ona görə də $TlLnX_2^{VI}$ tipli birləşmələrdə indium atomlarının tədricən lantanoid atomları ilə əvəz edilməsi yeni yarımkeçirici xassəli və daha geniş spektral xassələrə malik birləşmə və bərk məhlul əldə etmək mümkündür.

$TlInSe_2$ - $TlEuSe_2$ sisteminin birləşmə və bərk məhlul monokristalları zona əritmə üsulu ilə ilkin Tl, In, Te və Eu elementlərinin, havası 10^{-2} Pa təzyiqlə qədər sorularaq ağız əridilərək bağlanmış kvarts ampulada alınmışdır. Tarazlıq halının alınması üçün qarışıq üzərində 900-1000 K temperaturda 160-200 saat termik işlənmə aparılmışdır. Kristalların alınmasında, təmizlik dərəcəsi 99,999% olan Tl , 99,999% olan In , 99,999% olan Eu və 99,999% olan Se elementlərindən istifadə olunmuşdur.

Alınan kristalların monokristallığı rentgenoqrafik təhlillə müəyyən olunmuşdur. Kristalların rentgen təhlili DRON-3 qurğusunda aparılmışdır. 1-ci şəkildə $TlIn_{0,99}Eu_{0,01}Se_2$ bərk məhlulunun monokristallarının rentgenoqramı verilmişdir.

Rentgenoqrafik təhlildən müəyyən olunmuşdur ki, alınan birləşmələr ilkin $TlInSe_2$ birləşməsinə uyğun olaraq tetraqonal sinqoniyada kristallaşır və qəfəs parametrləri tərkibində Eu atomlarının artması ilə artır və $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlul kristalları $TlInSe_2$ birləşməsində indium atomlarının müəyyən qayda ilə Eu atomları ilə əvəz olunması ilə alınır. Alınan tetraqonal sinqoniyada 2 struktur vahidi vardır.



Şəkil 1.

$TlIn_{0,99}Eu_{0,01}Se_2$ bərk məhlulunun monokristallarının rentgenoqramı

Tədqiqat nəticəsində tədqiq olunan $TlInSe_2$ - $TlEuSe_2$ sistemi üçün uyğun konsentrasiya tərkibinin 0-15 mol % intervalı üçün hal diaqramı qurulmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, $TlEuSe_2$ birləşməsinin maksimum həll olması 11 mol %-dır və $TlInSe_2$ - $TlEuSe_2$ sistem bərk məhlulunda ilkin komponentlərin 1:1 nisbətində tərkibində $Tl_2InEuSe_4$ kimi dördqat birləşmələr yaranır.

$TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlul kristallarının əsas xarakterik xüsusiyyəti onun kristal qəfəsində yüksək konsentrasiyalı stexiometrik boş tutulmamış yerlərin olmasıdır. Belə tutulmamış yerlərin konsentrasiyası $\sim 10^{19}-10^{20} \text{ sm}^{-3}$ tərtibində olub, qadağan olunmuş zonada müxtəlif təbiətli lokal səviyyələr vardır [3].

Məlumdur ki, materialın yarımkəçirici xassələri bir sıra xarakterik parametrlərdən – yükdaşıyıcıların səpilmə mexanizmindən, qadağan olunmuş zonanın quruluşundan, kristalda istilikkeçirmənin mexanizmindən kəskin asılıdır. Bu xarakterik kəmiyyətlər tədqiq olunan materialı digər materiallarla müqayisə etməyə, onların uyğun xassələri arasındakı fərqi aşkar etməyə və nəticədə bu materialların tətbiq sahəsini müəyyənləşdirməyə imkan verir. Bu xarakterik parametrlər nümunənin qadağan olunmuş zonasının eni, yükdaşıyıcıların effektiv kütləsi, yükdaşıyıcıların konsentrasiyası, onların yürüklüyü kimi kəmiyyətlərdir.

$TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlul sistemini xarakterizə edən istilikkeçirmə və termoelektrik kəmiyyətlər arasındakı əlaqəni müəyyən etmək üçün bərk məhlul sisteminin müxtəlif tərkibləri üçün istilikkeçirmə, elektrikkeçiricilik termoelektrik hərəkət qüvvəsi geniş temperatur intervalında tədqiq olunaraq hər bir tərkib üçün termoeffektivlik müəyyən olunmuşdur.

Qadağan olunmuş zonanın eni keçiriciliyin temperatur asılılığının yüksək temperatur intervalında təyin olunmuşdur. $\sigma(T)$ asılılığından görünür ki, tərkibdə Eu atomlarının artması ilə nümunənin məxsusi keçiricilik oblastına uyğun qadağan olunmuş zolağın eni azalır, nəticədə dəşiklərin konsentrasiyası artır. Zona nəzəriyyəsinə görə qadağan olunmuş zonanın eninin azalması və elementar qəfəsin parametrlərinin artımını valent zonada uyğun səviyyələrin parçalanması ilə əlaqədardır. $T > 300K$ temperaturda yükdaşıyıcılar əsasən akustik fononlardan səpilir. Müəyyən olunmuşdur ki, temperaturun artması ilə əvvəlcə keçiriciliyin mütləq qiyməti artır və $500 \div 100 \text{ K}$ intervalında maksimuma çatır və temperaturun sonrakı artımında məxsusi keçiriciliyin yaranması ilə tədricən azalır. Tədqiq olunan kristallar üçün termo e.h.q.-nın temperatur asılılığının mürəkkəb xarakteri kristalın qadağan olunmuş zonasının olması ilə əlaqədardır. İki zonalı modelə görə [4], termo e.h.q.

$$\alpha_o = \frac{\alpha_{p1} \cdot b_p \cdot p_1 + \alpha_{p2} \cdot p_2}{b_p \cdot p_1 + p_2}$$

kimi təyin olunur. Burada α_{p1} və α_{p2} kəmiyyətləri eyni zonada yaranan ağır və yüngül dəşiklərlə bağlı yaranan termo e.h.q.-ləridir. Əgər $\alpha_{p2} \cdot p_2 < \alpha_{p1} \cdot b_p \cdot p_1$ şərti ödənilərsə bu halda termo e.h.q. əsasən yüngül dəşiklərin hesabına yaranır. Bu kəmiyyət Fermi enerjisinin funksiyasıdır və konsentrasiyanın artması ilə artır və ağır dəşiklərin zona səviyyəsinə çatır. Bu zonada hallar sıxlığının yüksək olması nəticəsində termo e.h.q. dəyişmir.

Əgər $\alpha_{p2} \cdot p_2$ kəmiyyəti $\alpha_{p1} \cdot b_p \cdot p_1$ kəmiyyəti ilə eyni tərtibli olarsa bu halda $p_2 \ll b_p \cdot p_1$ olduğundan və ağır dəşiklərin yürüklüyünün kiçik olması hesabına, tam termo e.h.q. aşağıdakı kimi təyin olunur.

$$\alpha_o = \alpha_{p1} \left(1 + \frac{\alpha_{p2} \cdot p_2}{\alpha_{p1} \cdot b_p \cdot p_1} \right) > \alpha_{p1}$$

Konsentrasiyanın artması ilə ikinci hədd artdığından yüksək konsentrasiya intervalında tam termo e.h.q. artır. Ağır dəşiklərin konsentrasiyasının sonrakı artımında isə termo e.h.q. temperaturun artması ilə azalır və nəticədə maksimum müşahidə olunur.

Müxtəlif tərkibli $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ bərk məhlullarının monokristallar nümunələrdə 80-400 K temperatur intervalında laylara paralel istiqamətdə istilik keçirmə əmsalının temperatur asılılığı tədqiq olunmuşdur. İstilikkeçirmə əmsalı stasionar rejimdə ölçülmüşdür. Müəyən olunmuşdur ki, temperaturun artması ilə hər üç nümunə üçün istilikkeçirmə əmsalı azalır. İstilikkeçirmə əmsalının ədədi qiyməti də tərkibdən asılıdır. İstilikkeçirmənin elektron komponentinin nəzərə alınmayacaq dərəcədə kiçik olduğuna görə tədqiq olunan kristallarda istilik enerjisinin fononlarla verildiyini qəbul etmək olar. Öyrənilən kristallarda fononların səpilməsində əsas rolu üçfononlu səpilmə nöqtəvi (u -proseslər), bərk məhlullarda qəfəsdən və nöqtəvi defektlərdən səpilmə təşkil edir. 1-ci cədvəldə tədqiq olunan müxtəlif tərkibli $TlIn_{1-x}Eu_xSe_2$ kristalları üçün ölçmələrin nəticəsinə görə bəzi xarakterik kəmiyyətlər verilmişdir.

Cədvəl 1.

| № | Bərk məhlul kristalı | σ $0_m^{-1} \cdot m^{-1}$ | α mkv/k | X $\frac{vt}{Om \cdot k}$ | ΔE eV | $\frac{m_p}{m_e}$ | $K \cdot 10^{-6}$ K^{-1} |
|---|----------------------------|-------------------------------------|---------------------|--------------------------------|--------------------|-------------------|-------------------------------|
| 1 | $TlIn_{0,99}Eu_{0,01}Se_2$ | $\sim 10^{-1}$ | 680 | 6 | 1,16 | 0,35 | 17 |
| 2 | $TlIn_{0,96}Eu_{0,04}Se_2$ | $\sim 10^{-2}$ | 600 | 4 | 1,12 | 0,33 | 17,8 |
| 3 | $TlIn_{0,91}Eu_{0,09}Se_2$ | $\sim 10^{-3}$ | 560 | 3 | 1,05 | 0,32 | 18,5 |

ƏDƏBİYYAT

1. Зейналов Г.И., Зарбалиев М.М., Сардарова Н.С. Электрические свойства сплавов системы $TlInS_2 - Tl - DyS_2$. // Российская АН Неорганические материалы, 1999, т.36, №8, с. 913-916.
2. Sərdarova N.S. $TlInS_2(Se_2) - TlEuS_2(Se_2)$ sistemlərinin bərk məhlullarında yük və istilik daşınma. f.r.e.n. avtoreferatı, Bakı, 2007. –18 s.
3. Зейналов Г.И., Курбанов М.М., Годжаев В.А., Сардарова Н.С. Изотермическая сжимаемость и некоторые параметры упругости сплавов системы $TlInS_2 - TlDyS_2$. // Российская АН Неорганические материалы, 2003, т.39, №4, с. 409-411.
4. Аскеров Б.М. Кинетические эффекты в полупроводниках. Л. «Наука», 1970, 302 с.

Ag₂Se В КАЧЕСТВЕ n-ВЕТВИ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ГЕНЕРАТОРОВ И ОХЛАЖДАЮЩИХ УСТРОЙСТВ

Н.А.Вердиева, Н.А.Султанова

Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия

Ag₂Se славится как хороший термоэлектрический материал. В литературе есть сведения об этом (это ранние работы Коуна и Тейлора, а также Эпштейна [1,2]. Оба автора исследовали термоэлектрическую добротность селенида серебра при температуре близкой к комнатной. Представляло интерес исследовать и температурную и концентрационную зависимости термоэлектрической добротности Z.

Нами на основании данных термо-э.д.с, в интервале температур 100-320К и концентраций $1,85 \div 43 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ была произведена оценка термоэлектрической добротности селенида серебра [3]. Как видно из представленных рисунков Z с ростом температуры растет и увеличивается с уменьшением концентрации образца (рис.1). Максимальной добротностью обладает образец с минимальной концентрацией носителей и при T=320К (рис.2). В связи со сказанным Ag₂Se, легированный селеном, можно рекомендовать в качестве n-ветви комбинированного термоэлектрического-термомагнитного преобразователя [4].

На рисунке 3 гибридный прибор, первичная часть которого термоэлемент, а вторичная термомагнитный элемент, основанный на поперечном эффекте Нерста-Эттинсгаузена. При T₁>T₂ в этом элементе в направлении теплового потока возникает градиент температуры ΔT и при помещении прибора в магнитное поле В перпендикулярно градиента температуры ΔT, возникает э.д.с. на границах перпендикулярных В и ΔT. Поэтому термомагнитный элемент можно рассматривать как вторичный источник э.д.с.

Преимущества предлагаемого прибора:

- 1) можно с помощью магнитного поля управлять выходным напряжением;
- 2) можно использовать его как приемник теплового излучения и
- 3) можно также использовать этот прибор в качестве измерителя теплового потока

Дальнейшие исследования показали, что в качестве р-ветви можно использовать также Sb₂Te₃.

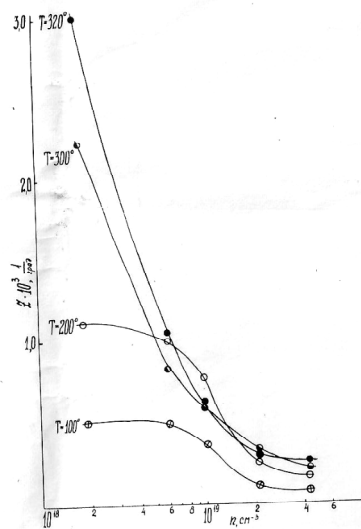


Рис.1. Концентрационная зависимость термоэлектрической добротности.

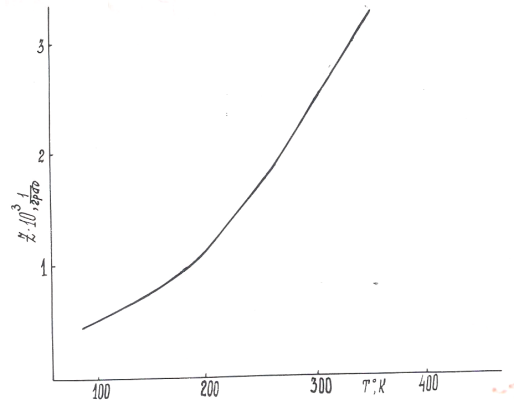


Рис.2. Зависимость термоэлектрической добротности от температуры

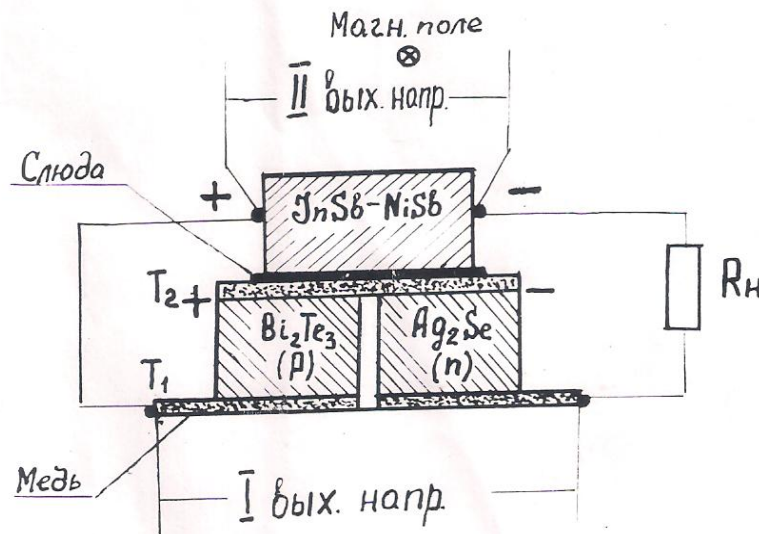


Рис.3. Термоэлектрическое устройство.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.V.Coun R.C., Tayler R.C. J.Electroch.Soc.107, 12, 977,1960
2. Epstein A.S. J.Appl.Physics, 34, 12, 3587, 1963
3. М.Г.Рамазанзаде, Алиев С.А., Вердиева Н.А. Журнал «Физика», изд-во Томского Университета, №10, 1981,Томск
4. Фейзиев Я.С., Султанова Н.Р., Айвазова Ф.В. Тезисы докладов научной конференции посвященной 90 -летнему юбилею чл.корр.З.Г.Зульфугарова. Баку, 2004, стр. 225-226

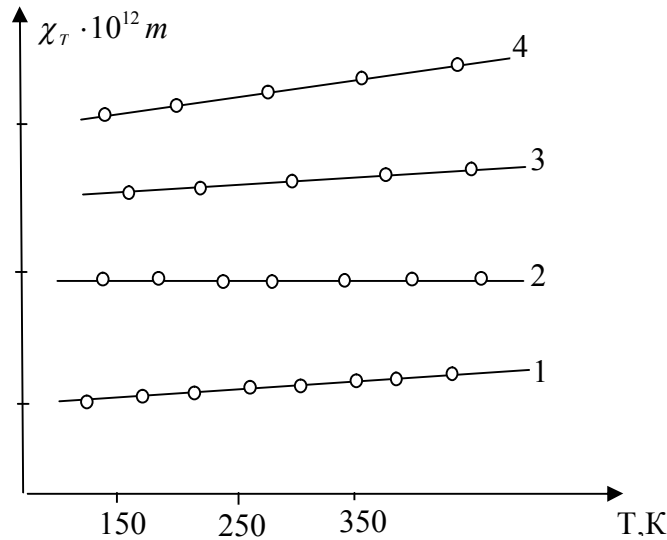
**TlInSe₂-TlGdSe₂ SISTEM ƏRINTİLƏRİNİN İZOTERMİK
SIXILMASI VƏ FONOKƏÇİRİCİLİYİ**

Y.Y. Hüseyinov, C.C.Bayramov, Ü.M.Mustafayeva

Sumqayıt Dövlət Universiteti

TlInSe₂ və TlGdSe₂ birləşmələri ayrı-ayrılıqda optoelektronika sahəsində, eləcə də müasir texnikanın digər sahələrində tətbiq olunmaları baxımından perspektivli materiallar hesab edilir. Bu birləşmələrin bütün fiziki xassələrinin tədqiqi ilə yanaşı, onların əsasında alınan bərk məhlulların həm fotokeçiricilik, həm də elastikiyyət xassələrinin tədqiqi böyük maraq doğurur. Belə ki, bir sıra ədəbiyyatda [1,2] göstərdiyi kimi tərkibdə In atomlarının, qismən Gd atomları ilə əvəz edilməsi ana maddədə müşahidə olunan faza keçidinə, qadağan olunmuş zonanın eninə, eləcə də atomlararası kimyəvi əlaqə qüvvəsinin qiymətinə təsir göstərir.

TlIn_{1-x}Gd_xSe₂ bərk məhlullarının izotermik sıxılma əmsallarının temperatur asılılığı şəkil 1-də göstərilmişdir.



Şəkil 1. TlInSe₂-TlGdSe₂ bərk məhlullarının izotermik sıxılma əmsalının temperaturdan asılılığı: 1) x=0; 2) x=0,02; 3) x=0,05; 4) x=0,10

TlIn_{1-x}Gd_xSe₂ (0 ≤ x ≤ 0,1) yarımkəçirici birləşmələri stexiometrik çəki nisbətində götürülmüşdür. Tədqiq olunan maddələrin monokristalları Bricmen üsulu ilə alınmışdır. Müxtəlif tərkiblərin rentgenquruluş analizi göstərmişdir ki, alınan bütün birləşmələr tetraqonal sinqoniyada kristallaşır və tərkibində qadoliniumun miqdarı artdıqca qəfəs parametrlərində də qanunauyğun şəkildə artma müşahidə edilir.

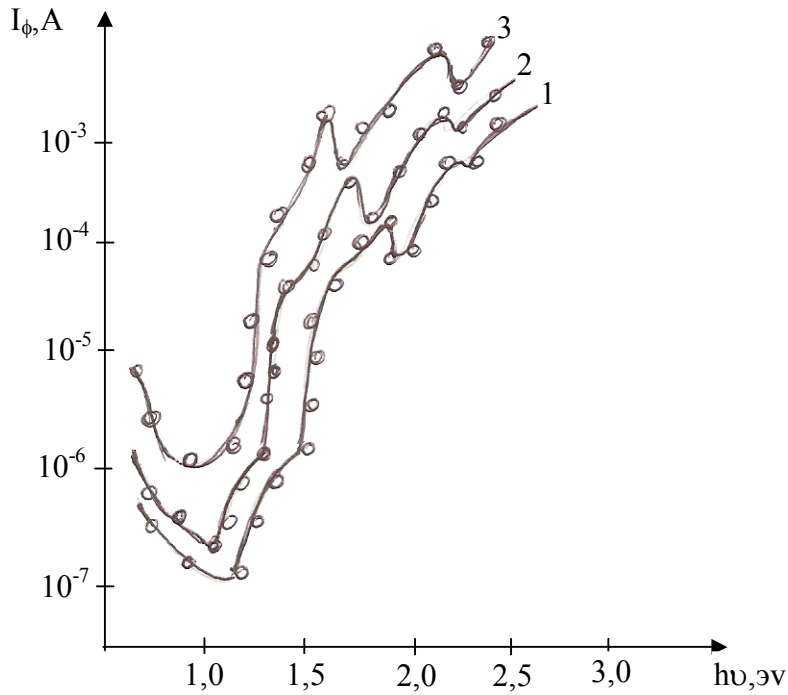
Izotermik sıxılma geniş (77÷450) K temperatur intervalında [1] əsasında ölçülmüşdür. Təcrübənin xətası etalon nümunəyə nisbətən ~0,7% olmuşdur.

Şəkildən görüldüyü kimi TlIn_{1-x}Gd_xSe₂ birləşməsində qadolinium atomlarının miqdarı artdıqca izotermik sıxılma əmsalının qiyməti də artır. Bu isə onunla əlaqədardır ki, tərkibdə indium atomlarının tədricən qadolinium atomları ilə əvəz edilməsi həm kristal qəfəsdə defektliyin artması, həm də atomlararası kimyəvi rabitə qüvvəsinin azalmasına səbəb olur. Bu halda ümumi kimyəvi əlaqədə metallik əlaqənin rolu artır. Bu nəticə TlInSe₂-dən TlGdSe₂-yə keçdikcə qadağan olunmuş zonanın eninin azalması ilə də təsdiq olunur.

TlIn_{1-x}Gd_xSe₂ bərk məhlulların izotermik sıxılma əmsalının təcrübi qiymətləri əsasında aşağıdakı elastikiyyət parametrləri hesablanmışdır [3]. Yunq modulu $(E)\sqrt{E} = \frac{\theta m^{1/3} \rho^{1/4}}{1,6818 \cdot 10^3}$; sürüşmə əmsalı $(\mu)\mu = \frac{E}{2(1 + \tau)}$; hərtərəfli sıxılma modulu

$(k)k = \frac{E}{3(1 - 2\tau)}$; harada ki, θ -Debay temperaturu, ρ -sıxlıq, m -kütlədir.

Hesablamalar göstərmişdir ki, TlInSe₂-də Gd atomlarının miqdarı artdıqca E, σ, μ elastikiyyət parametrlərinin də qiyməti artır.



Şəkil 2. TlIn_{1-x}Gd_xSe₂ bərk məhlulların 300 K-də fotokeçiriciliyin spektral xarakteristikası x: 1-0,02; 2-0,05; 3-0,08

Şəkil 2-dən görüldüyü kimi, T=300 K temperaturda TlIn_{1-x}Gd_xSe₂ bərk məhlulların fotokeçiriciliyi spektrin böyük oblastını (0,6÷2,3 eV) əhatə edir. TlInSe₂ kristalında qadoliniumun miqdarı artdıqca fotokeçiriciliyin spektri uzun dalğalar oblastına tərəf sürüşür və beləliklə energetik halların yeni vəziyyətləri yaranır. Bu vəziyyətlər TlIn_{1-x}Gd_xSe₂ sistemində indiumun qadoliniumla əvəz edilməsi ilə nümunələrdə kimyəvi əlaqənin zəifləməsi hesabına baş verir.

ƏDƏBİYYAT

1. Д.Д.Байрамов. Электрофизические и упругие свойства твердых растворов TlIn_{1-x}Gd_xS₂. дисс. на соис. уч.ст.канд.-физ. мат. наук., 1992, ст.80.
2. Волков А.А., Гончаров Ю.Г. и др. Структурные фазовые переходы в кристалле TlInS₂/ФТТ, 1983. т.15. Вып.12. с.3583-3585.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М: Наука, 1965.

**ИССЛЕДОВАНИЕ НА ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ МДМ - СТРУКТУРЫ
НА ОСНОВЕ МАГНИЙ ФТАЛОЦИАНИНА**

С.А.Садррадинов, Н.М.Насруллаев

Бакинский Государственный Университет

Исследования токовых характеристик диодной структуры на основе $Al/MgPc/Ag$ показали, что резко несимметричные ВАХ являются результатом образования блокирующего барьера на границе раздела $Al/MgPc$. Это явление подтверждается измерением емкостных характеристик «сэндвич» структур $Al/MgPc/Ag$. Толщина аморфного слоя $MgPc$ 0,2–2,0 мкм, рабочая площадь образца 0,1-1,0 см.

Полученные зависимости емкости структур от толщины слоя, температуры и смещающего напряжения показали, что при низких температурах емкость структуры практически не зависит от температуры и с ростом T возрастает в несколько раз. Указанные особенности поведения емкости структуры объясняются эквивалентной схемой с последовательно соединяющимися емкостью объема $MgPc$ C_b и емкостью барьера Шоттки C_s , шунтированных соответственно сопротивлениями $R_b = R_0 \exp[E_t \cdot (kT)^{-1}]$ и R_s . Если принять, что $R_s \gg \omega C_s$, то емкость структуры соответствующее принятому эквивалентному схему определяется выражением:

$$C = C_s \frac{1 + \omega^2 C_b R_b^2}{1 + \omega^2 C_b (C_s + C_b) R_b^2}, \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi f$, а f - частота, C_b - емкость объема слоя $MgPc$, R_b - шунтирующий C_b сопротивления объема слоя $MgPc$.

При низких температурах R_b достаточно велико и емкость «сэндвича» определяется последовательно соединенными емкостями C_b и C_s , т.е.

$$C \approx \left(\frac{2}{C_b} + \frac{1}{C_s} \right)^{-1} \quad (2)$$

При достаточно высоких температурах емкость C_b должна шунтироваться малым сопротивлением R_b и емкость структуры $C \sim C_s$. При этом диэлектрические потери $tg\delta$ структуры также возрастает значительно и точное измерение C становится затруднительным. Однако, величину C_s можно оценить измерением ВАХ на постоянном токе в запиорном направлении.

Определенная по наклону линейной части зависимости $I/U \sim U^{1/2}$ по формуле:

$$\beta_{\Phi-\Pi} = \frac{kT}{q} \frac{\partial \ln I/U}{\partial U^{1/2}} d^{1/2}, \quad (3)$$

коэффициент Френкеля-Пула оказалось равным $4,0 \cdot 10^{-5} (B \cdot m)^{1/2}$. Используя это значения и зная, что коэффициент β_{P-III} Ричардсона-Шоттки в два раза меньше $\beta_{\Phi-P}$, определим по формуле:

$$\beta_{\Phi-III} = \frac{kT}{q} \frac{\partial \ln I}{\partial U^{1/2}} \lambda_s^{1/2}, \quad (4)$$

значению $\lambda_s = 653 \text{ \AA}$. Оказалось, что для образца с $S = 1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$ емкость барьера $C_s = 460 \text{ нФ}$.

Как известно, толщина барьера Шоттки и следовательно его емкость зависит от величины приложенного к барьеру постоянного смещающего напряжения U . При высокой температуре, когда становится существенной барьерная емкость C_s наблюдается сильная зависимость C от U , даже при очень малых величинах U . Зависимость C_s^{-2} от U линейная и по наклону линейной части этой зависимости, дающих вклад в барьерную емкость определяется концентрация ионизованных центров захвата N_t по формуле:

$$N_t = \frac{2}{q \epsilon \epsilon_0 S^2} \left(\frac{dC^{-2}}{dU} \right)^{-1}. \quad (5)$$

Наклон прямой оказалось равным $\frac{dC^{-2}}{dU} = 3,65 \cdot 10^{19} (\Phi^2 \cdot B)^{-1}$. Используя это значение вычислим по (5) концентрацию центров захвата, равным $1,3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$.

Прогнозируется перспективность применения метода барьерной спектроскопии для определения положения и концентрацию глубоких примесных уровней в пленках диэлектриков.

