

AZƏRBAYCAN RESPUBLİKASI

Əlyazması hüququnda

**γ -KVANTLARLA VƏ ELEKTRONLARLA ŞÜALANDIRILMIŞ A^3B^6
LAYLI KRİSTALLARIN VƏ ONLARIN ÜÇQAT ANALOQLARININ
ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİ**

İxtisas: 2220.01 –Yarımkeçiricilər fizikası
Elm Sahəsi: Fizika

Fizika üzrə elmlər doktoru
elmi dərəcəsi almaq üçün təqdim olunmuş

D İ S S E R T A S İ Y A

İddiaçı: _____ **Ələkbər Əliheydər oğlu İsmayılov**

Elmi məsləhətçi: _____ **f.-r.e.d., Solmaz Nəriman qızı Mustafayeva**

_____ **f.-r.e.d., professor Qüdrət İsaq oğlu İsaqov**

Bakı – 2024

MÜNDƏRİCAT

	Səh.
GİRİŞ	6
I FƏSİL	
A³B⁶ LAYLI KRİSTALLAR VƏ ONLARIN ÜÇQAT ANALOQLARINDA TEXNOLOJİ PROSESLƏR	24
1.1. A ³ B ⁶ laylı kristallar və onların üçqat analoqlarının monokristallarının alınması və nümunələrin hazırlanması.....	27
1.2. A ³ B ⁶ laylı kristalların və onların üçqat analoqlarına xarici amillərin təsiri..	49
1.3. A ³ B ⁶ laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının γ -kvantları ilə şüalandırılması	50
1.4. A ³ B ⁶ laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının elektron seli ilə şüalandırılması	51
1.5. A ³ B ⁶ laylı kristalların və onların üçqat analoqlarına işığın təsiri	52
II FƏSİL	
A³B⁶ LAYLI KRİSTALLARIN VƏ ONLARIN ÜÇQAT ANALOQLARININ ELEKTRİK, DİELEKTRİK VƏ FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİNİN TƏDQIQAT ÜSULLARI	56
2.1. Elektrik xassələrinin tədqiqat üsulları.....	58
2.2. A ³ B ⁶ laylı kristalların və onların üçqat analoqlarında lokal səviyyələrin elektrik parametrlərinin tədqiqi üsulları.....	61
2.3. Dielektrik xassələrinin tədqiqat üsulları	75
2.4. Fotoelektrik xassələrinin tədqiqat üsulları	91
2.5. UTREKS kriostatlar sistemi.....	92
III FƏSİL	
A³B⁶ LAYLI KRİSTALLAR VƏ ONLARIN ÜÇQAT ANALOQLARININ SABİT VƏ DƏYİŞƏN ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİ	98

3.1. p-GaSe monokristallarında lokal halların parametrlərinə tallium aşqarlarının təsiri	109
3.2. InSe və InSe<Sn> monokristallarının elektrofiziki xassələri	119
3.3. TlS monokristallarında lokal hallar üzrə yükdaşıyıcıların köçürülməsi	125
3.4. TlS monokristallarının dielektrik nüfuzluğunun dispersiyası	132
3.5. TlInS ₂ monokristallarının qaranlıqda və ağ işıqda voltamper xarakteristikaları	136

IV FƏSİL

A³B⁶ LAYLI KRİSTALLARIN VƏ ONLARIN ÜÇQAT ANALOQLARININ SABİT VƏ DƏYİŞƏN ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİNƏ γ -ŞÜALARININ TƏSİRİ

4.1. p-GaSe və p-GaSe <Tl> monokristallarında sabit elektrik sahəsində halların parametrlərinə γ -şüalarının təsiri	152
4.2. p-GaSe monokristallarının dəyişən elektrik sahəsində dielektrik xassələrinə və elektrikkeçiriciliyinə γ -şüalarının təsiri	157
4.3. p-GaSe <Tl> monokristallarının dəyişən elektrik sahəsində elektrik və dielektrik xassələrinə γ -şüalarının təsiri	1643
4.4. GaSe və InSe monokristallarında öz-özünə kompensasiya hadisəsi	167
4.5. Şüalanmamış və γ -kvantları ilə şüalanmış p-GaSe <Tl> və n-InSe <Sn> monokristallarının energetik spektrləri	171
4.6. p-InSe və n-InSe<Sn> monokristallarının sabit elektrik sahəsində lokal hallarının parametrlərinə γ -şüalarının təsiri	174
4.7. TlInS ₂ monokristallarının VAX-na γ - kvantları ilə şüalanmanın təsiri	180
4.8. TlInS ₂ monokristallarının dəyişən elektrik sahəsində dielektrik xassələrinə və elektrikkeçiriciliyinə γ -şüalanmanın təsiri	185
4.9. TlGaSe ₂ monokristallarının sabit elektrik sahəsində lokal halların	

parametrlərinə γ - kvantları ilə şüalanmanın təsiri.....	195
4.10. TlGaSe ₂ monokristallarında dəyişən elektrik sahəsində radiasiya effektləri.....	2000