TlInSe₂-TlDySe₂ SISTEMINDƏ “TƏRKİB-ELEKTRİK XASSƏSİ” DIAQRAMI

H.İ.Zeynalov, E.S.Qarayeva, C.C.Bayramov

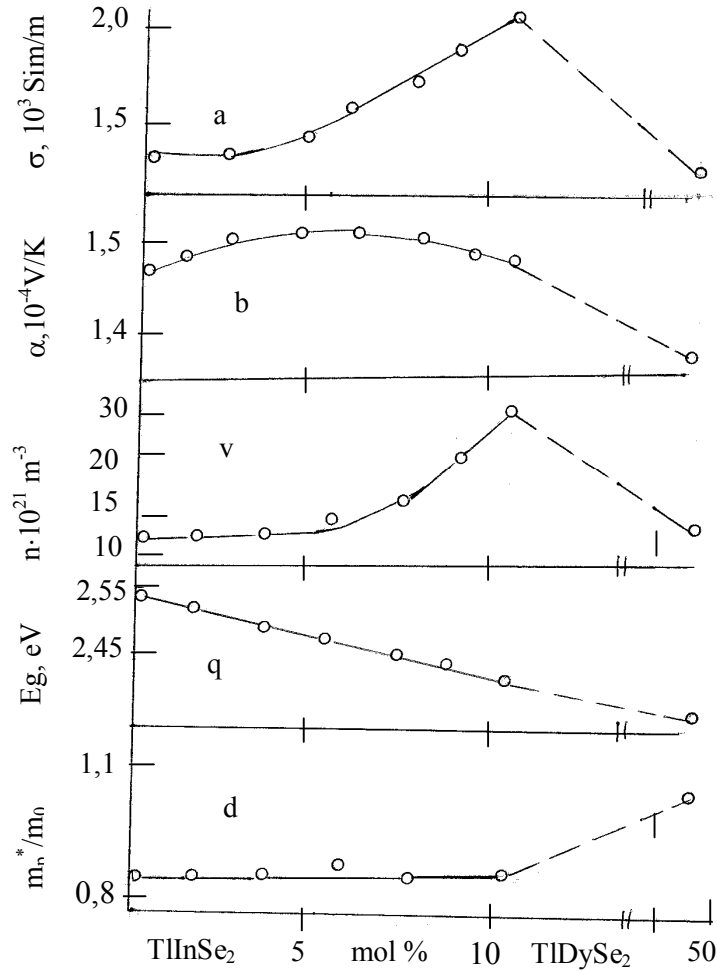
Sumqayıt Dövlət Universiteti

Bərk məhlulların fiziki xassələrinin tədqiqi, bir qayda olaraq iki əsas istiqamətdə aparılır: maddənin kristallik quruluşunda baş verən dəyişikliklər müəyyən edilir. Bunu müəyyən etmək üçün tədqiq olunan maddələr struktur tədqiqatlara (rentgenoqrafik tədqiqatlar, diferensial termik və mikrostruktur analizlər və s.) məruz qalırlar.

Elektrik xassələrinin, tədqiq olunan maddələrin tərkibindən asılılığında aparılan analizlərin düzgünlüyünə inanmaq üçün aşqar mərkəzlərin konsentrasiyasının, müxtəlif növ defektlərin və s., elektrik xassələrinə təsiri kəsilən oblastda, yəni məxsusi keçiricilik oblastında, elektrik parametrlərinin qiymətləri təyin edilmiş və “tərkib-elektrik xassəsi” diaqramı qurulmuşdur.

Yuxarıda deyilənləri nəzərə alaraq TlInSe₂-TlDySe₂ sistemi ərintilərinin zəif elektrik sahəsində elektrik xassələrinin tədqiqinin nəticələrinə əsasən elektrik keçiriciliyi (σ), termo-e.h.q (α), dəşiklərin konsentrasiyasının (n), yükdaşıyıcıların effektiv kütləsinin

(m^*) məxsusi keçiricilik oblastında ($T = 920K$) qadağan olunmuş zonanın eninin (E_g) bərk məhlulların tərkibindən asılılığı 1-ci şəkildə göstərilmişdir.



Şəkil. Elektrik keçiriciliyinin (a), termo-e.h.q. (b) dəşiklərin konsentrasiyasının (v), 920 K temperaturda qadağan olunmuş zonanın eninin (q) və 300-500 K temperaturda dəşiklərin effektiv kütləsinin (d) TIInSe₂-TIDySe₂ sistem ərintilərinin tərkibdən asılılığı.

Göründüyü kimi TIInSe₂-TIDySe₂ sistemi ərintilərinin birləşmə və bərk məhlullarında bütün parametrlərin dəyişməsində müəyyən korelliyasiya müşahidə olunur. Bu isə öz növbəsində diferensial termik, mikrostruktur və rentgenofaza analizləri əsasında qurulmuş hal diaqramını təsdiq edir [1,2].

Şəkildən göründüyü kimi tərkibdə disproziyumun (Dy) miqdarı artdıqca xüsusi keçiricilik (σ) və dəşiklərin konsentrasiyası (n) artır, lakin qadağan olunmuş zonanın eni (E_g) monoton olaraq azalır. İlkin komponentlərin 1:1 nisbətində σ , n , α , E_g , m^* elektrik parametrlərində kəskin dəyişiklik müşahidə olunur. Bu isə quruluşda atomların daha da dayanıqlı hallara keçməsilə və ya yeni dördqat Tl₂InDySe₄ birləşməsinin əmələ gəlməsilə əlaqələndirilir [1].

Beləliklə zəif elektrik sahəsində TIInSe₂-TIDySe₂ sistemi ərintilərinin birləşmə və bərk məhlullarının elektrik xassələrinin tədqiqi, diferensial termik, mikrostruktur və mikrobərkliyin əsasında qurulmuş hal diaqramının doğru olduğunu bir daha təsdiq etdi. Tədqiqatın nəticələri fiziki-kimyəvi, rentgenqrafik və mikrostruktur analizlərinin və mikrobərkliyin, sıxlığın öyrənilməsinin nəticələri ilə yaxşı uzlaşır.

ƏDƏBİYYAT

1. Годжаев Э.М. Структур, электронные и тепловые свойства сложных п/п на основе SP и 4 f элементов. Дисс. докт. физ-мат наук Баку ФИАН Аз.ССР 1985.
2. Д.Д. Байрамов, Р.М. Исмаилов «Свойства спловов системы TlInSe₂-TlGdSe₂» “Fizika” jurnalı, cild 6, N 2, səh.7-10, 2000 il.

КОЛЕБАНИЯ ПО ТИПУ ПЛАЗМЕННЫХ НА ЗАДНЕМ ФРОНТЕ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ В ДЛИННОЙ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ТРУБКЕ

Г.М. Садых-заде, Т.Я. Оруджев

Бакинский Государственный Университет

Известные пробои газовых промежутков – таунсендовский и стримерный – в настоящее время изучены довольно хорошо, понятны происходящие при этом элементарные процессы и можно указать условия, при которых будет осуществляться один из этих механизмов. В ряде случаев механизм пробоя нельзя отнести ни к таунсендовскому, ни к стримерному. Например, при развитии разряда или пробоя иногда возникает специфическая стадия, один из признаков возникновения которой – движение через разрядный промежуток светящегося фронта.

Дальнейшие исследования показали, что при определённых условиях за фронтом волны ионизации возникают колебания поля и тока, обнаруживают себя области с различным типом колебаний. В данной работе поставлена задача провести расчёт ленгмюровских колебаний на заднем фронте ионизационной волны, появление которых было предсказано в теоретических работах и провести сравнение расчётных данных с экспериментальными при различных разрядных условиях.

Ранние теоретические модели основывались на допущении об отсутствии в плазме коллективных процессов, характерные времена которых меньше или порядка среднего времени между столкновениями электрона с тяжёлыми частицами. Данное допущение перестаёт быть справедливым за фронтом ионизации, если концентрация электронов за фронтом достаточно велика, а давление газа мало, так что имеет место неравенство $\omega_p \geq \nu$, где ω_p – электронная плазменная частота, ν – эффективная частота изменения импульса электрона. Поэтому можно ожидать возникновения плазменных колебаний за фронтом ионизирующей волны, распространяющейся в газе низкого давления.

Все выводы теории указывают на то, что за фронтом ионизации волны будут возникать колебания с частотой, близкой к плазменной, которая определяется по формуле:

$$\omega = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N}{m}} \quad (1)$$

где m - масса электрона, N - число электронов в единичном объёме плазменного столба.

Концентрация N , входящая в расчётную формулу для ленгмюровских колебаний зависит от многих параметров, полученных экспериментально и из расчётов, которые и были использованы в данной работе.

Для распределения потенциала в плазменном столбе используем уравнение:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{1}{a} \cdot \frac{d^2 \varphi}{dz^2} \quad (2)$$

здесь $a = R_0 C_0$, R_0 и C_0 - соответственно сопротивление и ёмкость единицы длины столба, z - координата на оси, направленной вдоль столба.

В случае, когда передняя граница плазменного столба движется с постоянной скоростью и потенциалом, решение (2) имеет вид:

$$\varphi(z, t) = \varphi_0 e^{-av(z-vt)} \quad (3)$$

где v - скорость, а φ_0 - потенциал границы.

При этом за единицу времени до потенциала φ_0 заряжается ёмкость $C_0 v$, следовательно, к передней границе по столбу протекает ток:

$$I_0 = C_0 v \varphi_0 \quad (4)$$

Распространение фронта ионизации с постоянной скоростью происходит при нарастании напряжения на поджигающем электроде по экспоненциальному закону $\varphi = \varphi_0 e^{-t/r}$, где $r = (v^2 a)^{-1}$.

При относительно малых скоростях нарастания напряжения, разлагая (3) в ряд и ограничиваясь линейными членами, получим:

$$\varphi(z, t) = \varphi_0 [1 - va(z - vt)] \quad (5)$$

откуда

$$\varphi(0, t) = \varphi_0 v^2 a = R_0 I_0 v = E_0 v \quad (6)$$

где E_0 - напряжённость продольного электрического поля в столбе.

В условиях наших опытов напряжение на поджигающем электроде можно считать линейной функцией времени. Этим условиям соответствует наблюдающееся постоянство по длине трубки скорости и количества электричества, заряжающего стенки.

По экспериментально полученным φ , v и q_0 можем определить E_0 - продольное

поле:
$$E_0 = \frac{\varphi}{v} \quad (7)$$

ток на обкладку I_0 :

$$I_0 = q_0 v \quad (8)$$

Число электронов в 1 см длины столба N_0 :

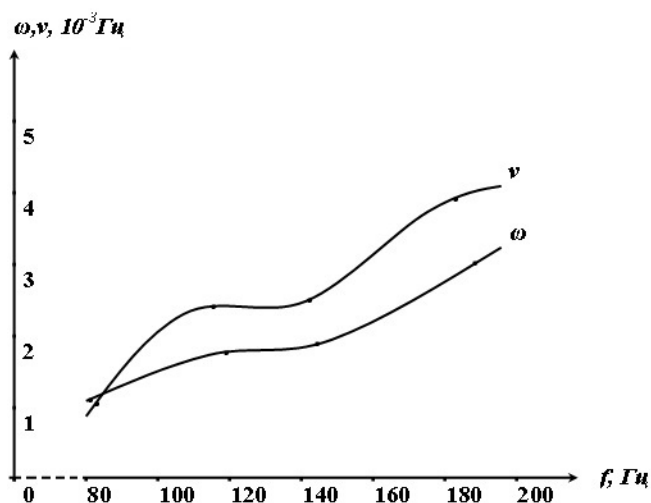
$$N_0 = \frac{I_0}{e_0 b_e E_0} \quad (9)$$

где e_0 и b_e - соответственно заряд и подвижность электрона. Подвижность электрона определяется по формуле:

$$b_e = \frac{v_{op}}{E_0} \quad (10)$$

где v_{dp} - дрейфовая скорость электрона, определяемая по кривой зависимости $v_{dp}(E_0/p)$ для аргона при давлении 1 торр, соответствующих условиям нашего эксперимента.

Наконец, расчётное значение частоты плазменных колебаний вычисляется по формуле (1). Данные, полученные из расчётов и экспериментов, были систематизированы и на их основе выявлена представленная на рисунке зависимость расчётной и экспериментальной плазменных частот от частоты подаваемого на поджигающий электрод напряжения. Получены близкие друг другу значения расчётной и экспериментальной величин. Наблюдается монотонный рост кривой с повышением частоты питающего напряжения. Это объясняется тем, что с её увеличением увеличивается число колебаний с возрастающей амплитудой.



Зависимость частоты расчётной ω и экспериментальной ν колебаний на заднем фронте от частоты питающего напряжения f при фиксированном U

Таким образом, полученные результаты показывают хорошую согласованность с теорией, а расчётные значения частот ленгмюровских колебаний очень близки к экспериментально измеренным частотам колебаний на заднем фронте, то есть они имеют, по-видимому, характер плазменных колебаний.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ СТРАТ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Гарибов Г.И.
БГУ, Институт Физических Проблем
garibovgio@yahoo.com

Исследования газоразрядной плазмы имеют большое значение как в научном, так и в прикладном отношении. Это связано с широким применением плазмы в источниках света, лазерах, других газоразрядных устройствах, в химической технологии и др. Важное место занимают исследования неоднородностей газоразрядной плазмы, вызванных ее специфическими особенностями. Объектом особого интереса являются поперечные и продольные неустойчивости плазмы разряда, приводящие соответственно к контракции и к стратификации разряда, т. е. к

возникновению самоорганизующихся пространственных или волновых структур — стоячих или бегущих страт (ионизационных волн).

При использовании газоразрядной плазмы в технических устройствах, как контракция, так и страты часто представляют собой вредное явление, для борьбы с которым приходится прикладывать значительные усилия. Примерами таких устройств являются люминесцентные источники света, газовые лазеры, параметры рабочих режимов которых обычно лежат в области возбуждения ионизационных волн. В научном плане исследования страт позволяют расширить представления о процессах, происходящих в газоразрядной плазме. С другой стороны, ионизационные волны как колебательное явление представляют самостоятельный интерес. Газовый разряд представляет собой пример нелинейной колебательной системы, в которой могут развиваться регулярные или нерегулярные колебания. В настоящее время достигнут определённый прогресс в понимании физических механизмов стратификации в инертных газах при низких давлениях и небольших токах. Несмотря на большое количество экспериментальных и теоретических работ, посвященных стратам в инертных газах при низких давлениях и небольших токах, имеются ряд вопросов, требующих своего решения. К таким вопросам относится поведение бегущих страт в продольном магнитном поле.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию влияния продольного магнитного поля на параметры бегущих страт в положительном столбе разряда в аргоне при низких давлениях и небольших токах. В работе исследуются зависимости частоты и длины волны страт от продольного магнитного поля, приложенного на положительный столб разряда.

Опыты проведены в положительном столбе несамостоятельного дугового разряда с искусственно накаливаемым катодом. Рабочим газом является спектрально чистый аргон. Давление газа менялось от 0,1 до 1,0 мм рт.ст., сила разрядного тока — от нескольких мА до 200 мА. Индукция магнитного поля менялась до 1800 Гс.

Разряд создавался в стеклянной разрядной трубке с межэлектродным расстоянием 72 см и внутренним диаметром 3,2 см. В области положительного столба в трубку введены цилиндрические и плоские пристеночные зонды, с помощью которых определялись параметры плазмы. Они использовались также в качестве датчиков колебаний концентрации и потенциала плазмы.

Магнитное поле создавалось соленоидом, состоящим из трех одинаковых секций общей длиной 60 см и диаметром отверстия 8 см. В магнитных измерениях трубка располагалась в соленоиде так, чтобы катодная часть разряда не подвергалась воздействию магнитного поля. Во всех опытах катод помещался на расстоянии 15 см от ближнего торца соленоида, а анод находился внутри соленоида.

Определение частоты и длины волны страт производилось с помощью фотоумножителя, осциллографа и анализатора спектра.

На рис. 1 представлены результаты измерений частоты страт от индукции магнитного поля для случая $p = 0,264$ мм рт.ст. и силы разрядного тока 60 мА. Как видно, наложение на положительный столб продольного магнитного поля вызывает уменьшение частоты бегущих страт. Линией на рисунке представлено рассчитанное изменение

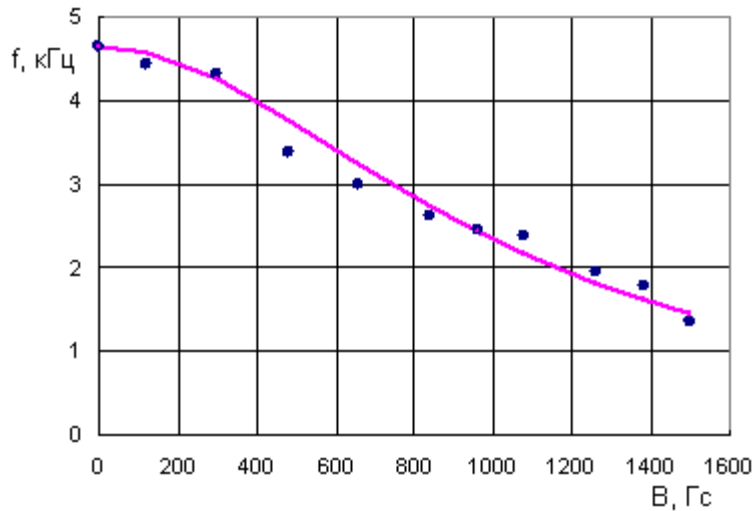


Рис. 1. Зависимость частоты страт от магнитного поля.
 $P = 0,264 \text{ мм рт.ст.}, I = 60 \text{ мА}$. Линия — расчетная.

частоты от магнитного поля. Зависимость длины волны страт от магнитного поля приведена на рис. 2. Точками обозначены результаты экспериментов, сплошная линия—расчетная. Длина волны страт, как видно из рисунка, увеличивается с ростом магнитного поля.

Для страт, рассматриваемых как релаксационные колебания ионизационно-диффузионного типа, характерным масштабом частоты колебаний является величина

$$f \sim \frac{1}{\tau} = \frac{\beta^2 D_a}{R^2} \quad (1)$$

где R — радиус разрядной трубки, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, τ — диффузионная время жизни заряженных частиц и $\beta = 2,4$. Следовательно, частота страт в магнитном поле должна изменяться пропорционально D_a . С другой стороны, наложение на положительный столб продольного магнитного поля уменьшает потери заряженных частиц на стенках разрядной трубки и приводит к уменьшению коэффициента амбиполярной диффузии в перпендикулярном к магнитному полю направлении

$$D_{a\perp} = \frac{D_{a\parallel}}{1 + \frac{b_i b_e}{c^2} B^2}. \quad (2)$$

Здесь b_i, b_e — подвижности ионов и электронов, c — скорость света, $D_{a\parallel}$ — коэффициент амбиполярной диффузии в направлении, параллельном магнитному полю. Магнитное поле, через изменение электронной температуры влияет и на $D_{a\parallel}$. Однако электронная температура в магнитном поле изменяется довольно слабо. Поэтому можно считать, что $D_{a\parallel} \approx D_{a\parallel}(0)$, где $D_{a\parallel}(0)$ — коэффициент амбиполярной диффузии в отсутствии магнитного поля. Тогда для $D_{a\perp}$ имеем

$$D_{a\perp} = \frac{D_{a\parallel}(0)}{1 + \frac{b_i b_e}{c^2} B^2} \quad (3)$$

С учетом (3) из формулы (1) для частоты страт получаем:

$$f(B) = f(0) \cdot \frac{1}{1 + \frac{b_i b_e}{c^2} B^2} \quad (4)$$

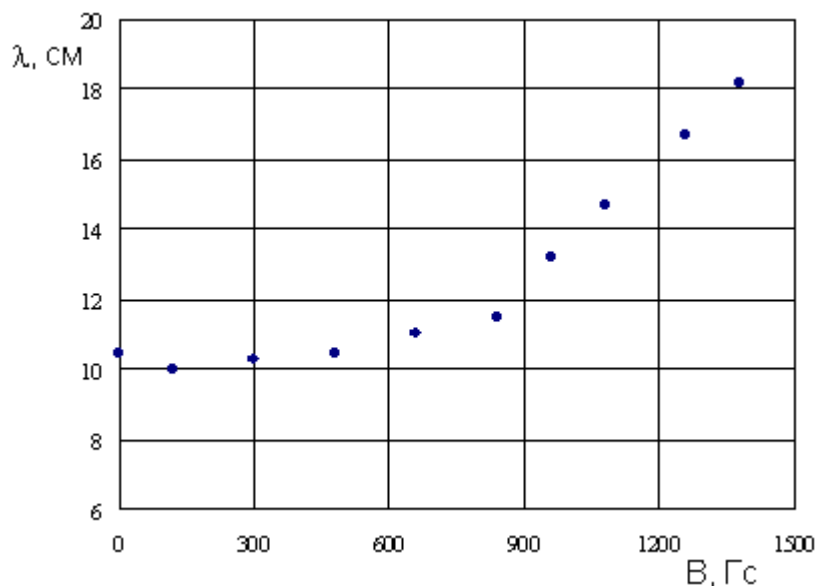


Рис. 2. Зависимость длины страт от магнитного поля.
 $P = 0,33 \text{ мм рт. ст.}, I = 60 \text{ мА.}$

Здесь $f(0)$ —частота страт в отсутствии магнитного поля. Результаты расчетов, проведенные по этой формуле, представлены на рис.1 сплошной линией. Как видно, имеется хорошее согласие результатов расчета с экспериментальными данными.

Известно, что усиленная ионизация в голове страты приводит к локальному увеличению концентрации заряженных частиц и в хвостовую часть страты заряженные частицы попадают, главным образом, в результате диффузии. Поэтому по мере удаления от головы страты концентрация электронов уменьшается. Но уменьшение концентрации в осевом направлении имеет предел, обусловленный переносом тока к аноду. При достижении этого предела происходит скачок потенциала и начинается новая страта. Длина страты, определяемая как расстояние от ее головы до минимума концентрации электронов, зависит от скорости диффузионного ухода носителей тока на стенки разрядной трубки. Продольное магнитное поле вызывает увеличение диффузионного времени жизни электронов и уменьшается радиальная диффузия заряженных частиц. Чем больше магнитное поле, тем меньшую относительную роль играет диффузия в радиальном направлении и тем медленнее убывает концентрация вдоль оси разряда и, следовательно, тем больше длина страты.

ОСОБЕННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ В РЕЛАКСОРЕ $TlInS_2<Fe>$

Р.М. Сардарлы. *О.А. Самедов. **М.М.Панахов, *

Дж.Г.Джаббаров, **А.М. Кадилова

***Бакинский Государственный Университет*

**Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана*

На основе проведенных исследований определена плотность состояний дефектных уровней в кристалле $TlInS_2<Fe>$, определен радиус локализации и длина прыжка.

Показано, что путем воздействия на электронную подсистему можно изменить диэлектрические свойства релаксоров.

Сегнетоэлектрики с размытыми фазовыми переходами, называемые также релаксорами, относятся к числу наиболее перспективных сегнетоэлектрических материалов [1.3].

В данной работе представлены результаты исследования диэлектрической дисперсии, поляризационных, пьезоэлектрических, электрических свойств, а также влияния электрического поля на диэлектрические свойства кристаллов $\text{TlInS}_2\langle\text{Fe}\rangle$, где Fe - 1% атм. В работе нами рассмотрена диэлектрическая релаксация кристалла TlInS_2 1% при 0.1% легировании Fe. Легирование же кристаллов TlInS_2 1% Fe приводит к тому, что кривая $\epsilon(T)$ имеет один максимум при 192К.

Монокристаллы $\text{TlInS}_2\langle\text{Fe}\rangle$ были выращены модифицированным методом Бриджмена-Стокбергера. Измерения проводились на гранях, вырезанных перпендикулярно полярной оси. Грани шлифовались и покрывались серебряной пастой. Диэлектрическая проницаемость ϵ и тангенс угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta$ измерялись при помощи мостов переменного тока E7-8 (1кГц), P 5058 (10 кГц), E7-12 (1 мГц) и измерителя добротности ВМ 560 (100 кГц) в интервале температур 150-250К. Скорость температурного сканирования составляла 0,1 К/мин. Петли диэлектрического гистерезиса изучались на частоте 50 Гц с помощью модифицированной схемы Сойера-Тауэра. Пироэффект исследовался квазистатическим методом при помощи универсального вольтметра В7-30. Электропроводность измерялась методом переменного тока.

На рис 1. представлены температурные зависимости диэлектрической проницаемости $\epsilon(T)$ кристалла $\text{TlInS}_2\langle\text{Fe}\rangle$ 1, 10, 100 и 10 кГц.

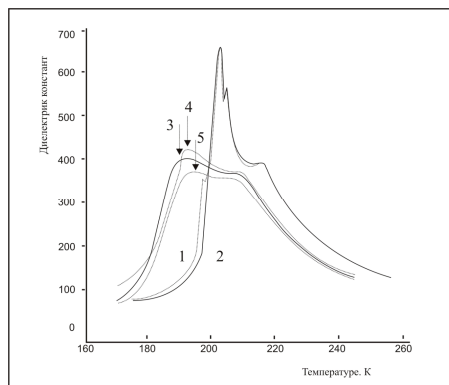


Рис.1. Кривые 1,2- зависимости $\epsilon(T)$ кристалла $\text{TlInS}_2\langle\text{Fe}\rangle$ (1-охлаждение, 2-нагрев). Кривые 3-5 - зависимости $\epsilon(T)$ кристалла $\text{TlInS}_2\langle\text{Fe}\rangle$ (3. 5-охлаждение. 4-нагрев). Частота измерительного поля кривых 1-4 - 1кГц. кривой 5 - 1 мГц.

Как видно из рисунка увеличение измерительной частоты смещает максимум кривой $\epsilon(T)$ в область высоких температур. Эта особенность характерна для релаксоров. Одной из важных особенностей сегнетоэлектриков с размытыми фазовыми переходами является также то, что диэлектрическая проницаемость выше температуры максимума

T_m меняется не по закону Кюри-Вейсса $\frac{C}{T(\epsilon - \epsilon_\infty)} = A + B(T - T_0)^{-2}$. Хорошо известно, что в случае сильной частотной дисперсии частотная зависимость температуры T_m не может быть описана уравнением Аррениуса для Дебаевских релаксационных процессов. Исследования $\text{TlInS}_2\langle\text{Fe}\rangle$, $\text{TlInS}_2\langle\text{Ge}\rangle$, $\text{TlInS}_2\langle\text{Mn}\rangle$, $\text{TlInS}_2\langle\text{Cr}\rangle$, и других релаксоров показали, что эта зависимость, также как и в

спиновых и структурных стеклах, подчиняется эмпирическому закону Фогеля-Фулчера:

$$f = f_0 \exp\left[\frac{E_a}{k(T_m - T_1)}\right],$$

где f — измерительная частота, f_0 — Дебаевская частота. T_f — статистическая замороженная температура (температура Фогеля-Фулчера). E_a — энергия активации. Выражение Фогеля-Фулчера может быть интерпретировано как поправка Дебаевской релаксации к температурной зависимости активационной энергии.

На рис.2 показана зависимость $(\ln f_0 - \ln f)^{-1}$ от $T_{\text{П}}$ для кристаллов $\text{TlInS}_2\langle\text{Fe}\rangle$, иллюстрирующая выполнение закона Фогеля-Фулчера.

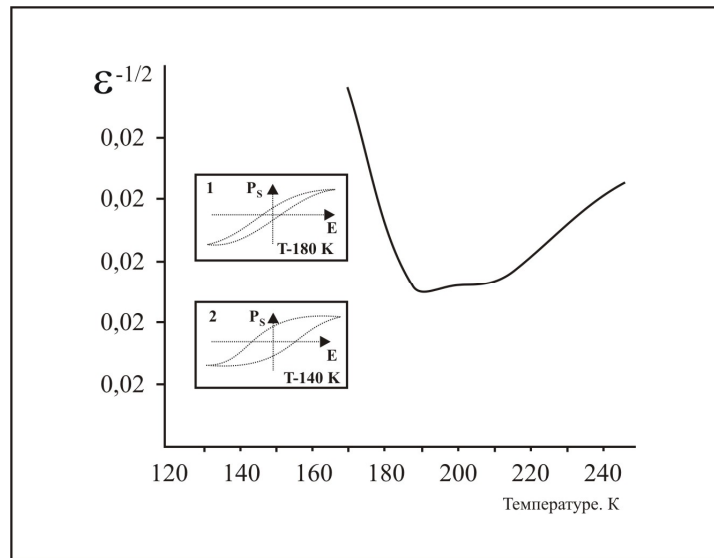


Рис. 2. Зависимость $\varepsilon^{-1/2}$ для соединения $\text{TlInS}_2\langle\text{Fe}\rangle$ измерения выполнены на частоте 1 МГц.

Во вставках к рисунку приводятся петли диэлектрического гистерезиса для $\text{TlInS}_2\langle\text{Fe}\rangle$: 1 - измерения выполнены при 180 К
2- при - 120 К.

Из уравнения Фогеля-Фулчера определяется значение $f_0 = 2,5 \times 10^{13}$ Гц и температура статического замораживания $T_f = 174$ К. Энергия активации для флуктуационной поляризации изолированного кластера (дипольные стекла) равна $E_a = 0,0382$ эВ. Как видно из рисунка 2 ниже T_f наблюдается насыщение петли диэлектрического гистерезиса, а значение спонтанной поляризации составляет $P = 6 \times 10^{-8}$ Кл/см². В интервале температур $T_f - T_d$ петля диэлектрического гистерезиса сужается вплоть до температуры Бернса. В совокупности, перечисленные экспериментальные результаты указывают на то, что в этом температурном интервале исследуемый сегнетоэлектрик находится в состоянии дипольного стекла. Размер полярных нанообластей можно оценить следующим образом: $\Delta L \approx M^{-1/3}$, где M - концентрация локальных центров. Для $\text{TlInS}_2\langle\text{Fe}\rangle$ концентрация дефектов примерно равна $M \approx 10^{18}$, $\Delta L \approx 10^{-8}$ м ≈ 10 нм.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.D.Glinchuk, E.A. Eliseev, V.A.Stefanivich, B.Hilger. Fiz. Tverd. Tela (Sankt

- Peterburg), 2001, 43, 7, 1247
 2. L.Benguigai, K.Bethe. J.Appl.Phys., 1976, 47, 2728
 3. R.F.Mamin.Fiz.Tverd. Tela (Sankt Peterburg), 1991, 33, 9, 2609

**ОСОБЕННОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ
 В КРИСТАЛЛАХ $TlGaTe_2$**

А.П. Абдуллаев

*Институт Радиационных Проблем Национальной
 Академии Наук Азербайджана*

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований анизотропии диэлектрических и электрических свойства соединения $TlGaTe_2$ при различных частотах измерительного электрического поля.

На рис.1 и 2 приведены температурные зависимости диэлектрической проницаемости и тангенса угла диэлектрических потерь соединения $TlGaTe_2$ для разных частот, измерения выполнены перпендикулярно (рис. 1) и параллельно (рис. 2) кристаллографической оси кристалла *c*. Из рисунков видно, что с ростом температуры наблюдается возрастание значения диэлектрической проницаемости ϵ' . Причем, чем выше частота измерительного поля, тем позднее начинается рост ϵ' . Как видно, из рисунка, значение температурной зависимости диэлектрической проницаемости остается неизменной ($\epsilon' \approx 40$) до температур $\approx 200K$ во всем измеренном диапазоне частот. При температурах 275 и 340K наблюдаются две особенности в зависимости $\epsilon'(T)$ и два максимума на зависимости $tg\delta(T)$. С ростом частоты измерительного поля особенности на кривых $tg\delta(T)$ и $\epsilon'(T)$ смещаются к более высоким значениям температуры, а их величины, при этом, падают.

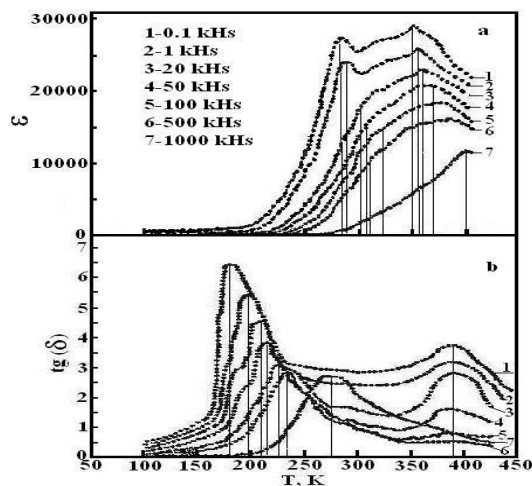


Рис.1. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости (а) и тангенса угла диэлектрических потерь (б) кристалла $TlGaTe_2$: 1-0.5; 2-1; 3-20; 4-50; 5-100; 6-500; 7-1000 кГц. (Измерения выполнены перпендикулярно оси *c*)

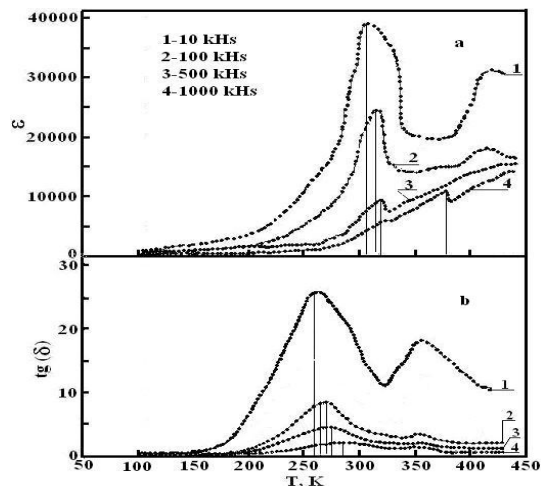


Рис.2. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости (а) и тангенса угла диэлектрических потерь (б) кристалла $TlGaTe_2$: 1-10; 2-100; 3-500; 4-1000 кГц. (Измерения выполнены параллельно кристаллографической оси *c*).

Характер поведения максимумов кривых зависимостей $\epsilon'(T)$ и $tg\delta(T)$, при измерениях вдоль кристаллографической оси *c* (рис.2), аналогичен поведению максимумов кривых $\epsilon'(T)$ и $tg\delta(T)$ измеренных перпендикулярно оси *c* (рис.1).

Характерной особенностью кристаллов структурного типа $TlGaTe_2$ является то, что они представляют собой цепочки Ga-Te вытянутые вдоль тетрагональной оси c кристалла. Тетрагональная ось является оптической осью. Одновалентные атомы Tl^+ имеют октоэдрическое окружение атомами Te. Из кристаллохимических соображений можно полагать, что структура $TlGaTe_2$ в наибольшей степени благоприятствует мобильности катионов Tl^+ . Благоприятствующим фактором здесь выступает наличие обширных полостей, соединяющихся между собой через общие грани-окна проводимости, а также принципиальная возможность существования избытка (или дефицита) на одновалентные таллии. Такая неоднозначность по Tl^+ способна существенно усилить частотные зависимости диэлектрической проницаемости кристалла $TlGaTe_2$.

Полученные зависимости $\epsilon'(T)$ и $tg\delta(T)$ имеют явно выраженные особенности, характерные для релаксационных процессов дебаевского типа с участием многих релаксоров.

Частотная зависимость $\epsilon''(\epsilon')$ в параметрическом виде, т.е. в виде диаграмм Коул-Коула, аппроксимируются линейным отрезком (рис.3), по-видимому, это обусловлено значительным различием параметров и большого набора релаксаторов. Кроме того, подобное поведение частотной зависимости $\epsilon''(\epsilon')$ можно объяснить влиянием локализованных состояний носителей заряда на поляризацию в переменном электрическом поле. На данном этапе нам представляется возможным описать полученную близкую к линейной зависимость $\epsilon''(\epsilon')$ в рамках универсального закона Джоншера, основанного на энергетическом подходе [1]. В его модели поляризация связывается с прыжками ионов или электронов по длинным или коротким цепочкам. Дискретное смещение зарядов сопровождается экранированием возникающей поляризации за счет релаксации решетки. Поляризация кристалла $TlGaTe_2$, по всей видимости, связана со смещением ионов Tl^+ , которая, в конечном итоге, приводит к переходу кристалла в суперионное состояние [2].

Согласно [3], частотная зависимость электропроводности на переменном поле имеет вид:

$$\sigma(\omega) \sim \omega^n \quad (1)$$

где ω – круговая частота при условии, что $0 < n < 1$. Подобные зависимости связывают с прыжковым механизмом проводимости, реализующимся за счет прыжков носителей по локализованным энергетическим состояниям вблизи уровня Ферми. Величина n зависит от пространственного и энергетического распределения этих состояний. Частотная дисперсия диэлектрической восприимчивости определяется колебательными свойствами локальных состояний и зависит от динамики электронов на уровнях прилипания.

Понижение n , согласно [3], связывается с увеличением мультиплетности прыжков, при $n=0,8$ прыжки происходят между парами локализованных состояний.

На рис.4 приведены результаты исследований частотной зависимости электропроводности кристалла $TlGaTe_2$ в переменном электрическом поле при температуре $T=287K$. Как видно из рисунка, в области частот 10^2-10^6 Гц электропроводность изменяется по закону близкой к $\omega^{0,8}$. Это свидетельствует о прыжковом механизме переноса заряда по состояниям, локализованным в окрестности уровня Ферми [3].

Температурные зависимости электропроводности образца $TlGaTe_2$ были изучены нами ранее в работе [4]. Электропроводность существенно зависит от частоты измерений, что свидетельствует о прыжковом механизме переноса зарядов в ней. На зависимости $lg\sigma$ от $10^3/T$ наблюдается длинный экспоненциальный участок с наклоном $\Delta E^\sigma = 0,21 eV$ [4] в области температур $210 \div 300K$. При уменьшении температуры ниже

250К энергия активации проводимости не имела постоянного наклона, т.е. непрерывно уменьшалась с уменьшением температуры вплоть до 200К.

Совпадение температурных участков возрастания диэлектрической проницаемости и проводимости, энергий активации возрастания емкости $\Delta E^C=0,21\text{эВ}$ и проводимости $\Delta E^\sigma=0,21\text{эВ}$ [4] и наличие частотных зависимостей емкости и проводимости могут свидетельствовать о том, что все вышеперечисленные процессы определяются прыжковым обменом зарядами между дефектами вызванными смещением ионов Ti^{+1} и переходом системы в суперионное состояние [2].

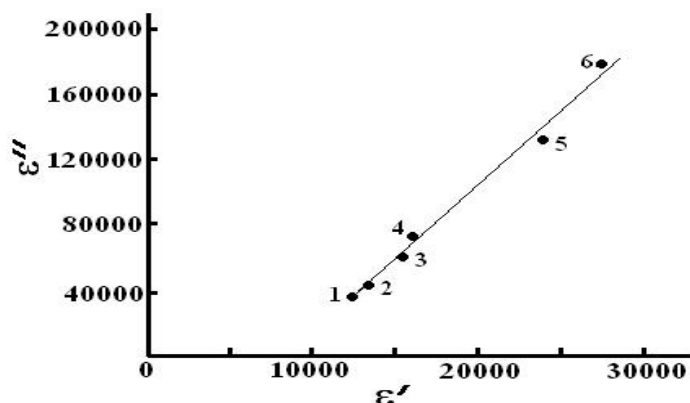


Рис.3. Частотные зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости (диаграмма Коула-Коула) для соединения TI GaTe_2 представленные в комплексной плоскости. (Измерения выполнены перпендикулярно оси c)

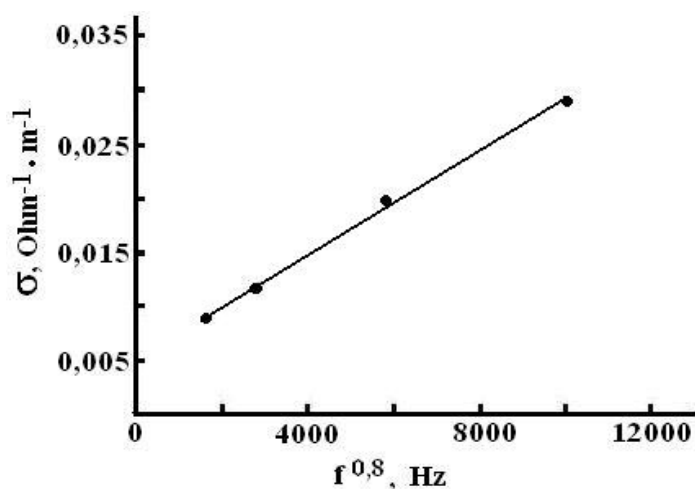


Рис.4. Частотная зависимость электропроводности соединения TI GaTe_2 . (Измерения выполнены перпендикулярно оси c)

Рассмотрим полученные данные для $\epsilon_{||}(T)$ и $\epsilon_{\perp}(T)$. Сильное экспоненциальное увеличение диэлектрической проницаемости в TI GaTe_2 наблюдается с ростом температуры в обоих направлениях. Она возрастает с температурой по закону

$$\epsilon^c(T) \sim \exp(-\Delta E^a/kT) \quad (2)$$

Вычисленные из формулы (2) энергии активации $\Delta E_{||}=0.21\text{эВ}$ и $\Delta E_{\perp}=0.21\text{эВ}$. Такое поведение $\epsilon(T)$ связано, по-видимому, с тем, что ионная проводимость наиболее легко осуществляется по дефектной подрешетке TI^+ в TI GaTe_2 , т.е. по кристаллографическому направлению как вдоль тетрагональной оси c , так и перпендикулярно ей.

Таким образом, в кристаллах TI GaTe_2 перенос заряда осуществляется посредством прыжков носителей заряда по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми. Их прыжковая перезарядка также может приводить к росту диэлектрической проницаемости и тангенса угла потерь кристалла TI GaTe_2 . Скачкообразное разупорядочение ионно-ковалентных кристаллов, связанное с переходом в суперионное состояние, сопровождается аномальным поведением электрических и диэлектрических свойства. Показано, что механизм, приводящий к диэлектрической релаксацией связан с перескоком зарядов между заряженными центрами возникающими в результате перехода системы в суперионное состояние. Установлено, что прыжковый характер проводимости и механизм диэлектрической релаксации в TI GaTe_2 имеют одинаковую природу.

Литература

- [1] A.R. Jonscher. Scientific papers of the Institute of Electricals Engineering Fundamentals. Seria Wspolpraca 16, 1, 5 (1977). Wydawnictwo Politechnik Wroclawskiej, Wroclaw.
- [2] R.M. Sardarly, O.A. Samedov, A.P. Abdullaev, F.T. Salmanov, A. Urbanovich, F. Garet, J.-L. Coutaz Abstracts 17th International Conference on Ternary and Multinary Compounds Baku-2010, p.79.
- [3] Н.Ф. Мотт, Э.А. Девис. Электронные процессы в некристаллических веществах. Мир, М. (1974). 472 с.
- [4] Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.П. Абдуллаев, Э.К. Гусейнов, Ф.Т. Салманов, Г.Р. Сафарова. ФТП **44**, 610 (2010).

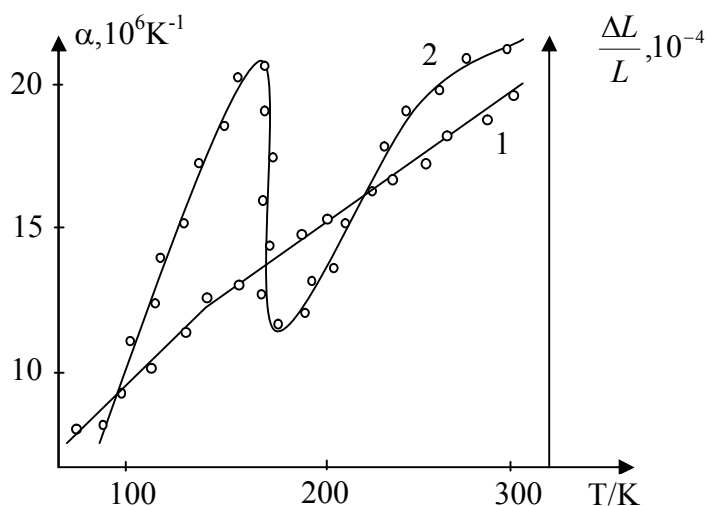
Tl₂InGdSe₄ BİRLƏŞMƏSİNİN İSTİLİK VƏ ELASTİQİYYAT XASSƏLƏRİ

**Zeynalov H. İ., Qocayev M.M., İsmayılov R. M.,
Mustafayeva Ü. M., Əliyeva X. İ.**
Sumqayıt Dövlət Universiteti

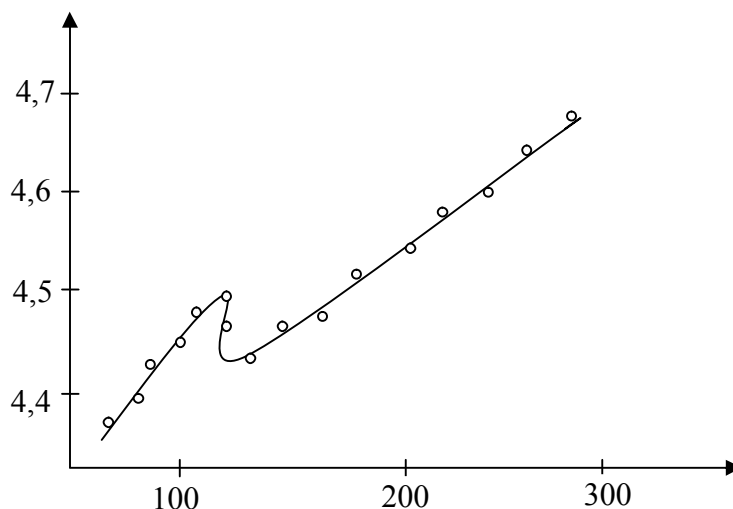
Məqalədə Tl₂InGdSe₄ dördqat birləşməsinin istidən genişlənməsi və izotermik sıxılması öyrənilmişdir. İstidən xətti genişlənmə və izotermik sıxılma əmsalının, həmçinin (C_p – C_v) – istilik tutumları fərqi temperaturdan asılılığını öyrənmək məqsəqi ilə (77–400) K temperatur oblastında tədqiqat aparılmışdır.

Ölçmə üçün nümunələr içərisinin havası çıxarılmış və lehimlənmiş kvarts ampulada birbaşa başlanğıc komponentlərdən alınmışdır. İstidən genişlənmə və izotermik sıxılma kvarts dilatometrik üsulla ölçülmüşdür [1].

Ölçmələrin nəticələrinə görə istidən genişlənmə əmsalının (α) və izotermik sıxılma əmsalının (χ_T) temperaturdan asılılıq qrafikləri şəkil 1 və 2-də göstərilmişdir.



Şəkil 1. Tl₂InGdSe₄ birləşməsində nisbi uzanmanın (1) və istidən genişlənmə əmsalının (2) temperaturdan asılılığı



Şəkil 2. Tl₂InGdSe₄ birləşməsinin izotermik sıxılmanın temperaturdan asılılığı

Şəkildən görüldüyü kimi istidən genişlənmə əmsalı və izotermik sıxılma əmsalının temperaturdan asılılığında anomaliya müşahidə olunmuşdur. Temperatur asılılıqlarında müşahidə olunan bu anomaliyalar göstərir ki, ~ 155 K temperatur oblastı ətrafında Tl₂InGdSe₄ birləşməsində ikinci növ faza keçidi baş verir. İstidən genişlənmə əmsalının (α) təcrübi qiymətlərinə əsasən Debay temperaturu, kristal qəfəsdə atomların orta kvadratik sürüşməsi ($\sqrt{U^2}$) empirik düstura əsasən hesablanmışdır.

$$\theta = \frac{19,37}{\sqrt{\bar{A}V^{2/3}} \cdot \alpha}$$

$$\sqrt{U^2} = 4,3 \cdot 10^{-14} \left[D(\theta/T)/(\theta/T) + \frac{1}{4} \right] (\bar{A}\theta)^{-1}$$

Burada \bar{A} - orta kvadratik atom kütləsi, V – atom həcmi, D (θ/T) – cədvəldən götürülmüş Debay funksiyasıdır [2] .

İzotermik sıxılma əmsalının təcrübi nəticələrindən istifadə edərək, Yunq modulu (E) və uzununa ultrasəs dalğalarının yayılma sürəti (\mathcal{G}_e) – hesablanmışdır.

$$\sqrt{E} = \frac{\theta m^{1/3} d^{1/3}}{1,6818 \cdot 10^3}$$

$$\mathcal{G}_e = \sqrt{E/\rho}$$

Hesablamaların nəticələri göstərmişdir ki, temperaturun artması ilə θ , E və \mathcal{G}_e – nin qiymətləri azalır, $\sqrt{U^2}$ - isə monoton artır. Bu isə bir daha Tl₂InGdSe₄ kristalının dayanıqlığını müəyyən edən rentgenfaza analizinin nəticələrinin doğruluğunu təsdiq edir.

Müəyyən olunmuşdur ki, Nenst – Lindeman düsturuna görə hesablanmış ($C_p - C_v$) – nin qiyməti, termodinamik əlaqəyə görə hesablanmış qiymətdən böyükdür.

Təcrübələr göstərmişdir ki, bütün temperatur intervalında Tl₂InGdSe₄ birləşməsinin istidən xətti genişlənmə və izotermik sıxılma əmsalı TlInGdSe₂ birləşməsinin uyğun qiymətlərindən böyükdür [3] .

Bu onu göstərir ki, Tl₂InGdSe₄ – ün qəfəs rəqslərinin anharmoniyası TlInGdSe₂ – yə nisbətən böyükdür, yəni Tl₂InGdSe₄ birləşməsinin qəfəsində atomlararası qüvvə daha güclüdür.

ƏDƏBİYYAT

1. Байрамов Д.Д. Электрофизические и упругие свойства твердых растворов $TlIn_{1-x}GdS_2$. Дис. На соиск. Уч.ст.канд.физ.-мат.наук, Баку. 1991. 165 с.
2. Курбанов М.М., Байрамов Д.Д., Сардарова Н.С. Тепловое расширение $TlInX_2$ (X-S, Se, Te)// Неорг. материалы, 2000. Том 36, №2. с.183-184.
3. Францев Н.Н. Вопросы порошковой металлургии и прочность материалов. Вып. III, Киев: изд-во АН. УССР, 1956. 22 с.

$p - TlIn_{1-x}Nd_xSe_2$ BƏRK MƏHLULLARININ KRİSTALLARINDA STEXİOMETRİK TƏRKİBDƏN KƏNARA ÇIXMALARIN XÜSUSİYYƏTLƏRİ

M.M.Zərbəliyev, E.H.Məmmədov, Ü.M.Zərbəliyeva, N.S.Sərdarova, Ə.B.Nağıyev

Sumqayıt Dövlət Universiteti

Yarımkeçiricilərin fiziki xassələri, məlum olduğu kimi, materialın stexiometrik tərkibinin, bircinsliliyinin, dislokasiyaların sıxlığının pozulmasına çox həssasdır. Bununla əlaqədar olaraq son zamanlar bərk cisimlər elektronikasında istifadə olunan materialların tərkib xüsusiyyətlərinə, bircinsliliyinə olan tələbat xeyli yüksəlmiş, bu sahədə geniş tədqiqat işləri aparılmaqdadır.

Konfransa təqdim olunan məruzədə külçələr boyunca tərkibin dəyişməsinin rentgenospektral təhlilinə, müxtəlif əsaslar üzərinə çökdürülmüş və massiv nümunələrin tərkibindən və quruluşundan fərqlənən nazik təbəqələrin öyrənilməsinə dair nəticələr verilmişdir.

[1-3] işlərində göstərilir ki, stexiometrik tərkibdən azacıq belə kənaraçıxma nəticəsində heterofazalı nümunələr alınır. Ona görə də sintez üçün hazırlanan ampulaya tərkibdən əlavə ~0,05 kütlə %-i qədər selen əlavə olunmuşdur.

$p - TlIn_{1-x}Nd_xSe_2$ bərk məhlullarının nazik təbəqələri maddənin vakuumda divarları qızdırılaraq kvarts tigədən termik buxarlandırmaqla alınmışdır. Buxarlandırılan maddə olaraq sintezdən dərhal sonra götürülmüş $TlIn_{1-x}Nd_xSe_2$ ($0 < x \leq 0,06$) istifadə olunmuşdur. Nazik təbəqələr soyuq (~300K) şüşə, kvarts şüşə əsasları üzərinə çökdürülmüşdür. Bundan sonra nazik təbəqələr difraktometrə rentgenoqrafik tədqiq olunmuşdur. Rentgenflüoresent spektrometrə maddənin tərkibini təyin edərkən müvafiq ərintilərdən diqqətlə hazırlanmış narıncıdispersiyalı preslənmiş etalonlarından istifadə olunmuşdur. Tədqiq olunan nümunələr 80 mm uzunluqlu ərintinin baş, orta və son hissələrindən götürülmüşdür. Nazik təbəqələrdəki elementlərin etalon nümunələrin konsentrasiya intervalından kənara çıxan konsentrasiyası «xəttin intensivliyi-konsentrasiya» asılılığının, bu asılılığın etalon nümunələrdəki konsentrasiyalardan fərqli konsentrasiyalar üçün də doğruluğunu qəbul edərək approksimasiya yolu ilə təyin olunmuşdur. Tədqiq olunan nümunələrin tərkibinin təyininə xətə istifadə olunan etalon nümunələrdəki konsentrasiyalar fərqi dar diapazonu (1 mol%) ilə əlaqədardır. Stexiometrik tərkiblərdən daha uzaq hissələr üçün approksimasiya konsentrasiyanın təyininə daha böyük xətə verir. Lakin bu tərkibin dəyişməsi gedisinin birmənalılığı ilə əlaqədar olaraq sonrakı mühakimələri dəyişdirmir.

Mürəkkəb tərkibli real yarımkeçiricilər üçün stexiometrik tərkibdən kənara çıxma tipik haldır. Belə kənara çıxmalar nöqtəvi defektlərin və dislokasiyaların artmasına gətirir, materialın öz-özünə aşqarlanmasına, elementar qəfəsin parametrlərinin təhrif olunmasına, digər faza şəklində oblastların yaranmasına səbəb olur və labüd aşqarlarla birlikdə kristalın və nazik təbəqələrin fiziki xassələrinə nəzərə çarpacaq dərəcədə təsir edə bilər.

Elementlərin konsentrasiyasının təhlili göstərir ki, $p - TlIn_{1-x}Nd_xSe_2$ ($0 < x \leq 0,06$) kristallarında 10 qat zona təmizlənməsindən sonra belə stexiometriyadan kənar çıxıntılar mövcuddur. Külçənin baş və son hissələrində kifayət qədər geniş oblastda element tərkibindən və stexiometrik tərkibdən kənara çıxıntılar labüddür. Zəruri stexiometrik tərkibə nisbətən bu hissələrdə talliumun, indiumun və itterbiyumun uyğun olaraq 0,2; 0,08 və 0,03 mol% çatışmazlığı və selenin isə 0,36 mol% artıq olması xarakterik haldır. Külçənin sonunda ərinti əlavə dəyişikliyə və yenidən paylanmaya məruz qalır. Beləliklə, zona təmizlənməsi nəticəsində nümunə boyunca stexiometrik tərkibə nisbətən dayanaqlı element paylanması bərqərar olur. Külçənin birinci yarısında tərkib təcrübə xətası hüdudunda stabildir.

Tablamadan sonra qismən struktur nizamlanması baş verir. Bununla yanaşı tablama tərkibin sonrakı dəyişməsinə də səbəb olur. Praktiki olaraq belə bir ümumi meyil müşahidə olunur: temperaturun və tablama müddətinin artması nazik təbəqədə selenin və əksər hallarda talliumun miqdarının artmasına, indiumun və itterbiyumun isə konsentrasiyasının azalmasına səbəb olur. Bəzi hallarda bu dəyişiklik nəzərə cərpacaq dərəcədə olur. Görünür ki, tablama prosesində təbəqədaxili struktur nizamlanması nəticəsində artıq selen ayrılır. Elementlərin müəyyən paylanma qradienti bərqərar olur. Bu proses nazik təbəqələrin tərkibinin təyin olunması zamanı alınan nəticələrə təsir edir və elementlərin yenidən paylanması kimi özünü göstərir. Nazik təbəqələrin tərkibindəki qeyri-sabitlik, ehtimal ki, bu təbəqələri hazırlayarkən termodinamik balansını xarakterizə edən temperaturun az da olsa fərqlənməsi ilə əlaqədardır. Alınan nəticələr göstərir ki, buxarlandırıcının seçilmiş temperaturunda $p - TlIn_{1-x}Nd_xSe_2$ bərk məhlulunun tərkibində dissosiyasiya dərəcəsi kifayət qədər olur. Dissosiyasiya və buxarlanma zamanı komponentlər selinin qeyri-ekvivalentliyi nazik təbəqənin tərkibinin stexiometrik tərkibdən fərqli olmasına səbəb olur. Eyni buxarlandırıcıdan eyni bir tərkibi dəfələrlə buxarlandırdıqda müvafiq nazik təbəqələrdə tərkibin çox fərqlənməsi müşahidə olunmalıdır. Tərkibin fərqli olması, buxarlandırıcının və əsasən temperatur fərqi böyük olması, əsasən seçilməsindən asılı olmayaraq, tablanmamış nazik təbəqələrin amorf olmasına səbəb olur. Monokristal olmayan əsaslar üzərinə çəkilmiş nazik təbəqələrin tablanması kristallaşmaya zəif təsir göstərir.

Ədəbiyyat

1. Зарбалиев М.М., Ахмедова А.М., Нагиев А.Б. Зонная перекристаллизация твердых растворов $TlIn_{1-x}Yb_xSe_2$. Труды пятой международной научно-технической конференции МЭПП. 2005, с. 23-25.
2. Зарбалиев М.М., Мамедов Э.Г., Ахмедова А.М., Зейналов Г.И. Теплопроводность твердых растворов $TlIn_{1-x}Dy_xTe_2$. Известия Рос.АН. «Неорганические материалы». 2007, т.43, №12, с.1611-1615.
3. Zarbaliev M.M., Qaxramanov N.F., Axmedova A.M., Maqerramov A.B. Tverdie rastvori zameheniə v sisteme $TlInSe_2 - TlYbSe_2$. Az.MEA-nın xəbərləri. Fiz.-riy. və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya. 2010, №5, səh.149-155.

**ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
МОНОКРИСТАЛЛОВ $TlInSe_2$, $TlGaTe_2$ И ТВЕРДЫХ
РАСТВОРОВ НА ИХ ОСНОВЕ**

**С.Н. Мустафаева, Э.М. Керимова, М.А. Алджанов, С.Г. Джафарова,
Н.А. Алиева, А.К. Заманова, Г.М. Ахмедова, Л.А. Исмайлова**

Институт физики НАН Азербайджана

Трехкомпонентные полупроводниковые соединения типа $TlB^{III}C^{VI}_2$ (B-In, Ga, C-S, Se, Te) представляют собой квазидвухмерные системы с ярко выраженной слоистой структурой. Структура этих соединений состоит из двух подсистем: жесткая подсистема в виде отрицательно заряженной цепочки BC_2 вдоль оси "с" и более подвижная система ионов галлия, причем слоевые пакеты могут легко сдвигаться друг относительно друга. Поэтому $TlInSe_2$ и $TlGaTe_2$, как и другие кристаллы этой группы, обладают политипизмом, который существенным образом может влиять на их физические свойства. Кроме того, у некоторых представителей этого семейства обнаружены последовательности фазовых переходов [1], обусловленные наличием в них длиннопериодических соизмеримых и несоизмеримых сверхструктур и их преобразованиями при изменении температуры. Как правило, кристаллы этого семейства проявляют как полупроводниковые, так и сегнетоэлектрические свойства, поэтому они являются перспективными для изготовления фотоэлектрических преобразователей, анализаторов спектра, тензорезисторов и детекторов рентгеновского излучения.

Стандартным четырех зондовым методом на постоянном токе проведены исследования электропроводности монокристаллов соединений $TlInSe_2$ и $TlGaTe_2$ в интервале температур 170-300К [2]. При измерениях через образец пропускался ток от стабилизированного источника, и фиксировалось падение напряжения на образце, которое пропорционально его сопротивлению.

Установлено, что с ростом температуры электропроводность кристаллов быстро растет. Показано, что электропроводность кристаллов $TlGaTe_2$, больше чем $TlInSe_2$. Температурные зависимости электропроводности этих кристаллов имеют характерный для полупроводников вид. На основе закона Аррениуса были рассчитаны обобщенные энергии активации E_a для кристаллов $TlInSe_2$ и $TlGaTe_2$. Показано, что электропроводность в этих кристаллах имеет комплексный характер и с увеличением температуры проходит плавный переход от преимущественно несобственной (прыжковой) проводимости с энергией активации носителей ~ 0.085 эВ у кристаллов $TlInSe_2$ и 0.05 эВ у кристаллов $TlGaTe_2$ к собственной с энергией активации ~ 0.53 эВ и 0.37 эВ. Проводимость приобретает чисто собственный характер в кристаллах $TlInSe_2$ при температуре ~ 270 К, а в кристаллах $TlGaTe_2$ – при температуре ~ 200 К. Полученные результаты неплохо согласуются с подобными исследованиями диэлектрической релаксации для одностипных кристаллов $TlInS_2$ приведенных в [3].

Изучены также диэлектрические свойства монокристаллов $TlInSe_2$ в частотном диапазоне 50кГц – 35МГц. Кристаллы для диэлектрических измерений были изготовлены в виде плоских конденсаторов. Толщина монокристаллов составляла 300 мкм, а подконтактная площадь $7,2 \cdot 10^{-2} \text{см}^2$. Диэлектрические измерения были произведены резонансным методом [4] при $T=300$ К.

Следует отметить, что проводимость монокристаллов $TlInSe_2$ на постоянном токе (σ_{dc}) была равна проводимости на переменном токе (σ_{ac}) частоты $f=5 \cdot 10^4$ Гц, т.е. $\sigma_{dc} = \sigma_{ac}(f=5 \cdot 10^4 \text{Гц}) = 8,3 \cdot 10^{-6} \text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. С повышением частоты вплоть до 35МГц σ_{ac} увеличивалась и при $f=35$ МГц становилась равной $5 \cdot 10^{-5} \text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Изучены частотные зависимости диэлектрической проницаемости (ϵ') образца $TlInSe_2$.

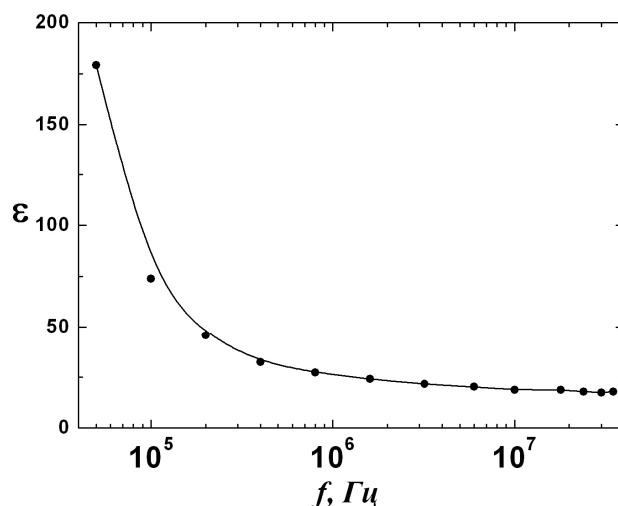


Рисунок. Частотная дисперсия диэлектрической проницаемости монокристалла TlInSe₂ при T=300K.

Полученные результаты показали, что ϵ' изученного образца претерпевает существенную дисперсию. По мере увеличения частоты от $5 \cdot 10^4$ до $3,5 \cdot 10^7$ Гц значение ϵ' уменьшалось на порядок (от 179 до 17,9). Наблюдаемое в экспериментах монотонное уменьшение диэлектрической проницаемости свидетельствует о релаксационной дисперсии [5].

Изучена также частотная дисперсия тангенса угла диэлектрических потерь ($\text{tg}\delta$) в TlInSe₂. Частотная зависимость $\text{tg}\delta$ проходила через максимум при $f=10^5$ Гц, а затем с увеличением частоты гиперболически спадала. Форма экспериментальной кривой $\text{tg}\delta(f)$ в TlInSe₂ характерна для частотного изменения диэлектрических потерь с учетом вкладов релаксационного механизма и электропроводности кристалла [5]. Наблюдение максимума на кривой $\text{tg}\delta(f)$ свидетельствует о релаксационных потерях в TlInSe₂, а наличие одного максимума говорит о том, что монокристалл TlInSe₂ имеет одно время релаксации.

Измерена также частотная зависимость мнимой составляющей комплексной диэлектрической проницаемости TlInSe₂ (ϵ''). Значение ϵ'' также как и ϵ' претерпевало существенную дисперсию, монотонно уменьшаясь с увеличением частоты.

Аналогичные частотные измерения проведены на твердых растворах системы TlInSe₂-TlGaTe₂ различного состава [6] и были получены аналогичные закономерности изменения диэлектрических коэффициентов с частотой. Изучены также зависимости диэлектрических коэффициентов монокристаллов (TlInSe₂)_{1-x}(TlGaTe₂)_x от их состава (x). Было установлено, что при $x=0,8$ проводимость (σ_{ac}), ϵ' , ϵ'' и $\text{tg}\delta$ проходят через максимум.

ЛИТЕРАТУРА

1. O.Z. Alekperov, M.A. Aldjanov, E. M. Kerimova. Turk. Journ. Of Physics. V.22, p.1053 (1998).
2. А.У. Шелег, В.Г. Гуртовой, С.Н. Мустафаева, Э.М. Керимова. Тезисы докладов XXII-ой Международной научной конференции «Релаксационные явления в твердых телах». Воронеж, Россия. 14-17 сентября 2010, с.52.
3. F. Senturk, L. Tumbek, F.A. Mikailov, F. Salechli. Cryst. Res. Technol. v.42, №6. p.626 (2007).
4. С. Н. Мустафаева. Журнал Радиоэлектроники. №4, с.10. (2009).

5. В.В. Пасынков, В.С. Сорокин. Материалы электронной техники. М: Высшая школа. 1986, 368с.
6. S.N. Mustafayeva, E.M. Kərimova, S.Q. Cəfərova, A.İ. Cabbarov, L.A. İsmailzadə. Fizikanın müasir Problemləri III Respublika konfransının Materialları Bakı 2009, 17 -18 dekabr, s.165.

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ ТЕХНОЛОГИИ ОСАЖДЕНИЯ ПЛЕНОК СУЛЬФИДОВ КАДМИЯ И ЦИНКА

М.А. Джафаров, Э.Ф. Насиров, Р.Ф. Мехтиеv

*Азербайджан, г. Баку, ул. З.Халилова 23, Бакинский Государственный Университет,
Институт Физических Проблем*

Известно, что дефектная структура полупроводников и, следовательно, их важнейшие свойства в сильной степени зависят от способа получения. Это позволяет направленно влиять на образование тех или иных дефектов решетки. Метод получения сульфидов металлов из раствора предоставляет возможности для управления свойствами сульфидов и селенидов различного состава и строения [1]. При получении пленок на основе сульфидов кадмия и цинка это может быть реализовано тремя путями: введением координированных анионных заместителей, таких, как примеси галогенов; введением комплексобразующих катионных заместителей с получением твердых растворов; контролируемого собственного разупорядочения анионной подрешетки, в том числе в связи с отклонениями от стехиометрии.

В настоящей работе проведены сравнительные исследования фотолюминесценции (ФЛ) и фотопроводимости пленок сульфидов кадмия и цинка, полученных из растворов в разных условиях, для изучения влияния условий получения на образование центров, обусловленных различной природой исходных компонентов.

Для пленок CdS, полученных из $[CdCl_2]$, $[CdF_2]$ и $[CdI_2]$ характерно, что грубо соблюдается закономерность возрастания амплитуды фотоотклика при переходе от пленок, полученных из комплексов, содержащих атом йода, к пленкам с F и Cl. Спектры ФЛ пленок сульфида кадмия, полученных из галогенидных соединений, имеют сходный вид и характеризуются наличием двух интенсивных полос с максимумами в области 810—840 нм. В случае пленок, полученных из комплексов $[CdCl_2]$, $[CdF_2]$, зависимости интенсивности этих полос от температуры получения имеют максимум при $T \sim 350$ °С и при 450—500°С полоса 820 нм почти полностью исчезает. Эти особенности можно объяснить, считая, что полоса 820 нм обусловлена существованием комплексов дефектов вида $(V_{Cd}V_S)^{\times}$. Вакансии серы образуются благодаря присутствию координационно связанных атомов галогенов, “разрыхляющих” решетку в процессе образования сульфида из раствора. Можно ожидать, что при возрастании температуры термической обработки до некоторого предела увеличивается количество вакансий серы (V_S), которые затем заполняются кислородом с образованием комплексов $(V_{Cd}O_S)^{\cdot}$, ответственных за свечение 830—840 нм. Такое преобразование центров с ростом температуры объясняет исчезновение полосы 820 нм.

На вакансионную природу этой полосы указывает также соотношение интенсивностей полос 820 и 840 нм для пленок, осажденных из хлоридных и фторидных соединений. “Вакансионная” полоса для пленок, полученных из хлоридных, выражена заметно слабее, вероятно, по причине большего размерного несоответствия атома фтора узлу серы в структуре CdS. В связи с этим влияние координированного фтора на анионную подрешетку оказывается несколько большим. Представляется неожиданным, что в наших образцах при полученной оценке концентрации акцепторов электрона не имела места люминесценция, обусловленная межзонной рекомбинацией. По-видимому,

константа скорости рекомбинации свободных электронов и дырок очень мала. Для пленки, полученной из $[\text{Cd}(\text{thio})_2\text{Br}_2]$ при минимальной температуре $250\text{ }^\circ\text{C}$, близкой к температуре разложения КС ($220\text{—}230\text{ }^\circ\text{C}$), в спектре ФЛ присутствует полоса $760\text{—}770$ нм, которую по аналогии с $(\text{V}_{\text{CdCl}_S})'$ можно отнести к комплексу $(\text{V}_{\text{CdBr}_S})'$. Следует заметить, что интенсивность полос $810\text{—}840$ нм минимальна, но резко возрастает с повышением температуры при удалении брома. При этом ($T \sim 250\text{—}300\text{ }^\circ\text{C}$) резко уменьшается время τ_1 , что свидетельствует об уменьшении концентрации ловушек электрона. Эти данные косвенно подтверждают также природу полос $810\text{—}840$ нм, связанных с (V_S) и (O_S) . Полоса $760\text{—}770$ нм размыта, что указывает на ее сложную структуру. Кроме того, при $T > 250\text{ }^\circ\text{C}$ частично сохраняется уширение красных полос в коротковолновую область, возможно, свидетельствующее о присутствии (Br_S) даже при этих температурах. При исследовании характера термического разложения КС и свойств пленок сульфидов замечено, что йодидные КС и полученные из них пленки выделяются на общем фоне и по ряду свойств являются аномальными. Действительно, пленки, полученные из йодидного комплекса, имеют в красной области единственную “кислородную” полосу, интенсивность которой резко возрастает при увеличении температуры. Эти особенности обусловлены взаимным влиянием лигандов в комплексе $[\text{Cd}(\text{thio})_2\text{I}_2]$, сказывающимся на дефектной структуре сульфида. Атомы йода, обладающие большим ковалентным радиусом, практически не способны замещать серу в узле и в процессе выделения сульфида в окислительной атмосфере активно замещаются кислородом. Амплитуда фотопроводимости для этих пленок многократно возрастает с ростом температуры. Спектр ФЛ сульфида цинка, осажденного из раствора $[\text{Zn}(\text{thio})_2\text{Cl}_2]$, имеет интенсивную полосу при 490 нм, которую относят к присутствию (Cl_S) , на что также указывает температурная зависимость интенсивности полосы. Появляющаяся при $450\text{—}500\text{ }^\circ\text{C}$ слабая полоса 670 нм, по видимому, связана с (V_S) или кислородными центрами, образующимися при освобождении S-узла хлором. Отметим, что сравнительно более слабое влияние координированного хлора на люминесценцию пленок $\text{CdS}(\text{Cl})$ по сравнению с $\text{ZnS}(\text{Cl})$ связано с природой КС кадмия и цинка. Связь Zn—Cl более полярная, чем Cd—Cl , что обуславливает более прочное удерживание хлора при деструкции $[\text{Zn}(\text{thio})_2\text{Cl}_2]$. Таким образом, не только препаративные условия, но и химическая природа исходных веществ определяют свойства пленок, получаемых пиролизом тиомочевинных комплексов. Химическая природа исходных веществ может обуславливать их свойства как поставщиков контролируемых и неконтролируемых примесей в конечном продукте, а также природу дефектов в нем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Abdinov A.Sh., Jafarov M.A., Mamedov H.M., Nasirov E.F. Negative infrared photoconductivity in $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ films // Proc. SPIE, 2003, v. 4467, p. 186-194.
2. Abdinov A.Sh., Jafarov M.A., Mammadova S.A. Functionalities of the $\text{CdSe}_{1-x}\text{Te}_x$ films in IR region of spectrum // Proc. of SPIE, 2007, vol. 6636, p. 68-71.
3. Abdinov A.Sh., Jafarov M.A., Nasirov E.F., Mammadova S.A. Solar Cells on the base of $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}/\text{CdSe}_{1-x}\text{Te}_x$ heterojunctions. Technical and Physical Problems in Power Engineering, Turkey, 2006, p. 1072-1074.
4. Pillai V., Kumar P., Hou M.J., Ayyub P., // Adv. Colloid. Interf. Sci. 1995. 55. P. 241.

ПОЛУЧЕНИЕ НАНОЧАСТИЦ СУЛЬФИДА КАДМИЯ Р-ТИПА В МИКРОЭМУЛЬСИОННЫХ СИСТЕМАХ

М.А. Джафаров, Э.Ф. Насиров, Ю.Г. Нуруллаев

*Азербайджан, г. Баку, ул. З.Халилова 23, Бакинский Государственный Университет,
Институт Физических Проблем*

В последние десятилетия резко возрос интерес к нанообъектам самой различной природы. Это связано с тем, что частицы таких размеров обладают уникальными свойствами, отличающими их от соответствующей макрофазы [1, 2]. Изучение свойств наночастиц является одной из основных целей нового направления физикохимии наночастиц. Развитие этого направления тесно связано с разработкой простых и доступных методов синтеза, позволяющих получать наночастицы заданного размера с достаточно узким распределением по размерам. Для этих целей в последнее время начинают использоваться дисперсные системы, например пленки Ленгмюра–Блоджетт, цеолиты, полимерные матрицы, везикулы, микроэмульсионные системы (м/э) [3, 4].

Микроэмульсионные системы представляют собой термодинамически устойчивые двухфазные системы, состоящие из микрокапель полярной фазы (воды), распределенных в неполярной среде (углеводороде). Для стабилизации таких систем используют поверхностно-активные вещества (ПАВ) различной природы. [5]. В данной работе исследовано получение наночастиц сульфида кадмия в м/э системе, стабилизированной неионогенным ПАВ (нПАВ), и влияние объема микроэмульсионных капель и пересыщения на размер образующихся частиц CdS. В качестве нПАВ был использован п-третоктилфениловый эфир полиэтиленгликоля в качестве со-ПАВ использовали н-гексилловый спирт «х.ч.». Неполярной («масляной») фазой служил циклогексан. В качестве полярной фазы использовали воду, водные растворы ацетата кадмия ($\text{Cd}(\text{Ac})_2$ марки «х.ч.», без предварительной очистки) и сульфида натрия, предварительно перекристаллизованного. Все растворы были приготовлены на бидистиллированной воде. Обратные м/э системы получали солюбилизацией воды, водных растворов соответствующих солей в обратной мицеллярной системе, в которой концентрация составляла 0,3 М, а соотношение со-ПАВ/ПАВ – 4,3:1. К определенному объему этого раствора прибавляли по каплям воду или водные растворы соответствующих солей в таком количестве, чтобы соотношение $W = [\text{H}_2\text{O}]/[\text{ПАВ}]$ изменялось в интервале от 7 до 15. Для получения сульфида кадмия смешивали равные объемы м/э идентичного состава, содержащие в водной фазе ионы реагирующих веществ.

Размеры частиц сульфида кадмия, полученных в процессе реакции, определялись спектрофотометрическим методом. Возможность использования подобного метода обусловлена уникальной особенностью наночастиц – зависимостью оптических свойств от размера частиц. Электронное возбуждение полупроводниковых кристаллов приводит к образованию слабосвязанной электрон-дырочной пары. Область делокализации такой пары по размеру может во много раз превосходить постоянную кристаллической решетки данного соединения. Уменьшение полупроводникового кристалла до размеров, сопоставимых с областью делокализации электрон-дырочной пары, влияет на его электронные характеристики. Для частиц CdS подобная зависимость представлена на рис.1. Таким образом, метод позволяет оценить размер образующихся в процессе реакции частиц непосредственно в исследуемой системе.

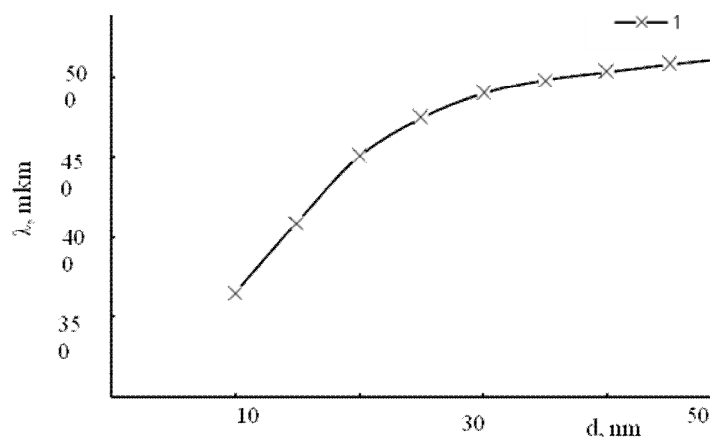


Рис. 1. Зависимость пороговой длины волны спектра поглощения от размера частиц CdS.

Влияние пересыщения на размер частиц образующейся твердой фазы чаще всего изучается при изменении концентрации одного из компонентов. В связи с этим было изучено влияние концентрации водных растворов $\text{Cd}(\text{Ac})_2$ и Na_2S на размер капель м/э, образующихся при солюбилизации этих растворов обратной мицеллярной системой циклогексан – ТХ-100 – н-гексанол.

Изменение концентрации Na_2S в широком интервале оказывает незначительное влияние на величину гидродинамического радиуса R_h микроэмульсионных капель. Так, при $C = 0,045$ М, $R_h = 12,0 \pm 0,5$ нм, а при $C = 0,5$ М $R_h = 28,0 \pm 0,5$ нм. Полученные микроэмульсии характеризуются узким распределением частиц по размерам и устойчивы в исследованном интервале концентраций. Напротив, стабильную систему, содержащую Na_2S в водной фазе, удалось получить только при концентрации $C = 0,04$ М. Введение хорошо гидратируемых ионов, таких, как S^{-2} и SO_4^{-2} , приводит к уменьшению степени гидратации нПАВ, повышению межфазного натяжения вследствие изменения строения межфазного слоя и уменьшению устойчивости эмульсионной системы. С учетом полученных результатов в экспериментах по изучению влияния пересыщения на размер частиц CdS варьировали концентрацию Na_2S в водной фазе, а концентрация $\text{Cd}(\text{Ac})_2$ оставалась постоянной ($C = 0,005$ М).

Рост пересыщения оказывает более сильное влияние на устойчивость м/э систем, содержащих частицы CdS_2 , чем на их размер. Увеличение стабильности систем с высокой концентрацией ионов кадмия может быть связано с образованием двойного электрического слоя на поверхности раздела твердая частица/раствор и возникновением электростатической составляющей расклинивающего давления. При изучении влияния параметра W на размер получаемых частиц CdS были использованы м/э системы с концентрациями $\text{Cd}(\text{Ac})_2$ $C = 0,05$ М и Na_2S $C = 0,45$ М. Размер частиц CdS был определен спектрофотометрически с использованием градуировочного графика. Данные, приведенные на рис.2, показывают, что спектр фотолюминесценции м/э системы, содержащей наночастицы CdS, смещается в более коротковолновую часть спектра и четко проявляется экситонный пик фотолюминесценции.

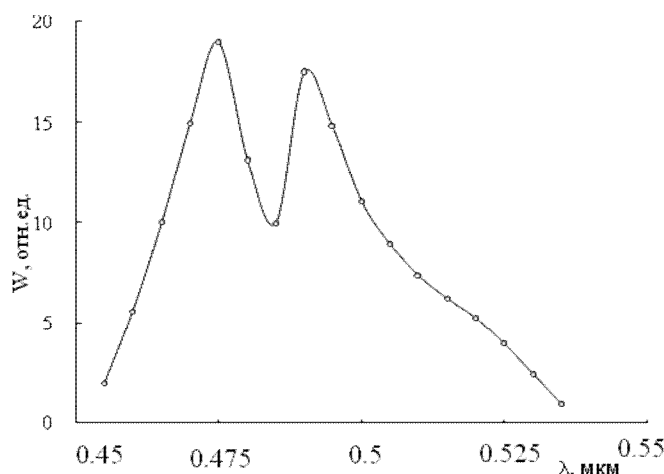


Рис.2. Спектральное распределение фотолюминесценции p-CdS.

Следует отметить, что размер частиц CdS оказывается существенно меньшим, чем размер м/э капель, содержащих эти частицы. Образование частиц CdS, как уже было отмечено, является следствием обмена веществом между двумя м/э каплями, содержащими реагирующие ионы, и последующего протекания химической реакции. Зная гидродинамический радиус м/э капель и размер молекулы (3 нм), можно оценить количество ионов, содержащихся в каплях и участвующих в образовании наночастиц. Подобная оценка показала, что частицы CdS образуются в результате единичного столкновения капель, содержащих ионы Cd^{2+} . Размеры м/э капель, содержащих CdS, а также размеры частиц CdS оставались неизменными при всех исследованных значениях W в течение 7 сут.

Таким образом, в работе показана возможность получения наночастиц CdS в процессе протекания реакции в обратной м/э системе, стабилизированной нПАВ. Установлено, что стабильная м/э система, содержащая наночастицы CdS, образуется при трехкратном избытке ионов серы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vijayalakshmi [R. P.](#), [R. Venugopal](#) and [B. K. Reddy](#). Structural and bandgap studies of $\text{ZnS}_x\text{CdSe}_{1-x}$ thin films Semicond. Sci. Technol. 9 (1994) 1062-1068.
2. Abdinov A.Sh., Jafarov M.A., Mamedov H.M., Nasirov E.F. Negative infrared photoconductivity in $\text{CdS}_{1-x}\text{Se}_x$ films // Proc. SPIE, 2003, v. 4467, p. 186-194.
3. Abdinov A.Sh., Jafarov M.A., Mammadova S.A. Functionalities of the $\text{CdSe}_{1-x}\text{Te}_x$ films in IR region of spectrum // Proc.of SPIE, 2007, vol.6636, p.68-71.
4. Abdinov A.Sh., Jafarov M.A., Nasirov E.F., Mammadova S.A. Solar Cells on the base of $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{S}/\text{CdSe}_{1-x}\text{Te}_x$ heterojunctions. Technical and Physical Problems in Power Engineering, Turkey, 2006, p.1072-1074.
5. Pillai V., Kumar P., Hou M.J., Ayyub P., // Adv. Colloid. Interf. Sci. 1995. 55. P. 241.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ТЕХНОЛОГИЯ СОЗДАНИЯ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

М.А. Джафаров, Э.Ф. Насиров, Р.Ф. Мехтиеv

*Азербайджан, г. Баку, ул. З.Халилова 23, Бакинский Государственный Университет,
Институт Физических Проблем*

В последнее время во всем мире наблюдается растущий интерес к нетрадиционным возобновляемым источникам энергии, обусловленный двумя негативными тенденциями развития традиционной энергетики: быстрым истощением природных топливно-энергетических ресурсов и загрязнением окружающей среды. Поскольку до недавнего времени увеличение производства энергии происходило в основном за счет увеличения добычи нефти и газа, наиболее удобных в потреблении, то энергетика к середине XX века столкнулась с ситуацией истощения своей традиционной сырьевой базы. Важность использования нетрадиционных и возобновляемых источников энергии обусловлена тем, что население Земли в настоящее время составляет около 6 млрд. человек и возрастает приблизительно на 2-3 % в год, при среднем потреблении мощности на душу населения – 0,8 кВт. При этом ежемесячное повышение потребления энергии с учетом роста населения должно быть 4-8 %, что невозможно обеспечить без использования новых источников энергии. Особое место среди альтернативных, возобновляемых экологически чистых источников энергии занимают полупроводниковые фотоэлектрические преобразователи (ФЭП), с помощью которых происходит прямое превращение солнечной энергии в электрическую энергию. Фотоэлектрические преобразователи имеют ряд преимуществ по сравнению с традиционными источниками энергии – практически неограниченный ресурс сырья в виде солнечного излучения, сравнительно просты в изготовлении и обслуживании, долговечны, т. к. не имеют движущихся и трущихся частей, не содержат механических элементов приводящих к механическим потерям при передаче энергии. Они являются практически чистыми энергетическими устройствами, не загрязняющими окружающую среду [1]. Поэтому разработка и внедрение нетрадиционных источников энергии является актуальным и перспективным. Но проблема использования и запуска в масштабное производство ФЭП – высокая цена. Изготовление преобразователей из доступных и недорогих материалов, а также использование простых конструкций будет способствовать снижению цены.

Для того чтобы ФЭП стали более доступными, а электрическая энергия, полученная с их помощью могла конкурировать с электроэнергией традиционных источников, необходима простая и доступная технология их изготовления, не требующая высоких температур, давлений и дефицитных дорогостоящих материалов и реагентов. В литературе последнее время появляется все больше сведений о том, что широкозонный проводник CdS является альтернативой применяемым на сегодняшний день материалам, который по своим физико-химическим характеристикам имеет ряд преимуществ. Сульфид кадмия обладает хорошей фоточувствительностью и высокой адсорбционной способностью, приемлемой шириной запрещенной зоны (2,4 эВ), фотопроводимостью $10^2 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, не меняет своих характеристик при высоких температурах, что особенно важно, т.к. в процессе работы ФЭП неизбежно происходит возрастание температуры поверхности преобразователя и в подобном случае использование сульфида кадмия является перспективным. Эффективное время жизни основных носителей очень велико ($t_n = 10-100 \text{ мс}$), что приводит к усилению первичного фототока до 10^7 раз.

Еще одним из преимуществ использования CdS является многообразие способов его нанесения. При этом метод химического осаждения пленок из раствора имеет преимущества перед другими известными методами синтеза – позволяет получить полупроводниковые нанокристаллы намного меньшего размера, чем методы молекулярно-лучевой эпитаксии или литографии. Зарождение зародышей и их рост в

растворе при химическом осаждении приводит к форме нанокристаллитов, по форме близких к сферической, в то время как нанесение пленок методами молекулярно-лучевой эпитаксии или электрохимическим осаждением к несферической. С точки зрения структурных, электрических и оптических характеристик пленки CdS, полученные этим методом, не уступают по качеству пленкам полученным другими методами, а оборудование, которое используется, является более доступным и простым, не требует больших материальных затрат в отличие, например, от методов эпитаксиального осаждения или вакуумного испарения. Для этого метода не нужна высокая температура и давление, как для метода вакуумного испарения и ионного распыления, что снижает уровень требований к материалу оборудования и подложки. Метод не взрывоопасен и не имеет повышенной токсичности, как, например, метод осаждения из паровой фазы. Осаждение пленки из раствора дает возможность контролировать и наблюдать за процессом роста пленки, а также управлять процессом осаждения. В зависимости от условий проведения процесса можно получить поликристаллические или гладкие плотные пленки. В связи с этим значительный практический интерес представляет исследование процесса осаждения CdS с получением тонкой пленки обладающей фотоэлектрическими свойствами для создания ФЭП на его основе. Традиционная конструкция ФЭП представляет собой многослойный элемент, состоящий из нескольких слоев разного состава, что в свою очередь усложняет технологию нанесения и последующую технологию его утилизации. Использование ФЭП на основе CdS, принципиальная конструкция которого состоит из стеклянной подложки, на которую наносится пленка титана толщиной около 1 мкм, химически осажденного слоя CdS образующего с металлом барьер Шоттки, позволяет решить эту проблему. Так как основная интенсивность солнечного излучения в наземных условиях находится в спектральном интервале 0,4-1,8 мкм, то в качестве прозрачного нижнего слоя используется обычное стекло, имеющее коэффициент пропускания в этом спектральном диапазоне до 95 %. В результате на границе слоев Ti и CdS возникает фотоэлектрическая ЭДС, при этом титан выполняет одновременно роль полупрозрачной подложки и одного из электродов. В качестве второго электрода на слой сульфида кадмия наносится слой проводящего материала, конструктивно выполненного в виде металлического слоя или слоя графита. В результате предлагаемый фотоэлектрический элемент содержит всего четыре функциональных слоя.

Рекомендованная методика образования пленки сульфида кадмия с получением заданных свойств покрытия заключается в осаждении из водного раствора хлорида кадмия, тиомочевины, гидроксида натрия и аммиака на стеклянную подложку CdS. При температурах 23 – 80 °С и времени нанесения одного слоя 40 минут.

В результате проведенных исследований было установлено, что оптимальные концентрации составляют для хлорида кадмия 1,8 г/л, для тиомочевины 15,2 г/л и для гидроксида натрия 1,6 г/л, которые позволили получить пленку сульфида кадмия толщиной 700 – 900 Å. Для получения пленки более 900 Å необходимо проводить многократное нанесение. При исследовании процесса осаждения CdS в виде тонкой пленки на стеклянную подложку было установлено, что при однократном нанесении на подложку CdS покрытие имело вид тонкой ровной пленки с зернами размером 0,5 – 1 мкм. При двукратном нанесении наблюдалось утолщение пленки с одновременным увеличением количества и размера зерен. При пятикратном нанесении пленка CdS представляла собой равномерный слой, состоящий из поликристаллов размером до 5 мкм. Из этого был сделан вывод, что при получении пленки CdS химическим осаждением из раствора с увеличением толщины пленки увеличивается размер зерен CdS. Из полученных образцов были собраны фотоэлектрические ячейки в соответствии с рис. 1б, что позволило измерить ЭДС, которая возникает при освещении для образца с однократным, двукратным, трехкратным и пятикратным нанесением. Наибольшее значение ЭДС на границе Ti – CdS было получено для слоя с двукратным нанесением. Для более толстых слоев ЭДС практически не изменялась с увеличением количества нанесенных слоев.

**(InTe)_{1-x} (TlGaTe₂)_x BƏRK MƏHLUL KRİSTALLARINDA
DEFEKT LƏRİN TƏBİƏTİ**

Əbilov Ç.İ., Zeynalov S.A., Həsənov M.Ə.

Azərbaycan Texniki Universiteti

Məlumdur ki, InTe defekt quruluşlu yarımkeçirijilər sinfinə daxildir [1,2] və bu səbəbdən onun əsasında alınan (InTe)_{1-x} (TlGaTe₂)_x bərk məhlullarında defekt quruluşu saxlanılmalıdır. Belə defektlərin təbiətinə aydınlıq gətirmək məqsədilə tərkibində 0,5, 1,0 və 2,0 mol% TlGaTe₂ olan InTe kristallarında maqnit qavrayıjılığı tədqiq edilmişdir. Hər üz tərkib başlanğıj InTe kimi diamaqnit xassəlidir. Məlumdur ki, aşqarsız InTe birləşməsində indimin şərikli 5s² elektron jütü mövjuddur və bu xüsusiyyət onun diamaqnit olmasına zəmin yaradır. Görünür, bu mexanizm (InTe)_{1-x} (TlGaTe₂)_x bərk məhlullarında da özünə yer tapır. Məsələyə bir qədər də ətraflı yanaşmaq üçün nümunələrdə sərbəst yükdaşıyıcılarına, defektlərə və kristallik qəfəsə görə olan maqnit qavrayıjılığının payı hesablanmışdır. Kristallik qəfəsə görə olan maqnit qavrayıjılığı

$$\chi_{\text{qəf.}} = -1 \cdot 10^{-6} \rho z / M$$

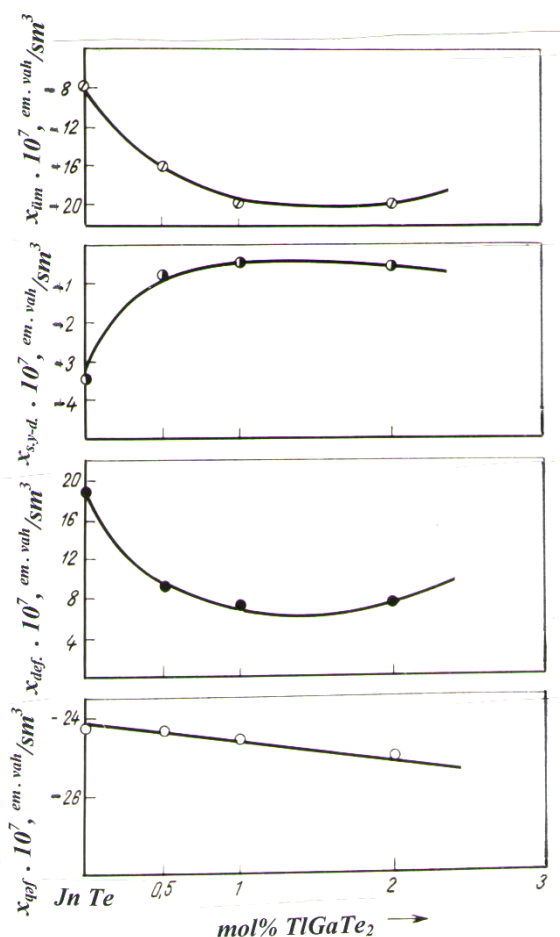
düsturundan hesablanmışdır ki, burada da, ρ - nümunənin piknometrik sıxlığı, z - elektronların tam sayı, M - isə tərkibin molekul çəkisidir. Sərbəst yükdaşıyıcılarının maqnit qavrayıjılığının müəyyənləşdirilməsində, Paulinin spin paramaqnetizminin Landau diamaqnetizmi ilə effektiv kütlə vasitəsi ilə əlaqəli olan ifadəsindən [3] istifadə edilmişdir:

$$\chi_{\text{s.y-d.}} = \frac{p \cdot \mu_B^2}{kT} \left(1 - \frac{m_0^2}{3m^{*2}} \right) \frac{F_{-\frac{1}{2}}(\mu^*)}{F_{\frac{1}{2}}(\mu^*)}$$

Burada, p - yükdaşıyıcılarının konsentrasiyası, μ_B - Bor maqnetonu, m_0/m^* - yükdaşıyıcılarının effektiv kütləsi, $F_{-\frac{1}{2}}(\mu^*)$ və $F_{\frac{1}{2}}(\mu^*)$ - Fermi funksiyaları, k - Bolsman sabiti, T - isə mütləq temperaturdur. Qeyd etmək lazımdır ki, aşqarlara görə olan maqnit qavrayıjılığı çox kiçik olduğundan hesablamalarda onun qiyməti nəzərə alınmamışdır.

Hesablamalardan aşkar edilmişdir ki, sərbəst yükdaşıyıcılarına görə olan maqnit qavrayıjılığı (InTe)_{1-x} (TlGaTe₂)_x bərk məhlullarında diamaqnit təbiətlidir, defektlərə görə olan maqnit qavrayıjılığı isə paramaqnitlik göstərir. [4] -də qeyd olunur ki, birqat ionlaşan defektlərin maqnit qavrayıjılığı, spinlərin jütlənmədiyi səbəbindən paramaqnit olur. İkiqat ionlaşan defektlərdə isə, spinlərin jütlənməsi nətiyyəsi olaraq diamaqnitlik üstünlük təşkil edir. Beləliklə, (InTe)_{1-x} (TlGaTe₂)_x bərk məhlul kristallarındakı defektlərə görə maqnit qavrayıjılığının müsbət işarəli qiymətlərə malik olması faktoru, bu yarımkeçirijilərdəki vakansiya növlü defektlərin (eləjə də, kristallik qəfəsdəki antistruktur tipli defektlərin) əsasən, birqat ionlaşmış vəziyyətdə olduğunu göstərir. Kristallarda TlGaTe₂ - nin miqdarı 1 mol%-ə qədər artdıqda, vakansiyaların konsentrasiyası azalır ki, bu da öz növbəsində yükdaşıyıcılarının Holl konsentrasiyasının azalmasına səbəb olur. Belə vəziyyətdə kristallik qəfəsin nizamlanması prosesinin sürətlənməsi, antiquruluş tipli defektlərin konsentrasiyasının çoxalması hesabına olur. Bir tərəfdən kristallik qəfəsdəki «müaliyyə»nin (boşluqların zəbt olunması) hesabına vakansiya tipli defektlərin azalması prosesi digər tərəfdən isə antistruktur defektlərin sayının artması reallığı ümumi halda, defekt konsentrasiyasının praktiki olaraq sabit qalmasına şərait yaradır.

Şəkil 1-də (InTe)_{1-x} (TlGaTe₂)_x bərk məhlullarında təcrübi ölçülən və hesablamalardan əldə edilən sərbəst yükdaşıyıcılarının, defektlərinin və kristallik qəfəsin maqnit qavrayıjılığının qiymətlərinin tərkibdən asılıqları göstərilmişdir.



Şəkil 1. $(\text{InTe})_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ bərk məhlul kristallarında ümumi maqnit qavrayıcılığının və onun sərbəst yükdaşıyıcılarına, defektlərə və kristallik qəfəsə görə olan payının tərkibdən asılılığı

Beləliklə, $(\text{InTe})_{1-x}(\text{TlGaTe}_2)_x$ bərk məhlul kristallarında maqnit qavrayıcılığı ölçülməsindən alınan nəticələrin, hesablamalardan əldə edilən nəticələrlə müqayisəsindən aydın olur ki, tədqiq edilən materiallarda müxtəlif təbiətli defektlər mövjudur.

ƏDƏBİYYAT

1. Абилов Ч.И., Ахмедова Дж.А. Физико-химические основы технологии получения полупроводниковых материалов в системе свинец-некоторые р, 3д, 4ф элементы-теллур и их электрофизические свойства. Баку, 2001, Элм, 252 с.
2. Медведьева З.С. Халькогениды элементов III Б группы периодической системы. М., 1968, Наука, 214 с.
3. Вонсовский С.В. Магнетизм. М., 1971, Наука, 1032 с.
4. Нагаев Э.П. Физика магнитных полупроводников. М., 1979, Наука, 432 с.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИРОДНОГО АЗЕРБАЙДЖАНСКОГО ЦЕОЛИТА-
КЛИНОПТИЛОЛИТА МЕТОДОМ РЕНТГЕНОГРАФИИ И ИК-
СПЕКТРОСКОПИИ**

**Т.З.Кулиева, Г.М.Эйвазова, Н.Н.Лебедева,
В.И.Орбух, Ч.Г.Ахундов**

*Бакинский Государственный Университет, НИИ Физических проблем
Отдел Физики Полупроводников*

Данная работа посвящена исследованию природного цеолита из недр Азербайджана. Цеолиты являются нестехиометрическими соединениями, составы которых изменяются в широких пределах, образуя ряды твердых растворов. В настоящее время известно более 40 структурных видов природных цеолитов, наиболее распространенными из которых являются морденит и используемый нами клиноптилолит. Ценность цеолитов обусловлена общим для этих минералов ажурным алюмокремнекислым каркасом, образующим систему полостей и каналов, размер входных окон которых достаточно велик (0.26-0.27 нм) чтобы в них могли проникнуть молекулы и ионы большинства органических и неорганических соединений. Каркасы цеолитов образованы из анимонитов кремния и алюминия. Из-за своего строения каркас имеет отрицательный заряд и этот заряд компенсируется катионами щелочных и щелочноземельных металлов и молекулами воды, находящимися в порах и полостях каркаса и слабо связанных с ним. Вода может быть удалена при нагреве или вакуумировании цеолита, что не влияет на жесткий каркас- его структура практически не меняется.

Поры цеолитов правильной формы, соединяясь между собой через «окна», образуют внутри кристаллов сеть сквозных каналов. Поэтому цеолиты можно рассматривать как объект, на котором помимо уже хорошо известных явлений (адсорбция, ионообменные явления), можно исследовать пороземиссию электронов, размножение электронов и газовый разряд в порах, диэлектрические и электрические свойства при насыщении пор различными газами и жидкостями. В пределах Азербайджанской республики были установлены 14 разновидностей цеолитового семейства минералов, которые, главным образом, связаны с магматическими формациями Азербайджана.

В настоящей работе представлены результаты проведенных нами рентгенографических и спектральных исследований, по результатам которых определен тип цеолита- клиноптилолит.

Эксперимент

Мы располагали моноблоком природного цеолита, из которого выпиливали пластинчатые образцы для физического эксперимента. Получаемый при этой операции мелкокристаллический порошок был объектом исследования настоящей работы.

Рентгенографическое исследование проведено на дифрактометре ДРОН-2,0, в котором использовалось Cu_{α} -излучение с $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$. ИК спектры снимались на Varian-3600 FT-IR в широком интервале частот в средней и дальней областях спектра (от 4000 до 70 см⁻¹)

Результаты и обсуждение

На дифрактограмме (рис.1) наблюдалось большое число пиков различной интенсивности с большим разбросом значений межплоскостных расстояний d : от 1.541 Å до 10.281 Å.

. Из анализа дифрактограммы видно, что максимальная интенсивность, т.е. основной пик, соответствует межплоскостному расстоянию $d_1=3,352 \text{ \AA}$, а также $d_2=4,25 \text{ \AA}$, $d_3=1,82 \text{ \AA}$,

которые являются свидетельством наличия в данном образце двуокиси кремния SiO_2 - α кварц. Следующие значения межплоскостных расстояний: $d_4 = 3,97 \text{ \AA}$, $d_5 = 2,58 \text{ \AA}$, $d_6 = 2,13 \text{ \AA}$, $d_7 = 1,63 \text{ \AA}$ принадлежат окиси алюминия- Al_2O_3 . Далее, расстояния $d_8 = 3,53 \text{ \AA}$ и $d_9 = 2,49 \text{ \AA}$ относятся к иодистому калию, а значения межплоскостных расстояний $d_{10} = 2,39 \text{ \AA}$, $d_{11} = 2,76 \text{ \AA}$, $d_{12} = 1,69 \text{ \AA}$ говорят о присутствии в данном образце окиси кальция. Значения межплоскостных расстояний и интенсивностей сведены в таблицу 1.

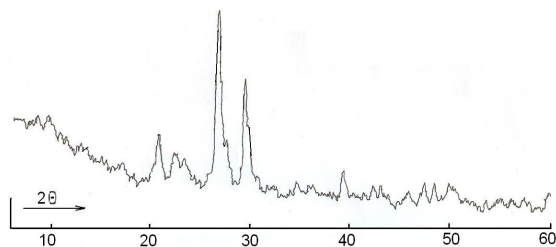


Рис.1

Дифрактограмма цеолитового порошка

Табл.1

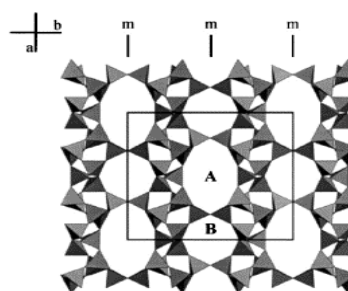
| $d(\text{Å}^0)$ | I | $d(\text{Å}^0)$ | I | $d(\text{Å}^0)$ | I | $d(\text{Å}^0)$ | I |
|------------------|-----|--------------------------------|----|-----------------|----|-----------------|----|
| 3.35 | 100 | 3.97 | 22 | 3.53 | 10 | 2.39 | 30 |
| 4.25 | 35 | 2.58 | 10 | 2.49 | 20 | 2.76 | 20 |
| 1.82 | 25 | 2.13 | 10 | — | — | 1.69 | 10 |
| — | — | 1.63 | 10 | — | — | — | — |
| SiO ₂ | | Al ₂ O ₃ | | KJ | | CaO | |

Заметим, что наш образец, независимо от нашего исследования, был проверен с помощью спектрального анализа на химический состав. Определялось процентное содержание всех ингредиентов, входящих в состав данного соединения. В результате оказалось: SiO_2 - 67.84%, KJ-11,64%, Al_2O_3 -11,36%, K_2O -2,01%, CaO -2,29%, Na_2O -1,25%, Fe_2O_3 -1,19%, P_2O_5 -0,11%, MgO -0,49%, TiO_2 -0,08%, MnO -0,078%, SO_3 -0,030%. Как видно, результаты, полученные нами рентгенографическим метом, совпадают с этими данными.. Дифрактометрический метод дает возможность лишь установить принадлежность исследуемого образца к определенному узкому классу соединений.

Из сравнения данных дифрактометрического и химического анализов с литературными сведениями по структурам алюмосиликатов-цеолитов [1] можно сделать вывод, что исследуемый нами природный цеолит принадлежит к цеолитам класса клиноптилолита. Этот тип цеолита имеет широкое распространение на территории Азербайджана.

Клиноптилолит имеет следующие характеристики: сингония моноклинная, пространственная группа симметрии $C2/m$; параметры элементарной ячейки $a=1,761 \text{ нм}$, $b=1,780 \text{ нм}$, $c=0,741 \text{ нм}$, $\beta=115,2$ град. На рис.2 [2] представлен алюмокремнекислородный каркас и наноканалы в кристаллах типа клиноптилолта.

Рис. 2 Алюмокремнекислородный каркас и наноканалы в кристаллах типов К (клиноптилолит).



Тетраэдры – чередующиеся группировки AlO_4 и SiO_4 . Канал А имеет сечение $0,6 \times 0,4$ нм; канал В – $0,4 \times 0,4$ нм. В природных условиях каналы могут быть заполнены водой, аммиаком (в небольших количествах) и взаимозаменяемыми ионами Na^+ , K^+ , NH_4^+ , Ca^{2+} , и др. Символом m обозначены плоскости симметрии и совершенной спайности.

На ИК спектрах выявлены следующие полосы поглощения:

$\nu_1=3470$ cm^{-1} , относящаяся к кристаллизационной воде

$\nu_2=1637$ cm^{-1} , относящаяся к деформационным колебаниям молекул воды

$\nu_3=1053$ cm^{-1} , относящаяся к деформационным колебаниям в (Me-OH)

$\nu_4=950$ cm^{-1} самая сильная полоса принадлежит к валентным Т-О колебаниям внутри тетраэдров

$\nu_5=796$ cm^{-1} относится к деформационным колебаниям отрицательного $(SiO_4)^-$ тетраэдра в каркасе цеолита

$\nu_6=605$ cm^{-1} и $\nu_7=461$ cm^{-1} это деформационные колебания внутри тетраэдров

Отметим, что все вышеприведенные значения частот поглощения находятся в согласии со значениями частот окончательно установленных для высококремнеземных цеолитов, что также позволяет авторам отнести исследуемый природный цеолит к клиноптилолиту

ЛИТЕРАТУРА

- [1] С.Е.Амиров «Цеолиты Азербайджана», Баку «ЭЛМ» 2004, 22
- [2] К.Kazutshi, I.Takeuchi, I.Zeit, Krystal, v.145, № 3/4, 1977, 216

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОИЗВОДНЫХ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОНТАКТА ВЫСОКООМНОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЗОНДА С ПЛАЗМОЙ РАЗРЯДА В АРГОНЕ.

Мурадов А.Х.

Институт Физических Проблем БГУ

Одним из наиболее эффективных методов стабилизации работы электрических разрядов является использование полупроводниковых электродов взамен обычных металлических [1]. Существенное влияние полупроводникового электрода на устойчивость разряда связано с процессами, происходящими в контакте полупроводника и плазмы. Единого мнения о механизме стабилизации разряда с полупроводниковым электродом и физической интерпретации контактных явлений на границе полупроводника и плазмы не существует.

Наиболее интересными являются работы [2-4], посвященные изучению плоской газоразрядной ячейки, в которой один из электродов представляет собой пластину из высокоомного и фоточувствительного полупроводника. В этих разрядах в процессе образования первичных электронов у поверхности катода образуется большой скачок потенциала и сильное электрическое поле. Таким образом, у поверхности полупроводникового катода имеется направленный к ней ионный поток, а от нее поток эмитированных электронов. Наличие этих осложняющих условий не позволяет изучить непосредственный контакт плазмы и полупроводника.

Такая попытка сделана в работах [5,6], где рассматривается контакт плазмы положительного столба самостоятельного разряда в гелии и неоне с высокоомным полупроводниковым плоским электродом. В этих работах измерены вольт-амперные характеристики фоточувствительного полупроводникового зонда и их первые производные при различных степенях освещенности ее поверхности. Под действием

внешнего излучения сами характеристики и их производные смещаются. Величина смещения интерпретируется как глубина проникновения электрического поля в полупроводник. Большая разница электронных температур в гелиевой и неоновой плазмах с одной стороны и в полупроводнике с другой стороны несколько затрудняет аналитическую интерпретацию и более эффективного использования экспериментальных данных.

В данной работе измерены первые производные ВАХ полупроводникового зонда, помещенного в аргоновую газоразрядную плазму. Изучено влияние постороннего излучения на зондовую характеристику. Под действием внешнего излучения производные характеристик смещаются в сторону положительных потенциалов зонда. Т.к. электронные температуры в аргоновой плазме гораздо ниже чем в гелиевой и неоновой разрядах, то величины смещений, интерпретируемые как глубина проникновения электрического поля в полупроводник, имеют более четкие значения. Используя эти значения в уравнении плазмы и слоя [7], можно составить полную физическую картину процессов, происходящих в контакте плазмы и полупроводникового электрода.

Измерялись вольт-амперные характеристики полупроводникового зонда, помещенного в плазму, газового разряда, образующейся в положительном столбе (ПС) разряда в аргоне и их первые производные по потенциалу зонда. Зонд был изготовлен из высокоомного образца GaAs ($\rho = 10^8 \text{ Ом.см}$) в виде диска толщиной 1 мм и диаметром 8 мм. Боковая и тыльная стороны были покрыты стеклом так, что с плазмой контактировала только обращенная к ней поверхность. С помощью проводящей пасты зонд был приклеен к молибденовому проводнику, служившим выводом для измерений. Разрядная трубка длиной 50 см и с внутренним диаметром 2,4 см имела катод прямого накала из вольфрамовой нити и никелевый конусообразный анод.

В разряде в инертных газах в очень широких пределах изменения разрядных условий существуют бегущие слоистраты. При наличии в положительном столбе страт все электрические параметры периодически изменяются, и вследствие этого, определение плавающего потенциала и потенциала пространства становится не точным. В случае аргона кроме регулярных стратовых колебаний существуют также нерегулярные шумовые колебания, дополнительно осложняющие измерения.

Измерение производных зондового тока по потенциалу зонда осуществлялось радиотехническим методом [8]. В цепь измерительного зонда вводился переменный сигнал малой амплитуды. Присутствие этого сигнала наряду с постоянным зондовым смещением приводит к возникновению переменных составляющих зондового тока, связанных с различными степенями производных. Для их измерений соответствующая гармоника усиливалась и регистрировалась.

Если дополнительный сигнал синусоидальный, т.е. $V_1 = A \cos \omega t$, то потенциал зонда будет равен $V + V_1$, а ток в зондовой цепи является функцией

$$J = f(V + A \cos \omega t)$$

Если амплитуда A достаточно мала, то, разлагая правую часть в ряд Тейлора, можно написать:

$$J(V + V_1) = J(V) + \frac{A^2}{4} J''(V) + \dots \left[AJ'(V) + \frac{A^3}{8} J'''(V) + \dots \right] \cos \omega t + \dots$$

Из этого выражения видно, что амплитуда гармоники на частоте ω пропорциональна первой производной зондового тока, если всеми членами амплитудного ряда при этой гармонике можно пренебречь по сравнению с первым.

В нашем случае частота дополнительного сигнала была равна 600 Гц. Из сопротивления $R = 50 \text{ Ом}$, помещенного в зондовую цепь сигнал подавался на вход узкополосного усилителя. Гармоника на этой частоте усиливалась, детектировалась синхронным детектором и записывалась самопишущим потенциометром.

На рис 1. приведены первые производные зондовых характеристик при различных освещенностях зонда. Измерения проведены при условии $P = 0,2 \text{ Torr}$ и силе разрядного

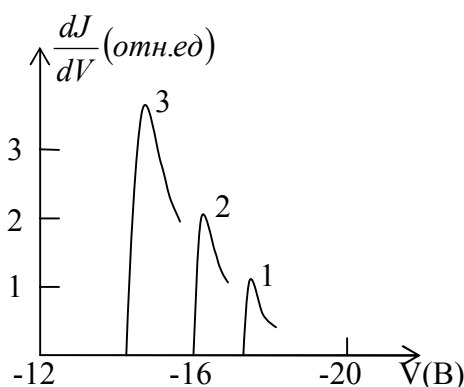


Рис. 1. Первые производные зондовых характеристик, измеренных при различных освещенностях зонда. 1 - 0%, 2 – 50%, 3 – 100% (Ar , $P=0,2 \text{ Torr}$, $J_p=100 \text{ mA}$).

тока $J_p = 100 \text{ mA}$. При этих условиях амплитуда регулярных стратовых и шумовых колебаний была минимальна. В качестве источника излучения использовался проектор “Святязь”. Изменение интенсивности излучения проводилось с помощью нейтральных фильтров. Из рисунка видно, что с ростом интенсивности излучения величина сигнала возрастает, максимумы первых производных смещаются в сторону положительных потенциалов. Рост величины первой производной связан с увеличением силы зондового тока при облучении.

Максимум первой производной соответствует потенциалу пространства в точке расположения зонда. Смещение максимумов свидетельствует о проникновении поля внутрь полупроводника поэтому это смещение может служить мерой проникновения.

Распределение потенциала в окрестности зонда находится из уравнения Пуассона. Из решения этого уравнения следует, что в околосондовой области формируется слой пространственного заряда. Внутри этого слоя при приближении к зонду потенциал быстро растет, а концентрации электронов и ионов падают, причем электронная концентрация падает гораздо быстрее ионной. Поэтому плотность заряда имеет максимум на некотором расстоянии от поверхности зонда. Начиная от этого максимума потенциал медленно спадает по мере удаления от зонда до расстояний порядка нескольких радиусов Дебая.

С приближением к потенциалу пространства от больших отрицательных потенциалов толщина слоя уменьшается. При этом на зонд течет электронный ток с плотностью

$$j = ne \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m}} \quad (1)$$

При замене металлического зонда на высокоомный полупроводник, зонд не может отобрать от плазмы электронный ток с плотностью, определяемой формулой (1). Сила зондового тока уменьшается, его поверхностный потенциал смещается в сторону плавающего потенциала.

В точках, расположенных ближе от максимума плотности пространственного заряда к поверхности зонда часть разности потенциалов падает в объеме полупроводника, а в точках, расположенных дальше максимума плотности, распределение потенциала почти не меняется. Следовательно, зная точную форму зондовой характеристики, по значению разности токов при потенциале пространства и измеренного тока полупроводниковым зондом, определяется глубина проникновения поля в полупроводниковый электрод. Измеренные потенциалы пространства представляет собой величину порядка нескольких вольт, и возрастает с уменьшением давления газа.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. L.Gurevich, A. W.Liehr, Sh.Amiranashvili, H. G.Purwinn *Physical Review E.*, 69 (2004) 036211-1-7.
2. Astrov Y. A., Logvin Y. A., *Phys.Rev.Lett.*, v.79, p.2983, 1997.
3. Н.Н.Лебедева, В.В.Нагиев, Г.М.Эйвазова, Е.Ю. Боброва *Труды МЭПП*, (2001) 128.
4. В.И.Орбух, Н.Н.Лебедева, Э.А.Султанов *Изв. НАНА Физ. и техн.* №5 (2007) 94.
5. А.Х.Мурадов *Проблемы энергетики*, №1 (2008) 106.
6. А.Х.Мурадов *Проблемы энергетики*, №1 (2009) 59.
7. Грановский В.Л., “Электрический ток в газе”, Москва: Наука, 1971, 543с.
8. Ю.М.Каган в сб. *Спектроскопия газоразрядной плазмы* под. ред. С.Э.Фриша, Л.: (1970) 201.

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПЛАВАЮЩИЙ ПОТЕНЦИАЛ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЗОНДА В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ АРГОНОВОЙ ПЛАЗМЕ.

Мурадов А.Х.

БГУ, Институт Физических Проблем.

Стабилизация работы различных приборов газового разряда [1,2], преобразование инфракрасного излучения в видимое [3,4], передача изображений и т. д. осуществляется с помощью газоразрядных ячеек с высокоомным полупроводниковым электродом. В этих ячейках используется узкий газоразрядный зазор с плоским металлическим электродом и пластиной из высокоомного и фоточувствительного полупроводника. В такой системе возникает контакт полупроводника с плазмой газового разряда. Наличие этого контакта существенным образом влияет на свойства газового разряда и коренным образом отличает его от классических затрудненных разрядов. Однозначного мнения о механизме стабилизации разряда с полупроводниковым электродом и физической интерпретации процессов в такой газоразрядной ячейке не существует. Однако, по видимому, физические процессы, происходящие в контакте полупроводника и плазмы играют определяющую роль в формировании разряда. В литературе, посвященной изучению этого вопроса, неизвестны исследования непосредственного контакта полупроводника с плазмой.

В работах [5,6], рассматривается контакт плазмы положительного столба самостоятельного разряда в гелии и неоне с высокоомным полупроводниковым плоским электродом. В этих работах измерены вольт-амперные характеристики фоточувствительного полупроводникового зонда и их первые производные при различных степенях освещенности ее поверхности. Под действием внешнего излучения сами характеристики и их производные смещаются. Величина смещения интерпретируется как глубина проникновения электрического поля в полупроводник.

В данной работе измерены вольт-амперные характеристики полупроводникового зонда, помещенного в аргоновую газоразрядную плазму. Изучено влияние постороннего излучения на зондовую характеристику. Под действием внешнего излучения характеристик и смещаются в сторону положительных потенциалов зонда. Т.к. электронные температуры в аргоновой плазме гораздо ниже чем в гелиевой и неоновой разрядах, то величины смещений, интерпретируемые как глубина проникновения электрического поля в полупроводник, имеют более четкие значения. Используя эти значения в уравнении плазмы и слоя [7], можно составить полную физическую картину процессов, происходящих в контакте плазмы и полупроводникового электрода.

Выбор аргона в качестве рабочего газа вызван следующими обстоятельствами. При изучении влияния постороннего излучения на зондовые характеристики, возможно влияние излучения на электрические параметры самой плазмы. Так, поглощение

постороннего излучения может перевести атом с метастабильного на резонансное состояние и тем самым уменьшить заселенности метастабильных уровней. Последнее может привести к уменьшению скорости ионизации и вследствие этого изменению электрического поля и потенциала в точке расположения зонда. В случае аргона возбужденный атом, находящийся в триплетном метастабильном состоянии, на долю которого приходится почти вся ступенчатая ионизация, поглотив фотон, переходит на высокорасположенный уровень, а затем, испустив фотон, опять переходит в триплетное метастабильное состояние. Поэтому постороннее излучение почти не влияет на заселенности метастабильных уровней. Кроме того, в аргоне исключается влияние излучения на электрические параметры плазмы в результате фотоионизации, т. к. порог фотоионизации с основного состояния находится в области вакуумного ультрафиолета.

Отсутствие зависимости электрических параметров плазмы от постороннего излучения экспериментально проверялось облучением плазмы с помещенным в нее металлическим зондом. При этом во всем диапазоне разрядных условий изменения потенциала металлического зонда не наблюдалось.

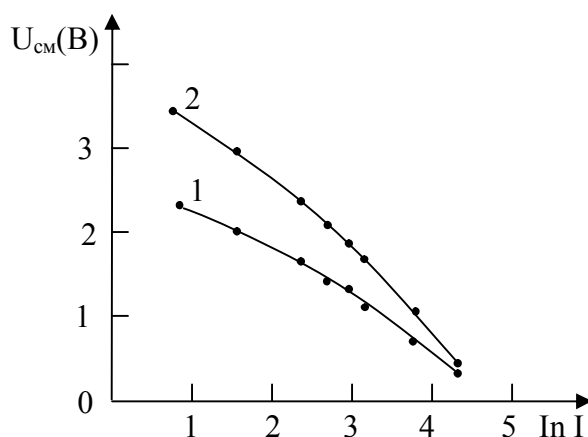


Рис. 1. Зависимость потенциала пространства полупроводникового зонда от интенсивности излучения при различных давлениях аргона (1. – $P = 0,6 \text{ Torr}$, $J_p = 50 \text{ mA}$; 2. – $P = 0,2 \text{ Torr}$, $J_p = 50 \text{ mA}$).

На рис.1 приведены зависимости плавающего потенциала пространства от интенсивности излучения при различных разрядных условиях. При проведении измерений было обнаружено, что с увеличением разрядного тока абсолютные значения зондовых токов растут. С ростом давления изменения $U_{пл}$ от интенсивности излучения уменьшается. Это по-видимому связано с тем, что при низких давлениях теплопроводность газа низка, и под действием излучения полупроводниковый образец нагревается до высоких температур, и вследствие этого уменьшается его сопротивление. С ростом давления теплопроводность газа увеличивается и поэтому устанавливается более низкая температура и низкая проводимость зонда.

Распределение потенциала в окрестности зонда должно быть найдено из уравнения Пуассона. В случае плоской геометрии это уравнение, определяющее распределение потенциала в слое, имеет простой вид:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi e(n_i - n_e) \quad (1)$$

При отрицательных значениях потенциала концентрация электронов подчиняется распределению Больцмана

$$n_e = n_0 \exp \frac{-e(V - V_0)}{kT_e}, \quad (2)$$

где n_0 , V_0 - концентрация и потенциал у границы слоя, T_e - электронная температура в невозмущенной плазме.

Ионы в ускоряющем поле приобретают кинетическую энергию eV , и во всех точках значение ионного тока должно быть одинаковым...

$$j_i = n_i \sqrt{\frac{2eV}{m_i}} = n_0 \sqrt{\frac{2eV_0}{m_i}} \quad (3)$$

т. е.,

$$n_i = n_0 \sqrt{\frac{V_0}{V}} \quad (4)$$

Исключая n_e и n_i для $V < 0$ получаем

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -4\pi en_c \left[\left(\frac{V_c}{V} \right)^{1/2} - e^{-\frac{e(V-V_c)}{kT_e}} \right] \quad (5)$$

Здесь V_c - потенциал на границе ионного слоя пространственного заряда, отсчитываемая по отношению к невозмущенной плазме. Интегрируя (5) с учетом граничных условий $\frac{dV}{dx} = 0$ при $V = V_c$ получаем:

$$\left(\frac{dV}{dx} \right)^2 = -8\pi en_c \left\{ 2V_c \left[\left(\frac{V}{V_c} \right)^{3/2} - 1 \right] - \frac{kT_e}{e} e^{-\frac{e(V-V_c)}{kT_e}} - 1 \right\} \quad (6)$$

Из решения этого уравнения следует, что для образования устойчивого слоя необходимо чтобы ионы приходили к слою с энергией, превышающей

$$eV_0 = \frac{1}{2} kT_e. \quad (7)$$

Таким образом, в околосондовой области формируется слой пространственного заряда. Внутри этого слоя при приближении к зонду потенциал быстро растет, а концентрации электронов и ионов падают, причем электронная концентрация падает гораздо быстрее ионной. Поэтому плотность заряда имеет максимум на некотором расстоянии R_0 от поверхности зонда. Начиная от этого максимума потенциал медленно спадает по мере удаления от зонда.

В случае полупроводниковой поверхности по мере увеличения зондового тока часть разности потенциалов садится у поверхности полупроводника, и зависимость силы тока от приложенного потенциала ослабевает. Т. к. при этом характеристика целиком деформируется и смещается, то потенциал пространства также перемещается, и смещение потенциала пространства может служить мерой проникновения поля вглубь полупроводника. Таким образом измерив смещение потенциала пространства можно оценить глубину проникновения поля в полупроводник. Как следует из рисунка 2 изменение потенциала пространства представляет собой величину порядка нескольких вольт, и возрастает с уменьшением давления.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. L.Gurevich, A. W.Liehr, Sh.Amiranashvili, H. G.Purwinn *Physical Review E.*, **69** (2004) 036211-1-7.
2. Н.Н.Лебедева, В.В.Нагиев, Г.М.Эйвазова, Е.Ю. Боброва *Труды МЭПП*, (2001) 128.
3. В.И.Орбух, Н.Н.Лебедева, Э.А.Султанов *Изв. НАНА Физ. и техн.* №5 (2007) 94.

4. Парицкий Л. Г., Рывкин С.М., ФТП, т.4, стр. 764, 1970.
5. А.Х.Мурадов *Проблемы энергетики*, №1 (2008) 106.
6. А.Х.Мурадов *Проблемы энергетики*, №1 (2009) 59.
7. Грановский В.Л., “Электрический ток в газе”, Москва: Наука, 1971, 543с.

SILINDRIK OZON GENERATORUNUN HESABLANMASI

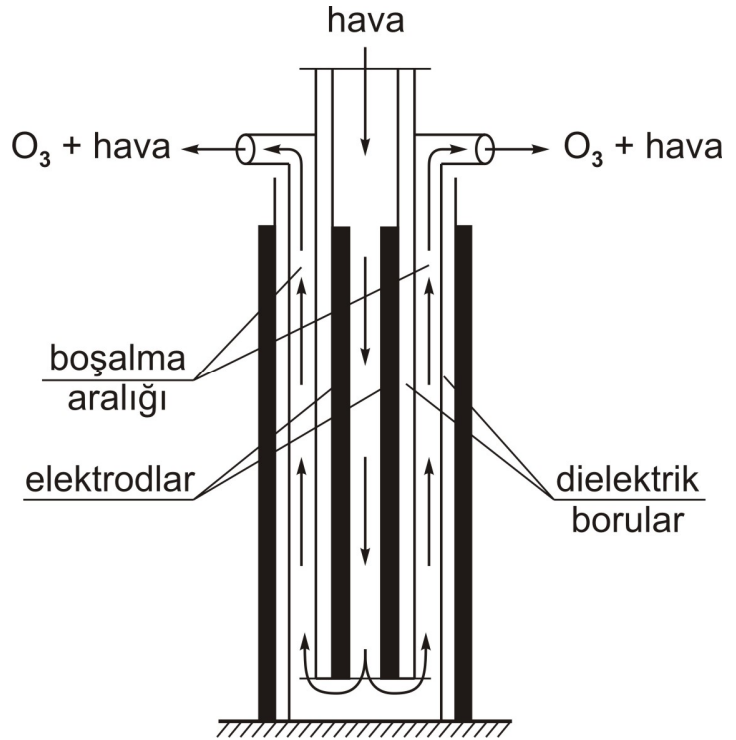
Davudov B.B., Daşdəmırov K. M.

Bakı Dövlət Universiteti

Ozon və onun sintezi üsulları çoxdan məlum olmasına baxmayaraq son illərdə onun sənaye miqyasında istehsalına və tətbiqinə çox böyük əhəmiyyət verməyə başlanmışdır. Bir sıra digər tətbiqlərlə yanaşı ozon qazının içilən suları bakterioloji cəhətcə zərərsizləşdirmək, çirkab suları emal etmək məqsədilə istifadə olunması həm iqtisadi, həm də ekoloji cəhətcə xlorlama üsullara nisbətən daha əlverişlidir. Ozon qazı -- O_3 içilən suları dezinfeksiya etməklə bərabər spesifik dad və iyləri də tamamilə aradan qaldırır, suyun tərkibindəki virus və bakteriyaları tez bir zamanda 99,8 % -ə qədər məhv edə bilər. Bunun üçün cəmi 1- 2 *mq/l* dozada ozon kifayət edir. Qeyd etmək lazımdır ki, ozon, konsentrasiyası müəyyən böhran qiyməti keçdikdən sonra effektiv təsir göstərməyə başlayır.

Hazırda dünya bazarında məhsuldarlığı çox geniş diapazonunda dəyişən müxtəlif konstruksiyalı ozon generatorları, çox vaxt deyildiyi kimi, ozonatorlar mövcuddur. Bunların əsasında, bir qayda olaraq, bir və ya iki baryerli elektrik boşalmaları durur. Ozonatorlar konstruktiv olaraq bir birindən müxtəlif dielektriklərlə (şüşə, keramika və sairə) müəyyən bir məsafə ilə aralanmış iki elektrod-dan (elektrod materilləri olaraq poladdan, kömürdən və hətta sudan istifadə oluna bilər) ibarət olan bir sistemdir. Elektrodlar, əsas etibarilə, iki bir birinə paralel lövhə və ya iki koaksial silindrik boru halında olur. Ozonatorların bəzi elementlərinin hesablanması və ölçülərin qiymətləndirilməsi bu qurğularla maraqlananlar üçün əhəmiyyətli ola bilər.

Bu işdə məhsuldarlığı, yəni ozonatorun çıxışında bir saatda alınan ozonun miqdarı $G_{O_3}=500$ *g/saat* olan çoxelementli silindrik ozonatorun bəzi elementlərinin hesablanması baxılır. Bu cür ozonatorun bir aktiv elementinin en kəsiyi şəkil 1-də göstərilmişdir. Baryerlər olaraq içəri boş iki silindrik süsə borudan istifadə olunmuşdur. Elektrodların effektiv uzunluğu – l , daxili süsə borunun xarici diametri – d_1 , xarici süsə borunun daxili diametri – d_2 , elektrik boşalma aralığının eni – Δ ilə işarə edək.



1. Dairəvi boşalma aralığının en kəsiyinin sahəsini $S_{b.a.} = \frac{\pi(d_2^2 - d_1^2)}{4}$ ifadəsindən

hesablamaq olar.

2. Bir aktiv element üçün daxili borusəkilli yüksək potensiallı elektrodun sahəsi $S_{a.el.} = 2\pi r \cdot l$ düsturundan qiymətləndirmək olar. Burada r - elektrodun radiusudur.

3. Çoxelementli ozonatorun bütün aktiv elementlərinin ümumi sahəsini qiymətləndirmək

üçün $1 m^2$ səth tərəfindən hasil edilən ozonun miqdarını bilmək lazımdır. Təcrübi nəticələrə görə bunun ədədi qiyməti $B = 70-80 q/m^2saat$ – dır. Onda $S_{üm.} = G_{O_3}/B$ olar. Əgər məhsuldarlığı $G_{O_3} = 500 q/saat$ olan ozonator hazırlamaq lazımdırsa elektrodların ümumi sahəsi təxminən $S_{üm.} = 7m^2$ olmalıdır.

4. Ozonatoru təşkil edən aktiv elementlərinin sayını $n = S_{üm.}/S_{a.el.}$ kimi tapmaq olar. Əgər bir aktiv elementinin elektrodlarının effektiv sahəsi, misal üçün, $S_{a.el.} = 0,05 m^2$ olarsa, onda $n = 140$ ədəd olar.

5. Hər bir aktiv elementin hasil etdiyi ozonun miqdarını $q = G_{O_3}/n$ – nisbətindən tapmaq olar.

6. n sayda aktiv elementlərin tutduğu sahəni $S_{\Sigma} = \frac{\pi d^2}{4} \cdot n$ – düsturundan tapmaq olar.

Xarici elektrodun diametri, misal üçün, $d = 3 sm$ olduqda bu sahə təxminən $0,1 m^2$ olar.

7. n sayda aktiv elementləri yerləşdirmək üçün istifadə olunan korpusun (örtüyün) sahəsi bu aktiv elementlərin tutduğu sahədən heç olmasa 50% böyük olmalıdır. Aktiv elementlərin tutduğu sahə $0,1 m^2$ qəbul etsək, korpusun sahəsi $S_k = 0,3 m^2$ olar.

8. Silindrik korpusun diametrini $S_k = \frac{\pi D^2}{4}$ ifadəsindən qiymətləndirmək olar. Misal üçün, bu korpusun sahəsi $0,3 m^2$ olduqda onun diametri $D = 66 sm$ olar.

9. Qurudulmuş və təmizlənmiş havanın dairəvi boşalma aralığından keçmə sürətini $v = l/t_{ef.}$ nisbətindən təyin etmək olar. Burada $t_{ef.}$ – hava axının boşalma aralığında qalma müddətidir. Bu müddət kimyəvi reaksiyaların başa çatması zamanı ilə təyin olunur və təcrübi nəticələrinə görə təxminən 2 san-ə bərabərdir.

10. Bir elementdən keçən havanın miqdarı $q_h = S_{b.a.} \cdot v$ hasilindən tapmaq olar. Havanın axın sürəti $0,4 m/san.$ olduğunu nəzərə alsaq, $q_h = 0,3 m^3/saat$ olar.

11. Tələb olunan miqdarda ozon alınması üçün ozonatorun $Q_h = G_{O_3}/C_{O_3}K$ – qədər quru hava keçməlidir. Burada C_{O_3} – ozonun konsentrasiyası, K – boşalma aralığının effektiv istifadə olunma əmsəlidir. $C_{O_3} = 10 q/m^3$, $K = 0,9$ olduğunu qəbul etsək $Q_h = 55,5 m^3/saat$ olar.

12. Ozon generatorunun sərf etdiyi aktiv gücü $P_a = IU \cos \varphi \cdot n$ düsturuna görə qiymətləndirmək olar. Burada I – bir aktiv elementindən axan cərəyan, U – generatorun elektrodlarına tətbiq olunan yüksək gərginlik, n – aktiv elementlərin sayı, $\cos \varphi$ – güc əmsəlidir. Təcrübələrdən tapılmış $I = 4mA$, $U = 15000V$, $\cos \varphi = 0.5$ qiymətlərini bu ifadədə nəzərə alsaq $P_a = 4,2 kVt$ alırıq. Təbiidir ki, ozon generatoruna yüksək gərginlik vermək üçün istifadə olunan yüksək gərginlikli transformatorun gücü $-P_{tr}$ ozonatorun işlətdiyi $-P_a$ gücündən böyük olmalıdır. Transformatorun gücünü $P_{tr} = \frac{P_a}{\cos \varphi}$ nisbətindən təyin etmək olar.

Yuxarıdakı qiymətləri burada nəzərə alsaq, ozon generatorunun aktiv elementlərinin işinə transformator tərəfindən $8,5 kVt$ güc sərf edilməlidir.

13. Ozon generatorunun energetik faydalı iş əmsəlini, yəni bir saatda hasil edilən ozona sərf olunan gücü $\eta = P_{tr}/G_{O_3}$ nisbətindən tapmaq olar. Baxılan halda $\eta \approx 17 \frac{Vt}{q/saat}$ olur.

Generatorun aktiv elementlərinə verilən güc artdıqca sintez olunan ozonun miqdarı da artır. Lakin bu güc müəyyən həddə qiyətini aşdıqda baryer boşalması qığılcım boşalmasına keçir ki, buna da yol vermək olmaz

Qeyd etmək lazımdır ki, elektrik şəbəkəsindən ozonatorun ümumi işinə sərf edilən güc transformatorun şəbəkədən aldığı gücdən çox olur. Belə ki, ozonlaşdırıcı qurğuda transformatorla yanaşı havanı qurudan aparat və havanı ozonatorun içərisinə müəyyən təzyiqlə vuran kompressor və s. enerjitutumlu bloklar var. Ümumiyyətlə, ozonun sintezinə sərf olunan gücün 80 – 85 % itkilərə gedir. Ən çox enerji itkisi ozonatorun elektrodlarının qızmasına gedir. Buna görə elektrodların soyudulması vacib məsələlərdən biridir.

**CaIn₂Se₄ və (GaS)_{1-x}(Bi₂S₃)_x BƏRK MƏHLUL KRISTALLARINDA
İKIFOTONLU FOTOKEÇİRİCİLİK VƏ OPTİK DÜZLƏNMƏ**

Səfərov V.H., Qarayev E.S., Ağayev M.N., Məmmədova G.D.

Bakı Dövlət Universiteti

e-mail: aidarsq@mail.ru

Bərk cisimlərinin fiziki xassələrinin güclü lazerlə araşdırılması çoxfotonlu udulma, fotokeçiricilik və işığın udulmasında yeni effektlərin aşkar olunmasına, həmçinin eksiton udulması ilə bağlı effektlərin müəyyən olunmasına imkan yaradır. Bütün bunlar lazer texnikasının inkişafına və onun praktik tətbiqinə səbəb olur. Məhz bu baxımdan lazer texnikası yarımkeçiricilərdə qeyri-xətti optik hadisələrin müşahidə olunmasına və onların fiziki xassələrinin hərtərəfli araşdırılmasına imkan yaradır [1]. Bu məqsədlə işdə CaIn₂Se₄ ilə (GaS)_{1-x}(Bi₂S₃)_x bərk məhlul kristalının fotokeçiriciyə güclü lazer şüalarının təsiri tədqiq edilmişdir.

Tədqiq olunan kristallar tədrici soyutma üsulu ilə yüksək təmizlik faizi olan komponentlərdən alınmışdır. Müxtəlif yarımkeçirici kristallarda müşahidə olunan qeyri-xətti optik hadisələr bunların CaIn₂Se₄ -üçqat birləşmə və (GaS)_{1-x}(Bi₂S₃)_x bərk məhlullu kristallarda öyrənilməsinə aktuallaşdırır.

Kiçik intensivliklərdə udulma prosesindən fərqli olaraq böyük intensivliklərdəki udulma prosesində işığın udulması və fotokeçiricilik kristala düşən işığın elektrik vektorunun istiqamətindən, elektrik vektorun optik oxu ilə əmələ gətirdiyi bucaqdan asılıdır. Bu səbəbdən tədqiq olunan kristallarda fotokeçiriciliyin düşən böyük intensivliyi lazer şüasının kristalın səthinə uyğun normalla əmələ gətirdiyi bucaqdan asılılığının öyrənilməsi xüsusi maraq kəsb edir.

Tədqiq zamanı CaIn₂Se₄ -üçqat birləşmə və (GaS)_{1-x}(Bi₂S₃)_x bərk məhlulu kristaldan hazırlanmış nümunələr mexaniki cilalanma və kimyəvi aşılardan sonra ölçüləri 4x5x0,01 mm³ ətrafında dəyişir. Tədqiq olunan hər iki növ kristallardan hazırlanmış nümunələr yüksək Omlu olub, p-tip keçiriciliyə malikdir.

Nümunələrin yürüklüyü və onların yükdaşıyıcılarının konsentrasiyası müvafiq olaraq 170 sm²/V·S ÷ 50 sm²/V·S; 1·10¹⁵ ÷ 10¹³ sm⁻³ intervalında dəyişir. İşıq seli mənbəyi olaraq impuls rejimində işləyən rubin (hν=1.7eV) lazerindən istifadə edilmişdir. Omik kontakt olaraq İn- dan istifadə olunur. Lazer şüalanmasının gücünü neytral filtrlər vasitəsi ilə geniş intervalda dəyişmək olar.

İşdə CaIn₂Se₄ -üçqat birləşmə və (GaS)_{1-x}(Bi₂S₃)_x bərk məhlul kristalı üçün fotokeçiriciliyin bucaqdan asılılığı və optik düzlənmə hadisəsi tədqiq olunmuşdur. Bu məqsədlə külçədən nazik lay şəklində təmiz səthli nümunə ayrılmış və nümunə fırlana bilən müstəvi altlıq üzərinə yerləşdirilmişdir. Altlıq ox ətrafında müəyyən bucaq altında yüksək dəqiqliklə döndərmək mümkün olduğundan belə qurğuda fotokeçiriciliyin dəyişməsinin bucaqdan asılılığını tədqiq etmək mümkündür. Lazerin gücü kalorimetrik və gücə görə dərəcələnməmiş fotogücləndirici vasitəsi ilə ölçülmüşdür..

Lazer şüalarının qismən zəif gücündə CaIn₂Se₄ kristalının fotokeçiriciliyi düşmə bucağından zəif asılıdır. Vahid səthə düşən lazer şüalarının gücü dəyişdikcə fotokeçiriciliyin düşmə bucağından asılılığı da sürətlə dəyişir. Məsələn, düşmə bucağının 0÷90⁰ intervalında dəyişdikdə vahid səthə düşən şüalanma gücün 1,2 mVt/sm²-qiymətində bu dəyişmə ~2 dəfə azaldığı halda, uyğun olaraq şüalanmanın 4,6mVt/sm² qiymətində bu dəyişmə beş dəfədən çoxdur. Şüalanmanın gücü artdıqca fotokeçiriciliyin dəyişməsi də sürətlənir. Fotokeçiriciliyin düşən şüanın tədqiq olunan kristalın oxu ilə əmələ gətirdiyi bucağın kəşilməsi ilə müşahidə olunan hadisə çox güman ki, polyarlaşma müstəvisinin dönməsilə əlaqədardır. Lazer şüalanma gücünün yuxarı sərhədinin qiyməti nümunənin səthinin şüalanma intensivliyinin təsiri altında deqradasiyaya məruz qalması ilə məhdudlaşır.

Ədəbiyyatdan məlumdur ki, CaIn₂Se₄ kristalı P6₃/mmc-D⁴_{6h} fəza qrupuna daxildir və bu kristallar mərkəzi-simmetriyalı sinfinə aiddir. Amma CaIn₂Se₄ kristalında optik düzlənmə

müşahidə olunmasa da $(\text{GaS})_{1-x}(\text{Bi}_2\text{S}_3)_x$ bərk məhlul kristalında tərkibin $x=0-0,005$ qiymətlərində qeyri-xətti optik düzlənmə müşahidə olunur. Bu məqsədlə $(\text{GaS})_{1-x}(\text{Bi}_2\text{S}_3)_x$ bərk məhlul kristalının fotokeçiriciliyi zəif həyəcanlaşma halında tədqiq olunaraq müəyyən olunmuşdur ki, bu tip birləşmələr yüksək optik həssaslığa malik kristallar olub fotorezistorların hazırlanmasında istifadə oluna bilər. Bu birləşmələrdə yaranan fotokeçiricilik ikifotonlu həyəcanlaşma ilə əlaqədardır. Tətbiq olunan kristallarda həmçinin lazer şüalanması ilə kristalın anizotropluğu müəyyən olunmuş və $(\text{GaS})_{0,995}(\text{Bi}_2\text{S}_3)_{0,005}$ tərkibli bərk məhlul kristalında optik düzlənmə daha güclü aşkar olunmuşdur.

Düzlənmə gərginliyi lazer şüalarının elektrik vektorunun istiqamətindən asılıdır. Elektrik vektoru kristalın optik oxuna perpendikulyar yönəldikdə yaranan düzlənmə gərginliyi, bu vektor kristalın optik oxuna paralel olan hala nisbətən 6 dəfə çoxdur.

ƏDƏBİYYAT

1. М.К. Керимов, А.Ш. Мехтиев, В.М. Салманов. “Современная оптика полупроводников” . Издательство “ЭЛМ”, 2006, стр. 466.

Cu₂Se- Sm₂Se₃ SİSTEMİNİN TERMODİNAMİK XASSƏLƏRİ

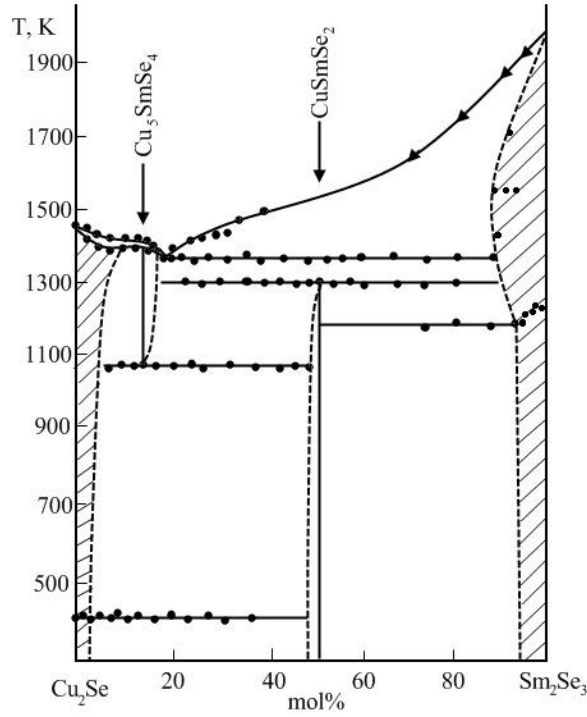
O.R. Əhmədov, M.E. Əliyev, * A.S. Abbasov

*AMEA Naxçıvan Bölməsi. *AMEA Fizika İnstitutu*

Nadir torpaq elementlərinin (NTE) halkogenidlərinin fiziki, kimyəvi və termodinamik xassələrinin tədqiqinə dair məlumatlara yerli və xarici ədəbiyyatlarda daha tez-tez rast gəlmək mümkündür. Bu birləşmələrə yarımkeçiricilər, o cümlədən günəş çevirici elementləri, lüminoforlar, ifratkeçiricilər və s. aiddir. NTE halkogenidlərinə Beynəlxalq Nomenklatura Komissiyasının (UİPAK) göstərişlərinə uyğun olaraq onların kükürd(S), selen(Se), tellur(Te) və polonium (Po) ilə olan birləşmələri aid edilir. “Halkogenid” termini etimoloji cəhətdən “xalkos” sözünə (yunanca $\chi\alpha\lambda\kappa\omicron\varsigma$ – mis) çox yaxındır ki, bu da misin kükürd, selen, tellur minerallarının və filizlərinin tərkibinə daxil olması ilə əlaqələndirilir. Bu qrup maddələrin bir çox nümayəndələrinin ya NTE elementi və ya halkogenidlərin atom nömrələrindən asılı olaraq bərk məhluldakı keçidləri, ya da geniş olmayan (2-3%) homogen oblastlarında bir çox fazalarda elektrofiziki lüminessent xarakteristikalarının geniş variasiyası və bu fazalarda fiziki xassələrin qeyri-adi kombinasiyaları diqqəti cəlb edir.

Termodinamik sabitlərin təyini, məxsusi qiymətlərinin olması ilə yanaşı fazaların stabilliyi və dayanıqlığının təyin olunmasında, həmçinin texnoloji məsələlərin həllində çox vacibdir.

Bu işdə ilk dəfə olaraq e.h.q. metodu ilə Sm_2Se_3 - Cu_2Se sistemində Cu_5SmSe_4 , Cu_3SmSe_3 , CuSmSe_2 və CuSm_5Se_8 fazalarının əmələ gəlməsinin termodinamik funksiyaları öyrənilmişdir. Göstərilən fazalar yarımkeçirici xassələrinə maliklər və radiotexnikada, optoelektronikada perspektivli maddələr hesab olunurlar. 300-380K temperatur intervalında Sm_2Se_3 - Cu_2Se sistemində Cu_5SmSe_4 , Cu_3SmSe_3 faza oblastlarına malik Cu_2Se (33-78%mol) tərkibli ərintinin e.h.q. ölçülmüşdür. Elektrolit qisminə kalium və indium xloridlərinin qliserinli məhlullarından istifadə edilmişdir. 300-400K temperatur intervalında $(\text{Sm}_2\text{Se}_3)_x(\text{Cu}_2\text{Se})_{1-x}$ (+) elektrolitində, (burada z-ionun yükü, x-ərintidə Sm_2Se_3 –in mol miqdarıdır), (-) $\text{Sm}_{\text{bərk}}/\text{Sm}^{Z+}$ dövrəsinin e.h.q.-nin temperatur asılılığı tədqiq olunmuşdur.



Şəkil 1. $\text{Cu}_2\text{Se}-\text{Sm}_2\text{Se}_3$ sisteminin faza diaqramı

Eksperimental materiallara əsasən müəyyən olunmuşdur ki, bütün birləşmələr $\text{Fm}\bar{3}\text{m}$ fəza quruluşlu kubik, $P2\frac{1}{a}$ monoklin sinqoniyalara malikdir. Qəfəs periodu $a=6,200\text{ \AA}$; $a=6,171\text{ \AA}$; $8,200\text{ \AA}$, $8,18\text{ \AA}$ -dir.

Faza əmələ gəlməsinin entalpiyası (ΔH_T°), entropiyası (ΔS_T°) və Gibbs enerjisi (ΔG_T°) aşağıdakı tənliklərlə hesablanmışdır:

$$\Delta G_T^\circ = -zFE,$$

$$\Delta S_T^\circ = -\frac{d(\Delta G^\circ)_p}{dT} = zF\left(\frac{dE}{dT}\right)_p,$$

$$\Delta H_T^\circ = \Delta G_T^\circ + T\Delta S_T^\circ = -zFE\left[E - T\left(\frac{dE}{dT}\right)_p\right].$$

Ərintilərin e.h.q.-nin hər bir oblastda temperatur və konsentrasiya asılılıqları üçün alınmış qiymətlər ən kiçik kvadratlar metodu ilə hesablanmışdır. Cədvəl 1-də tədqiq olunan birləşmələrin bütün faza oblastları üçün e.h.q.-nin temperatur asılılıqları tənlikləri göstərilmişdir:

Cədvəl 1

Tədqiq olunan birləşmələrin bütün faza oblastları üçün e.h.q.-nin temperatur asılılıqları

| Faza oblastları | Potensialmələgətirmə reaksiyaları | $E = f(T), \text{V}$ |
|--|--|---------------------------------------|
| Cu_5SmSe_4 - Cu_2Se | $0,5 \text{ Sm}_2\text{Se}_3 + 2,5 \text{ Cu}_2\text{Se} = \text{Cu}_5\text{SmSe}_4$ | $0,791 - 0,746 \cdot T \cdot 10^{-3}$ |
| Cu_3SmSe_3 - Cu_5SmSe_4 | $\text{Sm}_2\text{Se}_3 + 3 \text{ Cu}_5\text{SmSe}_4 = 5 \text{ Cu}_3\text{SmSe}_3$ | $0,530 - 0,235 \cdot T \cdot 10^{-3}$ |
| CuSmSe_2 - Cu_3SmSe_3 | $\text{Sm}_2\text{Se}_3 + \text{Cu}_3\text{SmSe}_3 = 3 \text{ CuSmSe}_2$ | $0,559 - 0,520 \cdot T \cdot 10^{-3}$ |
| CuSm_5Se_8 - CuSmSe_2 | $4 \text{ Sm}_2\text{Se}_3 + 2 \text{ CuSmSe}_2 = 2 \text{ CuSm}_5\text{Se}_8$ | $0,316 + 0,081 \cdot T \cdot 10^{-3}$ |

Alınmış tənliklərin kombinasiyası vasitəsi ilə standart şəraitlərdə bütün binar fazalardan üçlü fazaların əmələgəlməsinin entalpiyası, entropiyası və Gibbs enerjisinin qiymətləri hesablanmış və aşağıdakı cədvəldə göstərilmişdir:

Cədvəl 2

Bütün fazaların əmələgəlməsinin termodinamik qiymətləri

| FAZA | 298K | | | |
|-----------------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|-------------|
| | $-\Delta G^{\circ}$ | $-\Delta H^{\circ}$ | $-\Delta S^{\circ}$ | S° |
| | Kkal/mol | | Kal/molK | |
| Cu ₅ SmSe ₄ | 39,3 | 54,7 | 51,6 | 148,1 |
| Cu ₃ SmSe ₃ | 33,7 | 36,6 | 16,2 | 86,8 |
| CuSmSe ₂ | 31,9 | 38,6 | 22,1 | 66,7 |
| CuSm ₅ Se ₈ | 23,6 | 21,9 | -5,6 | 174,89 |

İşdə ilk dəfə olaraq EHQ metodu ilə Cu₅SmSe₄, Cu₃SmSe₃, CuSmSe₂, CuSm₅Se₈ fazalarının termodinamik xassələr (entalpiya, entropiya və Gibbs enerjisi) öyrənilmişdir. Birləşmələrin entropiya və atomlaşma enerjisinin qiymətləri hesablanmışdır.

CuInS₂ MONOKRİSTALLARINDA MƏXSUSİ FOTOKEÇİRİCİLİYİN İNFRAQIRMIZI SÖNMƏSİ

Məmməd Hüseynəli oğlu Hüseynəliyev

*AMEA Naxçıvan Bölməsi, Təbii Ehtiyatlar İnstitutu, AZ 7000.
Naxçıvan ş. H.Əliyev prospekti, 35. Email: mamedhuss@mail.ru*

CuInS₂ monokristalları və nazik təbəqələri bu birləşmələr əsasında yüksək effektivliyə malik günəş batareyalarının hazırlana bilməsinin mümkünlüyü üzünlən çox geniş şəkildə öyrənilməyə başlanmışdır. Son zamanlar kimyəvi üsulla bu birləşmənin nanostrukturalarının alınması haqqında ilk dəfə olaraq yapon alimləri tərəfindən məlumat verildikdən sonra bu birləşməyə maraq daha da artmışdır.

Ümumiyyətlə, Cu-III-VI₂ yarımkeçiricilərinin bütün birləşmələri xalkopirit strukturunda kristallaşırlar ki, bu da təqribi olaraq almaz, sfalerit və vürsit strukturlarına aid edilə bilər. Simmetriya nöqtəyi nəzərdən xalkopirit strukturlu birləşmələri özlərindən əlavə Ge, Si kimi IV qrup yarımkeçiricilər, bütün A^{III}B^V və A^{II}B^{VI} qrup yarımkeçiricilər Cu-III-VI₂ yarımkeçirici birləşmələri üçün altlıq kimi istifadə oluna bilər. Cu-III-VI₂ birləşmələri üçün tetraqonallıqdan kənara çıxmalar çox kiçik olduğundan ($c \approx a$) heterokeçid almaq məqsədilə bu birləşmələrlə altlıq kimi seçilən materialın qəfəs sabitləri arasındakı fərq onların qəfəs parametrlərinin sadə müqayisəsi ilə müəyyən edilə bilər: a (almaz), a (sfalerit), $a\sqrt{2}$ (vürsit) və a (xalkopirit).

CuInS₂-nin monokristallarını almaq üçün Bricmen üsulundan istifadə olunmuşdur. Rentgenoqrafik analiz qöstərmişdir ki, kristallar xalkopirit strukturuna malikdirlər və qəfəs sabitlərinin parametrləri ədəbiyyatlarda qöstərilən parametrlərlə üst-üstə düşür.

Nümunələr ölçüləri 4x2x2 mm² olan düzbucaqlı paralelepiped şəklində hazırlanmışlar. Xüsusi müqavimətləri 10⁴ (aşağıomlu) ÷ 10⁸ (yüksəkomlu) om·sm olan monokristallar tədqiq olunmuşdur. Kristallar p-tip keçiriciliyə malik olmuşlar. Ölçmələr vakuüm kriostatında aparılmışdır.

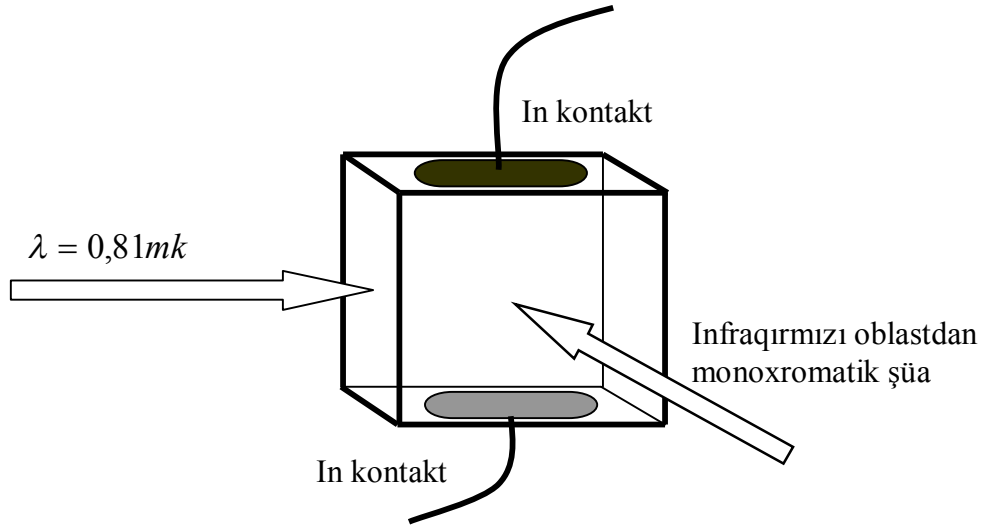
Yüksəkomlu və aşağıomlu CuInS₂ monokristallarının xüsusi müqavimətlərinin temperatur asılılıqları öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, aşağıomlu nümunələr üçün bu

asililiq yalnız aşqar xarakter daşıyır, yüksəkomlu nümunələr üçün isə həm aşqar, həm də məxsusi xarakter daşıyır. 200÷900K intervalında xüsusi müqavimətlərin temperatur asılılığından aşqar səviyyələrin aktivləşmə enerjilərinin qiymətləri müəyyənləşdirilmişdir. Yüksəkomlu yaxud aşağıkomlu olmalarından asılı olmayaraq bütün nümunələrdə enerjiləri $E_1 = 0,26 \text{ ev}$ və $E_2 = 0,71 \text{ ev}$ olan aşqar səviyyələrin iştirak etdiyi müəyyən edilmişdir. Bundan başqa yüksəkomlu nümunələrdə E_1 və E_2 enerji səviyyələrindən əlavə həm də bu iki səviyyə arasında yerləşən və aktivləşmə enerjisi $E_3 = 0,51 \text{ ev}$ olan daha bir aşqar səviyyənin də olduğu aşkar edilmişdir.

Temperaturun və elektrik sahəsinin müxtəlif qiymətlərində CuInS_2 monokristallarının fotokeçiriciliyi tərəfimizdən ətraflı tədqiq olunmuşdur. Bu spektrlərindən müəyyən edilmişdir ki, fotokeçiricilikdə əsasən iki keçid – məxsusi (zona-zona) və aşqar donor-akseptor keçidləri iştirak edir. Apardığımız tədqiqatların nəticəsi olaraq donor və akseptor səviyyələrinin enerjiləri müəyyən edilmişdir: $E_{aks} = 0,167 \text{ ev}$ və $E_{don} = 0,013 \text{ ev}$.

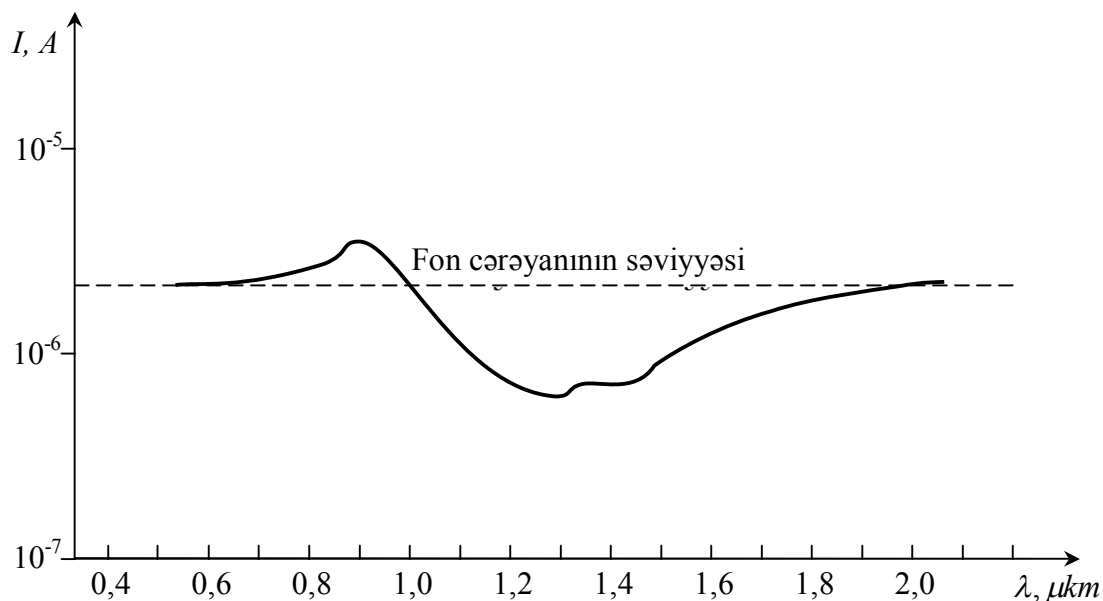
Fotokeçiriciliyin mexanizmini daha dərindən araşdırmaq üçün tərəfimizdən infraqırmızı şüalanmanın məxsusi fotokeçiriciliyə təsiri öyrənilmişdir.

Bunun üçün nümunənin bir tərəfinə qadağan olunmuş zonanın eninə uyğun $\lambda = 0,81 \text{ mk}$ dalğa uzunluqlu monoxromatik işıq şüası yönəldirilmişdir. Kristalın üzərinə bu şüaya perpendikulyar olaraq infraqırmızı oblastdan müxtəlif dalğa uzunluqlu monoxromatik işıq şüaları yönəltməklə məxsusi fotocərəyanın dalğa uzunluğundan asılı olaraq dəyişməsi öyrənilmişdir (şəkil 1).



Şəkil 1. Təcrübənin sxematik təsviri.

Şəkil 2-də CuInS_2 monokristallarında 77K temperaturda məxsusi fotokeçiriciliyin infraqırmızı (IQ) sönməsinin spektral asılılığı göstərilmişdir.



Şəkil 2. Məxsusi fotokeçiriciliyin infraqırmızı (IQ) sönməsinin spektral asılılığı ($T=77K$).

Ordinat oxunda nümunənin üzərinə IQ oblastdan müəyyən dalğa uzunluqlu işıq salındığı hal üçün məxsusi fotocərəyanın ($\lambda = 0,81 \text{ mk}$) qiyməti qeyd olunmuşdur. Şəkildən görüldüyü kimi IQ sönmə spektrin çox geniş intervalında müşahidə olunur. Uzun dalğa tərəfi iki oblasta ayırmaq olar: bunlardan birinin qırmızı sərhəddi $\lambda_1 = 1,64 \text{ mkm}$ (ekstropolyasiya ilə təyin olunub) digərininki isə $\lambda_1 = 1,80 \text{ mkm}$ -a uyğun gəlir.

Məxsusi fotocərəyanın IQ sönməsinin spektrində iki oblastın müşahidə olunması onu göstərir ki, CuInS_2 monokristallarında yükdaşıyıcıların rekombinasiyasında iki mərkəz iştirak edir. Bu səviyyələrin IQ sön mənin qırmızı sərhəddinə əsasən təyin olunmuş qiymətləri $E_1 = 0,69 \text{ eV}$ və $E_2 = 0,75 \text{ eV}$ olmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, aşqar fotokeçiricilik oblastında müşahidə etdiyimiz donor-akseptor keçidi infraqırmızı sönmə ilə əlaqədar deyil.

УШИРЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ НАНОПОРИСТОГО КРЕМНИЯ ПРИ ЕСТЕСТВЕННОМ ОКИСЛЕНИИ

Ф.А. Рустамов, М.З. Мамедов, Н.Г. Дарвишов, Е.Ю. Боброва, Х. О. Гафарова

*Бакинский Государственный Университет,
НИИ Физических Проблем, Отдел Физики Полупроводников*

В настоящее время пористый кремний (ПК) является перспективным материалом с большими потенциальными прикладными возможностями в оптоэлектронных интегральных схемах на основе кремния [1,2]. В отличие от самого кремния, который при комнатной температуре не обладает видимой фотолюминесценцией, пористый кремний проявляет достаточно яркую красно-оранжевую фотолюминесценцию. Исследованию

люминесцентных свойств пористого кремния посвящено достаточно много научных работ [1-4]. Исследовались спектры люминесценции при криогенных и комнатных температурах, изменение этих спектров в зависимости от технологии приготовления, трансформация этих спектров при выдержке в различных газах и жидкостях. Спектры фотолюминесценции пористого кремния обычно имеют сложный характер и являются суперпозицией нескольких Гауссианов [5,6]. Это связывается с наличием различных центров излучательной рекомбинации. Исследования показывают при этом сдвиг максимумов фотолюминесценции с течением времени в коротковолновую область и рост ее интенсивности. Причиной этому является окисление нанокристаллитов кремния, уменьшение их размеров и, как следствие, уширение запрещенной зоны вследствие квантоворазмерного эффекта. Но исследование только лишь фотолюминесценции не может однозначно указывать на уширение запрещенной зоны, так как она связана не только с рекомбинацией в нанокристаллитах, но связана также с процессами рекомбинации на поверхности кристаллитов. Для изучения электронных переходов, ответственных за видимую люминесценцию в пористом кремнии, следует идентифицировать и выделить отдельные ее компоненты. Метод спектроскопии возбуждения люминесценции (СВЛ), являясь нечувствительным к состоянию поверхности, может быть использован для изучения специфических процессов возбуждения, ответственных за люминесценцию при выбранной длине волны [7,8].

В данной работе слои ПК были получены методом электрохимического травления на подложке p-Si с ориентацией (111) и удельным сопротивлением 0.1 Ом·см. Для создания омического контакта на тыльную сторону пластинки термическим испарением наносился слой Al пленки с последующим вжиганием его при температуре 450°C в течение 40 мин.. Площадь обрабатываемой поверхности составляла 1 см². В качестве травителя был выбран 15% раствор плавиковой кислоты в изопропиловом спирте. Время травления составило 10 с при плотности тока анодизации 20 мА/см². После травления образцы промывались бидисциллированной водой, затем изопропиловым спиртом и высушивались в струе N₂. Для исследования влияния естественного окисления при обычных лабораторных условиях, измерение спектров фотолюминесценции и возбуждения проводились в течении 6 месяцев.

На Рис.1 показаны спектры фотолюминесценции полученного образца измеренных через 1 день (сплошная линия), 1 месяц (штриховая линия), 3 месяца (пунктир) и 6 месяцев (штрих-пунктир) после травления при возбуждении излучением 350 nm, измеренные при комнатной температуре. Как и ожидалось, при естественном окислении пленок пористого кремния максимум спектров ФЛ с течением времени смещался в высокоэнергетическую область с 1.75 эВ до 1.85 эВ, а ее интенсивность возрастала. Полуширина этих спектров составляла ~ 0.37 эВ, хотя и слегка немонотонно изменялась с течением времени. Связывается это с квантоворазмерным уширением ширины запрещенной зоны в нанокристаллитах кремния, которые по мере окисления уменьшаются в размере. Из-за комплексности процессов возбуждения и рекомбинации методы ФЛ и поглощения не могут дать однозначную трактовку электронных процессов, протекающих в пористом кремнии. Процессы рекомбинации в самих нанокристаллитах

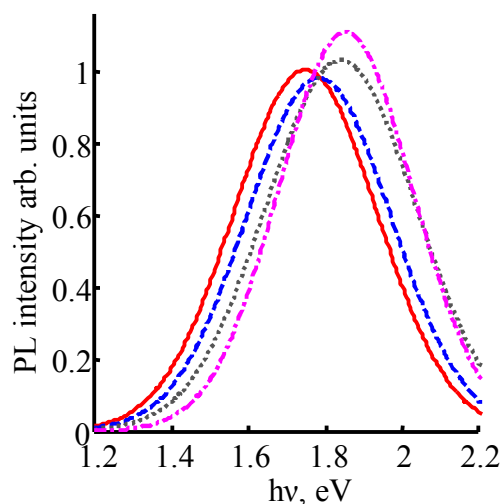


Рис.1. Изменение спектра фотолюминесценции при естественном окислении.

кремния, на болтающих связях, на поверхностных состояниях, на связях Si-H_x и Si-O_x, представляя различные каналы излучательной и безызлучательной рекомбинации, усложняют однозначную трактовку данных при исследовании спектров фотолюминесценции.

Поэтому в каждом случае были также исследованы спектры возбуждения фотолюминесценции (Рис.2). Было обнаружено смещение максимумов СВЛ с течением времени с 3.8 эВ до 3.96 эВ. Это смещение уже указывает на уширение оптической ширины запрещенной зоны нанокристаллитов со временем.

Если учесть, что травление проводилось нами всего 10 с, т.е. полученный образец довольно тонкий ($\alpha d \ll 1$, α - коэффициент поглощения, d - толщина пористого кремния), то низкоэнергетическое крыло спектров СВЛ должно быть пропорциональным коэффициенту поглощения, и анализ этих спектров может дать информацию об оптической ширине запрещенной зоны [7,8]. На Рис.2 показаны зависимости $(I_{\text{PLE}} h\nu)^{1/2}$ от $h\nu$ и их экстраполяция прямыми линиями в низкоэнергетической области. Хорошая экстраполяция этих зависимостей прямыми линиями свидетельствует о непрямозонном характере поглощения, который остается неизменным при естественном окислении, а точки пересечения их с осью $h\nu$ позволяют судить о значении оптической ширины запрещенной зоны. С течением времени при естественном окислении наблюдается увеличение этого значения от 2 эВ до 2.3 эВ.

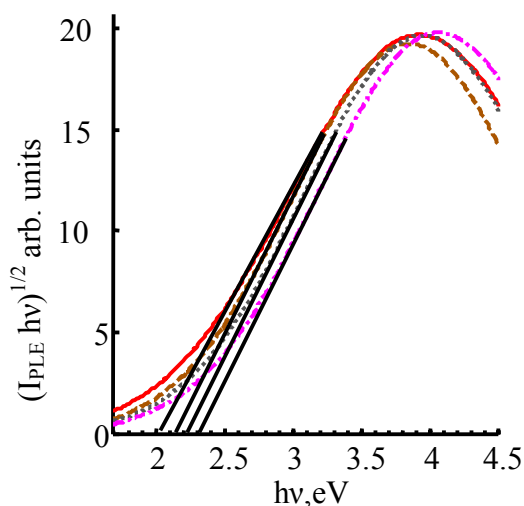


Рис.2. Изменение спектра возбуждения ФЛ при естественном окислении

По мере естественного окисления пленок ПК гидратные связи заменяются на более стабильные кислородные связи и при этом размеры остова нанокристаллитов кремния уменьшаются. На Рис.2 видно, что точки пересечения экстраполяционных прямых с осью $h\nu$, указывая на оптическую ширину запрещенной зоны, смещаются в высокоэнергетическую область при естественном окислении. Это подтверждает модель квантово-размерного уширения запрещенной зоны, при котором с уменьшением размеров нанокристаллитов кремния ширина запрещенной зоны увеличивается.

ЛИТЕРАТУРА

1. L.T. Chanham. Properties of porous silicon. EMIS Data Review Series No. 18, London, 1997, 424.
2. V. Lehmann. Electrochemistry of Silicon. New York: Willey VCH. 2002, 277.
3. M. Bruno, M. Palumbo, A. Marini, R.D. Sole, S. Ossicini. Phys. Rev. Lett. **98**, 2007, 1.
4. C. Delerue, G. Allan, M. Lannoo. Phys. Rev. B, **48**, 1993, 11024.
5. Ki-Won Lee, Young-You Kim. J. Korean Phys. Society. **45**, 2004, 1127.
6. Рустамов Ф.А. М.З. Мамедов, Н.Х. Дарвишов, С.Р. Мурадов, Е.Ю.Боброва. АМЕА, Хəбərlər. 2009, с. XXIX, № 5, с.132-135
7. Z.C. Feng, R. Tsu. Porous Silicon. World Scientific (Singapore), 1994, p.175
8. A. Kux, M.B. Chorin. Mat.Res.Soc.Symp.Proc., **358**, 1995, 447

**BİNAR BƏRK MƏHLULLARIN MONOKRİSTALLARININ ZONA
ƏRİTMƏ YOLU İLƏ ALINMASINDA TƏRKİB HAMARLANMASININ YENİ
TƏTBİQİ**

V.İ. Tahirov, Ə.F. Quliyev, Z.Y. Həsənov, Ü.V. Tahirov, N.F. Qəhrəmanov
Sumqayıt Dövlət Universiteti

Məlumdur ki, binar bərk məhlulların biricins tərkib paylanmasına malik polikristal xəlitələrini almaq üçün zona əritmə üsulundan istifadə edilir. Bunun üçün hər hansı üsulla (əsasən, kəskin soyutmaq yolu ilə) alınmış binar bərk məhlul xəlitəsi bir ucundan başlayaraq zona əritmə yolu ilə yenidən kristallaşmaya uğradılır. Ərimiş zona xəlitənin sonuna çatdıqdan sonra o, əks istiqamətdə hərəkət etdirilərək xəlitənin əvvəlki ucuna doğru sonadək çatdırılır. Lazım gəldikdə bu proses bir neçə dəfə (cüt sayda) təkrar etdirilir. Bu zaman xəlitənin əsas hissəsində tərkib müntəzəm paylanmış olur. Bu əməliyyat zona əritməklə tərkibin hamarlanması üsulu adlanır. Bu üsulu binar bərk məhlulların monokristallarını zona əritmə yolu ilə alarkən tətbiq etdikdə monokristallıq pozulduğu üçün nəticə uğursuz olur. Ancaq hazırkı işdə bu uğursuzluğun aradan qaldırma yolu tapılmışdı. İstiqamətlənmiş kristallizasiya ilə alınmış xəlitəni bir dəfə zona əritmə üsuluna uğratdıqda onda tərkibin paylanması [1]-də verilmişdir. Burada sonuncu ℓ uzunluğundakı məsafədə ikinci komponentin konsentrasiyası tədricən azalaraq sıfıra çatır. Buradan isə aydın olur ki, əgər xəlitənin bu ucunu birinci komponentdən (baxdığımız halda *Ge*-dan) düzəldilmiş monokristal özəklə kontakta gətirib zona əritməni əks istiqamətdə davam etdirsək, biz tərkib paylanması «hamarlanmış» monokristal yetişdirə bilərik. Burada yenə də ilkin əridilmiş zonanı monokristal özək üzərində yaratmaq lazımdır. Zona əritməni ikinci dəfə əks istiqamətdə davam etdirmək üçün hesablamada birinci prosesdəki tərkib paylanmasını «tərsinə çevirmək» lazımdır.

Xəlitə boyunca tərkibin dəyişməsinə [1] istifadə etmək üçün onu əks istiqamətə çevirməliyik, bunun üçün birinci və ikinci mərhələnin yerini dəyişmək, vt -nin əvəzinə $(L + \ell - vt)$ yazmaq, y dəyişənini isə belə ifadə etmək lazımdır:

$$y = \frac{k}{\ell}((L + \ell) - vt), \quad t = \frac{L + \ell}{v} - \frac{\ell}{kv}y \quad dt = -\frac{\ell}{kv}dy \quad (1)$$

Burada L -xəlitənin uzunluğu, ℓ -ərimiş zonanın eni, k - ikinci komponentin birincidə paylanma əmsali, v - zonanın hərəkət sürəti, t -zamandır (yerdəyişmə $x = vt$ -dir). Bunları nəzərə alsaq, xəlitə boyunca tərkib paylanmasını *Ge* – *Si* bərk məhlulları üçün bu şəkildə yazarıq:

$$C_1(t) = \begin{cases} 0,88C_0k \cdot \left(\frac{vt}{\ell}\right)^{k-1}, & 0 \leq t \leq t_1 = \frac{\ell}{v} \\ kC_0 \left(\frac{\ell}{kL}\right)^{k-1} \{y^5 - 5y^4 + 5 \cdot 4y^3 - 5 \cdot 4 \cdot 3y^2 + 5 \cdot 4 \cdot 3 \cdot 2y - \\ - 5 \cdot 4 \cdot 3 \cdot 2 \cdot 1 + 5 \cdot 4 \cdot 3 \cdot 2 \cdot 1 \cdot \exp(-y)\}, & t_1 \leq t \leq t_2 = \frac{L + 2\ell}{v} \end{cases} \quad (2)$$

Burada y -in yerinə onun (1)-dəki ifadəsini yazmaq lazımdır.

Zona əritmə üçün kəsilməzlik tənliyi belə ifadə olunur:

$$\dot{C}_3(t) + \frac{kv}{\ell}C_3(t) = \frac{v}{\ell}C_1(t) \quad (3)$$

Burada C - ikinci komponentin konsentrasiyasıdır, 1,2 və 3 indeksləri parametrlərin uyğun olaraq xəlitəyə, kristallaşan hissəyə və əridilmiş zonaya aid olduğunu göstərir.

(2)-nin qiymətini (3)-də yerinə yazıb onu həll etsək, yetişdirilmiş monokristal boyunca ikinci komponentin konsentrasiyasının dəyişmə qanununu belə alarıq:

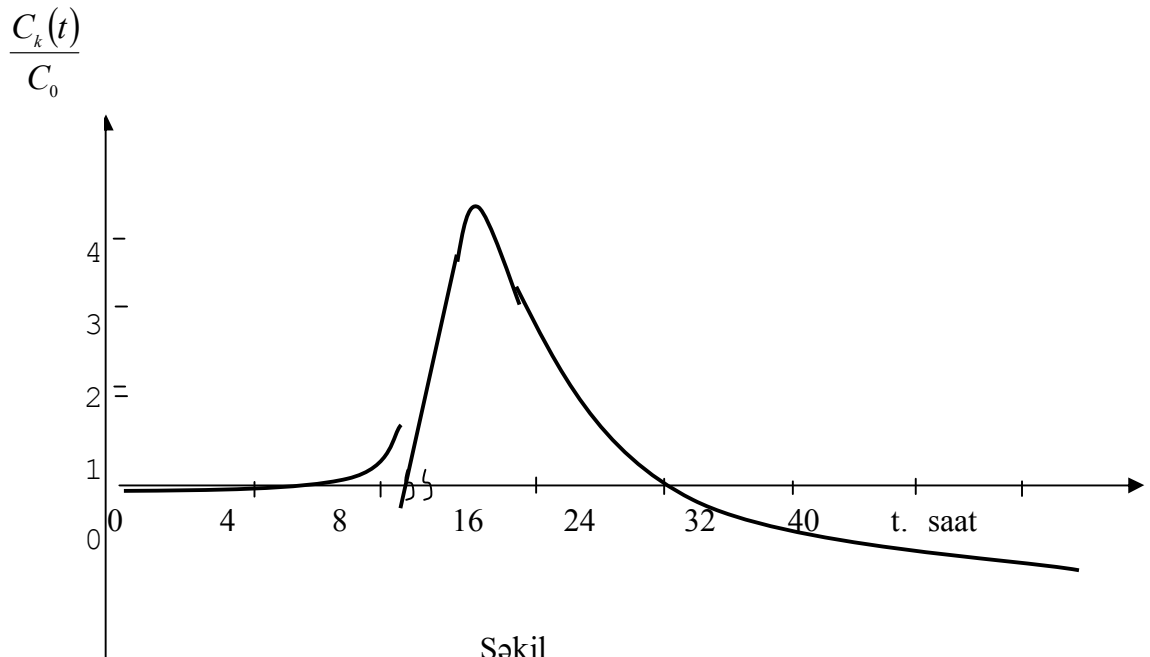
$$\frac{C_2(t)}{C_0} = \frac{kC_3(t)}{C_0} = \begin{cases} k \cdot 0,88 \left(\frac{\ell}{kL}\right)^{k-1} \{x^5 - 5x^4 + 5 \cdot 4x^3 - 5 \cdot 4 \cdot 3x^2 + 5 \cdot 4 \cdot 3 \cdot 2x - \\ - 5 \cdot 4 \cdot 3 \cdot 2 \cdot 1 + 5 \cdot 4 \cdot 3 \cdot 2 \cdot 1 \cdot \exp(-x)\}, & x = \frac{kvt}{\nu}, 0 \leq t \leq t_1 = \frac{\ell}{\nu} \\ k \cdot \left(\frac{\ell}{kL}\right)^{k-1} [y^5 + 5 \cdot 4y^3 + 5 \cdot 4 \cdot 3 \cdot 2y - 5 \cdot 4 \cdot 3 \cdot \exp(-y)] + \\ + \frac{A''}{C_0} k \cdot \exp\left(-k \frac{(L+\ell)}{\ell} + y\right), & t_1 \leq t \leq \frac{L+\ell}{\nu} = t_2 \\ y = k \left(\frac{L+\ell - vt}{\ell}\right) \end{cases} \quad (4)$$

$k = 6$, $\ell = 16mm$, $L = 100mm$, $\nu = 2 \frac{mm}{saat}$ qiymətləri üçün ikinci komponentin

konsentrasiyasının yetişdirilmiş monokristal boyunca (4)-dən hesablanmış dəyişmə qanunu şəkil 1-də verilmişdir.

Göründüyü kimi, alınmış monokristal boyunca ikinci komponentin konsentrasiyası sıfırdan başlayaraq əvvəl tədricən, sonra isə daha kəskin artır, maksimumdan keçir, tədricən azalır və asimptotik olaraq sıfıra yaxınlaşır. Konsentrasiyanın başlanğıcda dəyişməsindən aydın olur ki, zonanı əks istiqamətdə yönəldərkən ilkin əridilmiş zonanı tamamilə monokristal özəyində deyil, onun yarısını xəlitənin üzərinə sürüşdürmək daha da əlverişli ola bilər.

Tərkibin şəkil 1-də göstərilmiş paylanması varizionalı quruluşların düzəldilməsi üçün böyük uğurla istifadə edilə bilər.



Şəkil

1. İkinci komponentin konsentrasiyasının alınmış monokristal boyunca (4) –dən hesablanmış dəyişmə qanunu.

ƏDƏBİYYAT

1. Tahirov V.İ., İbrahimova A.R., Tahirov Ü.V., Qəhrəmanov N.F. Zona əritmə yolu ilə hazırlanmış qidalandırıcının tətbiqi ilə binar bərk məhlul monokristallarının alınma üsulu. BDU “Elmi Xəbərlər”, Fizika-riyaziyyat elmlər seriyası, Bakı, 2004, №2, s. 88-94.

MİOMODULİN F MOLEKULUNUN YAN ZƏNCİRLƏRİNİN KONFORMASIYA İMKANLARI

N.A.Əhmədov, R.M.Abbash, L.İ.İsmayılova

Fizika Problemləri İnstitutu, Bakı Dövlət Universiteti,

e-mail: Namiq.49@bk.ru

Miomodulin neyropeptidlər fəsiləsinə aiddirlər. Onlar neyrotransmitterlərin köməyi ilə neyronların və membran cərəyanlarının həyəcanlaşmasına modulluşdırıcı təsir göstərir. Miomodulin həm də K^+ , Ca^{++} ionlarının daşınması üçün müxtəlif ion kanallarını modulluşdırır, sensor neyronlarının elektrofizioloji xassələrinə tormozlaşdırıcı təsir göstərir [1-2].

Ser1-Leu2-Asn3-Met4-Leu5-Arg6-Leu7-NH₂ – miomodulin F molekulu yeddi aminturşu qalıqından, 128 atomdan və 45 ikiüzlü fırlanma bucağından ibarətdir. Molekulun potensial enerjisi qeyri-valent, elektrostatik, torsion qarşılıqlı təsir enerjilərinin və hidrogen rabitəsi enerjisinin cəmi şəklində seçilmişdir. Molekulun fəza quruluşu onu fraqmentlərə ayırmaqla nəzəri konformasiya analizi üsulu ilə öyrənilmişdir və bu bizim əvvəlki tədqiqatlarımızın davamıdır [3-5].

Əvvəlcə molekulun N-tərəf Ser1-Leu2-Asn3-Met4 tetrapeptid və C-tərəf Met4-Leu5-Arg6-Leu7-NH₂ tetrapeptid fraqmentlərinin konformasiya imkanları onları əmələ gətirən aminturşu qalıqlarının stabil konformasiyaları əsasında öyrənilmişdir. İkinci mərhələdə N- və C-tərəf tetrapeptid fraqmentlərinin stabil konformasiyaları əsasında heptapeptid Ser1-Leu7-NH₂ molekulunun fəza quruluşu hesablanmışdır. Hesablamaların nəticələri göstərir ki, şeyplərin, əsas zəncirin formalarının və konformasiyaların enerjilərinə görə kəskin differensiasiya gedir. 0-10.0 kkal/mol enerji intervalına heptapeptid molekulun 10 konformasiyası düşür. Həmin konformasiyalar, onlara qeyri-valent, elektrostatik, torsion qarşılıqlı təsir enerjilərinin verdikləri pay, ümumi və nisbi enerjiləri cədvəl 1-də göstərilmişdir.

Aminturşu qalıqları ardıcılığından görüldüyü kimi heptapeptid molekula hidrofob yan zəncirli leysin, metionin, hidrofil yan zəncirli serin, asparagin və müsbət yüklənmiş yan zəncirli arginin daxildir. Ona görə də qeyd olunan aminturşu qalıqlarının yan zəncirlərinin stabil konformasiyalarda hansı konformasiya sərbəstliklərinə malik olduqlarını bilmək əhəmiyyət kəsb edir. Aminturşu qalıqlarının konformasiya imkanlarını bilməklə onların reseptor molekulları ilə müxtəlif qarşılıqlı təsirlərdə iştirak edə biləcəkləri haqqında mülahizələr söyləmək olar.

Ser1-Leu2-Asn3-Met4-Leu5-Arg6-Leu7-NH₂ molekulunun ən stabil konformasiyası B₂₂B₁₂B₁₁B₂₁₂₂R₂₁B₃₃₂₂R₂₁-dir. Bu konformasiya molekulun əsas zəncirinin və yan zəncirlərinin fəzada yerləşməsinə göstərir (şəkil 1). Qlobal konformasiyada molekulun N-tərəf tetrapeptid fraqmenti və C-tərəf dipeptid fraqmenti əsas zəncirin açılmış formasını əmələ gətirir və onları bir-birindən əsas zəncirin R formasında olan beşinci leysin ayırır. Qlobal konformasiyada Ser1, Leu2, Asn3, Met4, leu5, Arg6, Leu7-nin yan zəncirlərinin ikiüzlü fırlanma bucaqları ətrafında konformasiya xəritələri qurulmuşdur.

Ser1-in yan zəncirinin χ^1 - χ^2 ikiüzlü fırlanma bucaqları ətrafında qurulmuş konformasiya xəritəsi göstərir ki, o tam konformasiya sərbəstliyinə malikdir və asanlıqla istənilən reseptorla qarşılıqlı təsirdə ola bilər. İkinci leysin yan zəncirinin χ^1 - χ^2 ikiüzlü fırlanma bucaqları ətrafında qurulmuş konformasiya xəritəsi göstərir ki, o heç bir konformasiya mütəhərrikiyinə malik deyil, yalnız hesablamadan tapılmış vəziyyətdə ola bilər.

Asn3-ün yan zəncirinin konformasiya imkanlarını öyrənmək üçün qurulmuş konformasiya xəritəsi göstərir ki, o tam konformasiya sərbəstliyinə malik olur və istənilən molekullarla qarşılıqlı təsir yarada bilər. Dördüncü metionin yan zəncirinin ikiüzlü fırlanma bucaqları ətrafında qurulmuş konformasiya xəritələri göstərir ki, yalnız χ^1 bucağı (-180^0) – (-120^0) intervalında, χ^2 bucağı isə (-60^0) – (-120^0) intervalında konformasiya sərbəstliyinə malik olur.

Konformasiya xəritəsinin qurulması göstərdi ki, leu5 heç bir konformasiya sərbəstliyinə malik olmur, yalnız hesablama nəticəsində tapılmış vəziyyəti enerji cəhətdən əlverişli olur.

Arg6-nin yan zəncirinin χ^1 - χ^2 , χ^2 - χ^3 , və χ^3 - χ^4 bucaqları ətrafında qurulmuş konformasiya xəritələri göstərdi ki, bu bucaqlar ətrafında kifayət qədər konformasiya mütəhərriqliyinə malikdir və digər reseptorlarla asanlıqla qarşılıqlı təsirdə ola bilər.

Yeddinci aminturşu qalığı leysin dördüncü yan zənciri konformasiya sərbəstliyinə malik deyil, yalnız hesablama təyini olunmuş vəziyyətdə ola bilər.

Miomodulin F molekulunu əmələgətirən aminturşu qalıqlarının yan zəncirlərinin konformasiya imkanlarının yan zəncirlərin ikiüzlü fırlanma bucaqları ətrafında konformasiya xəritələri qurmaqla öyrənilməsi göstərdi ki, molekula daxil olan hidrofilyan zəncirli aminturşu qalıqları Ser1, Asn3 və müsbət yüklənmiş yan zəncirli Arg6 tam konformasiya mütəhərriqliyinə malik olur, hidrofob yan zəncirli Leu2, Leu5 və Leu7 aminturşu qalıqları isə konformasiya sərbəstliyinə malik olmur.

Ser1-Leu2-Asn3-Met4-Leu5-Arg6-Leu7-NH₂ miomodulin F molekulunun stabil konformasiyaları, onlara qeyri valent, elektrostatik, torsion qarşılıqlı təsir enerjilərinin verdikləri pay, ümumi və nisbi enerjiləri.

Cədvəl 1

| № | konformasiya | U _{q.v} | U _{el.} | U _{tor.} | U _{üm.} | U _{nis.} |
|----|---|------------------|------------------|-------------------|------------------|-------------------|
| 1 | B ₂₂ B ₁₂ B ₁₁ B ₂₁₂₂ R ₂₁ B ₃₃₂₂ R ₂₁ | -37.1 | 9.1 | 4.7 | -23.4 | 0 |
| 2 | R ₂₂ B ₂₁ R ₁₁ B ₂₁₂₂ R ₂₁ B ₃₃₂₂ R ₂₁ | -35.0 | 8.6 | 4.8 | -21.6 | 1.8 |
| 3 | R ₂₂ R ₂₁ R ₂₁ B ₂₂₂₂ B ₁₂ B ₃₁₂₂ R ₂₁ | -34.4 | 8.3 | 4.8 | -21.4 | 2.0 |
| 4 | R ₂₂ R ₂₁ R ₁₁ R ₂₂₂₂ B ₁₂ B ₃₃₂₂ R ₂₁ | -35.9 | 8.8 | 5.9 | -21.2 | 2.2 |
| 5 | B ₂₂ B ₂₁ R ₃₁ B ₂₁₂₂ R ₂₁ B ₃₃₂₂ R ₂₁ | -35.0 | 9.0 | 4.9 | -21.2 | 2.2 |
| 6 | R ₂₂ R ₁₂ B ₂₁ B ₂₁₂₂ R ₁₂ B ₃₃₂₂ R ₂₁ | -34.9 | 10.0 | 6.0 | -18.9 | 4.5 |
| 7 | R ₂₂ R ₂₁ R ₃₁ B ₂₁₂₂ B ₂₁ B ₃₁₂₂ R ₂₁ | -32.5 | 9.0 | 5.1 | -18.4 | 5.0 |
| 8 | R ₂₂ R ₂₁ R ₁₁ B ₂₃₂₂ B ₂₁ B ₃₃₂₂ B ₃₂ | -30.0 | 8.1 | 5.8 | -16.1 | 7.3 |
| 9 | R ₂₂ R ₂₁ R ₃₁ R ₂₂₂₂ B ₂₁ B ₃₃₂₂ B ₃₂ | -30.0 | 8.0 | 7.4 | -14.6 | 8.8 |
| 10 | B ₂₂ R ₂₁ R ₂₁ B ₂₂₂₂ R ₂₁ R ₃₃₂₂ R ₂₁ | -32.1 | 10.0 | 8.1 | -13.6 | 9.8 |

СТРУКТУРНО-ФУНКЦИОНАЛЬНАЯ ОРГАНИЗАЦИЯ ПЕПТИДНЫХ МОЛЕКУЛ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ КОМПЛЕКСОВ

Л.И. Исмаилова

*Институт Физических Проблем, Бакинский Государственный Университет
e mail: larisa_ismailova@yahoo.com*

Принципы и механизмы действия пептидных молекул можно определить, если решить задачу их структурной и структурно-функциональной организации. Поэтому изучение пространственной структуры пептидов, ее возможности изменять свою конформацию при взаимодействии с другими молекулами является важной и актуальной проблемой молекулярной физики и биофизики.

Компьютерное моделирование, основанное на использовании метода теоретического конформационного анализа, было выполнено для исследования

пространственной структуры молекул кардиоактивных пептидов: Phe-Met-Arg-Phe-NH₂, Phe-Ile-Arg-Phe-NH₂, Leu-Pro-Leu-Arg-Phe-NH₂, Glu-Phe-Leu-Arg-Ile-NH₂, Pro-Phe-Tyr-Arg-Ile-NH₂ и Glu-Phe-Phe-Pro-Leu-NH₂, Lys-Ser-Ala-Phe-Val-Arg-Phe-NH₂, Pro-Gln-Asp-Pro-Phe-Leu-Arg-Ile-NH₂, Met-Asn-Tyr-Leu-Ala-Phe-Pro-Arg-Met-NH₂, Pro-Asp-Val-Asp-His-Val-Phe-Leu-Arg-Phe-NH₂ и Ala-Pro-Asn-Phe-Leu-Ala-Tyr-Pro-Arg-Leu-NH₂. Полученная информация о первичной структуре и функциональных особенностях кардиоактивных пептидов позволили нам поставить для исследования следующие задачи:

1. Определение всех возможных пространственных структур класса кардиоактивных пептидных молекул и выявление у них наиболее предпочтительных по энергии, физиологически активных состояний.
2. Нахождение искусственных аналогов пептидов посредством предсказания различных химических модификаций аминокислотных последовательностей данных природных пептидных молекул.
3. Сопоставление пространственного строения отдельных кардиоактивных пептидных молекул и выявление общих структурных свойств, определяющих механизм их функционирования.

Остановимся подробно на определении пространственного строения нонапептида Met1-Asn2-Tyr3-Leu4-Ala5-Phe6-Pro7-Arg8-Met9-NH₂, который принадлежит к семейству нейропептида FMRFамида. Специфика аминокислотной последовательности продиктовала следующую схему конформационного анализа нонапептидной молекулы. На первом этапе на основе низкоэнергетических конформаций монопептидов были изучены конформационные возможности трех тетрапептидных участков молекулы Met1-Asn2-Tyr3-Leu4 (76 атомов, 26 переменных двугранных углов), Leu4-Ala5-Phe6-Pro7 (66 атомов, 18 переменных двугранных углов) и Phe6-Pro7-Arg8-Met9 (77 атомов и 18 переменных двугранных углов). Этот расчет позволил найти все возможные для тетрапептидов конформационные состояния, выявить из них наиболее предпочтительные по энергии, оценить роль взаимодействий между соседними остатками в дифференциации форм по энергии. Лучшие представители всех форм основной цепи и шейпов были учтены при расчете гептапептида Met1-Pro7 и нонапептида Met1-Met9-NH₂.

Представители 17-ти шейпов гептапептидной молекулы и 4-х шейпов тетрапептида составили свыше 110 начальных нулевых вариантов, принадлежащих 80 различным шейпам природной нонапептидной молекулы. Относительная энергия конформаций нонапептида изменяется в пределах 0÷24.5 ккал/моль. Из 80 рассмотренных шейпов интерес представляют лишь 17 (табл. 1). Можно выделить четыре группы низкоэнергетических шейпов: 1—eeeffee, eeeffeff; 2 – eefefee, eefefef, eefefeff; 3 – fffffee, fffffee, fffffee; 4 – fffffee, fffffee, fffffee, внутри которых конформации отличаются лишь положением С-концевого трипептидного фрагмента. Самой низкоэнергетической из всех рассчитанных конформаций является V₃₂₂₂V₂₁V₁₁R₃₂₂₂R_{V11}RR₃₃₂₂R₂₂₂₂, которая принадлежит шейпу eeeffeff. Вклад невалентных взаимодействий в ней составляет (-45.1 ккал/моль), электростатических взаимодействий 13.4 ккал/моль и торсионных взаимодействий 4.2 ккал/моль (табл.1).

Шейпы, оптимальные конформации, энергетические вклады невалентных, электростатических, торсионных взаимодействий нонапептидной молекулы Met1-Met9-NH₂

| N | ШЕЙП | КОНФОРМАЦИЯ | U _{нев} | U _{эл} | U _{тор} | U _{отн} |
|----|-----------|---|------------------|-----------------|------------------|------------------|
| 1 | eeefeeee | B ₃₂₂₂ B ₂₁ B ₃₁ R ₃₂₂₂ B B ₁₁ B B ₂₂₂₂ B ₃₁₂₂ | -36.5 | 9.7 | 4.8 | 5.5 |
| 2 | eeefeeef | B ₃₂₂₂ B ₂₁ B ₃₁ R ₃₂₂₂ B B ₂₁ B R ₂₂₂₂ R ₃₂₂₂ | -35.8 | 10.0 | 4.0 | 5.7 |
| 3 | eeefefff | B ₃₂₂₂ B ₂₁ B ₃₁ B ₃₂₂₂ R B ₁₁ R R ₃₃₂₂ R ₃₃₂₂ | -36.2 | 10.3 | 3.7 | 5.3 |
| 4 | eeefeeff | B ₃₂₂₂ B ₂₁ B ₃₁ R ₃₂₂₂ B B ₁₁ R R ₃₃₂₂ R ₃₃₂₂ | -44.0 | 12.5 | 4.5 | 0.5 |
| 5 | eeeffeff | B ₃₂₂₂ B ₂₁ B ₁₁ R ₃₂₂₂ R B ₁₁ R R ₃₃₂₂ R ₂₂₂₂ | -45.1 | 13.4 | 4.2 | 0.0 |
| 6 | efeffeff | B ₂₁₂₂ R ₂₁ B ₃₁ R ₂₁₂₂ R B ₁₁ R R ₃₃₂₂ R ₂₂₂₂ | -36.7 | 10.9 | 3.4 | 5.1 |
| 7 | eeefeeff | B ₃₂₂₂ B ₂₁ R ₃₁ B ₂₁₂₂ B B ₁₁ R R ₃₃₂₂ R ₃₃₂₂ | -37.7 | 10.6 | 3.8 | 4.0 |
| 8 | eefefeee | B ₃₂₂₂ B ₂₁ R ₃₁ B ₂₁₂₂ R B ₂₁ B B ₃₃₂₂ B ₃₃₂₂ | -41.4 | 9.8 | 4.8 | 0.7 |
| 9 | eefefeeff | B ₃₂₂₂ B ₂₁ R ₃₁ B ₂₁₂₂ R B ₂₁ B R ₃₃₂₂ R ₃₃₂₂ | -37.7 | 10.2 | 4.3 | 4.3 |
| 10 | eefefeff | B ₃₂₂₂ B ₂₁ R ₃₁ B ₂₁₂₂ R B ₁₁ R R ₃₃₂₂ R ₂₂₂₂ | -39.0 | 10.2 | 4.6 | 1.3 |
| 11 | fffefeff | R ₂₂₂₂ R ₂₁ R ₃₁ B ₂₁₂₂ R B ₁₁ R R ₃₃₂₂ R ₃₃₂₂ | -36.8 | 10.1 | 5.6 | 6.6 |
| 12 | fffefeee | R ₂₂₂₂ R ₂₁ R ₃₁ R ₂₁₂₂ B B ₁₁ B B ₃₃₂₂ R ₃₁₂₂ | -40.8 | 11.2 | 4.8 | 2.5 |
| 13 | ffffeeef | R ₂₂₂₂ R ₂₁ R ₃₁ R ₂₁₂₂ B B ₁₁ B R ₃₃₂₂ R ₃₁₂₂ | -38.0 | 11.5 | 3.7 | 4.7 |
| 14 | fffefeff | R ₂₂₂₂ R ₂₁ R ₃₁ B ₂₁₂₂ R B ₁₁ R R ₃₃₂₂ R ₃₃₂₂ | -40.8 | 11.5 | 3.6 | 1.8 |
| 15 | ffffeeee | R ₂₁₂₂ R ₂₁ R ₃₁ R ₂₁₂₂ R B ₁₁ B B ₃₃₂₂ B ₃₁₂₂ | -36.3 | 11.6 | 5.2 | 8.0 |
| 16 | ffffeeef | R ₂₂₂₂ R ₂₁ R ₃₁ R ₂₁₂₂ R B ₁₁ B R ₂₂₂₂ R ₃₂₂₂ | -36.9 | 12.7 | 4.2 | 7.5 |
| 17 | ffffeeff | R ₂₂₂₂ R ₂₁ R ₃₁ R ₂₁₂₂ B B ₁₁ R R ₃₃₂₂ R ₃₃₂₂ | -39.5 | 12.3 | 4.1 | 4.4 |

Были найдены геометрические параметры нонапептидной молекулы. Такая количественная информация геометрии молекулы является особенно ценной, так как приводятся двугранные углы не только основной цепи молекулы, но и ее боковых цепей. Используемая нами программа позволяет определять также и координаты атомов в любой представляющей интерес конформации.

Низкоэнергетические конформации природного кардиоактивного нонапептида Met1-Asn2-Tyr3-Leu4-Ala5-Phe6-Pro7-Arg8-Met9-NH₂ были затем использованы в качестве исходных структурных вариантов для исследования конформационных возможностей искусственных аналогов природной молекулы.

Сопоставление аминокислотных последовательностей пептидных молекул FMRF-, LPLRF-, MNYLAFPRF- и PDVDHVFLRF- амидов и сравнение полученных результатов расчетов пространственного строения этих молекул позволяет сделать следующие заключения. Все кардиоактивные пептидные молекулы заканчиваются одинаковыми дипептидными концевыми фрагментами, включающими аминокислотные остатки аргинина и фенилаланина. Замена этих аминокислот на D-Ala в случае каждой из перечисленных молекул приводила к полному перераспределению низкоэнергетических конформационных структур, что позволяет сделать вывод о важности именно этих остатков для функциональных особенностей кардиоактивных молекул. Обращает на себя внимание тот факт, что независимо от длины аминокислотных последовательностей в этих пептидных молекулах (тетра-, пента-, нона- или декапептид) в низкоэнергетических структурах концевой тетрапептид имеет одинаковые конформации – шейп eff, то есть полусвернутый концевой участок молекулы. Такой ход основной цепи конца молекул направляет боковые цепи аргинина и фенилаланина в окружающую среду и делает боковые цепи Arg и Phe конформационно свободными для взаимодействия с рецептором.

Задача определения конформационных возможностей активных аминокислотных остатков в каталитически активном центре фермента решалась для молекулы лизоцима, который вызывает гидролиз гликопептидной оболочки некоторых бактерий. Основными

нитями этой бактериальной стенки служат цепочки из чередующихся остатков GlcNAc и MurNAc. Субстратом лизоцима является участок полисахарида, состоящий из шести чередующихся остатков GlcNAc и MurNAc.

В случае лизоцима, каталитически активными являются аминокислотные остатки Glu35 и Asp52. Они принимают непосредственное участие в процессе расщепления гликозидной связи, именно конформационные перестройки данных аминокислот ответственны за выполняемую ферментом каталитическую функцию. На основе механической модели молекулы фермента лизоцима были рассмотрены потенциальные поверхности боковых цепей аминокислотных остатков Glu35 и Asp52 в поле, как свободного фермента, так и его невалентного комплекса с тетрасахаридом.

Активный центр, выбранный согласно рентгеноструктурным данным, включал в себя 68 аминокислотных остатков, 947 атомов. Все эти остатки сближены в третичной структуре к функционально активным аминокислотам и образуют активный центр фермента лизоцима. Конформационная свобода вращения задавалась только для боковых цепей Glu35 и Asp52. Аминокислотные остатки Glu35 и Asp52, согласно рентгеноструктурным данным, находятся довольно далеко друг от друга. Были построены энергетические конформационные карты для боковых цепей функционально активных остатков Glu35 и Asp52 в активном центре фермента лизоцима обнаружили небольшую конформационную свободу по двугранным углам χ_1 , χ_2 для Glu35 и χ_1 Asp52, что доказывает готовность этих аминокислот к конформационным изменениям, необходимым для химических взаимодействий. Изменение положения угла χ_1 Glu35, необходимое для атаки на расщепляемую связь, происходит после образования невалентного комплекса.

Были построены конформационные карты для боковых цепей каталитически активных остатков. Построены энергетические конформационные карты для боковых цепей функционально активных остатков Glu35 и Asp52 в активном центре фермента лизоцима обнаружили небольшую конформационную свободу по двугранным углам χ_1 , χ_2 для Glu35 и χ_1 Asp52, что доказывает готовность этих аминокислот к конформационным изменениям, необходимым для химических взаимодействий. Изменение положения угла χ_1 Glu35, необходимое для атаки на расщепляемую связь, происходит после образования невалентного комплекса.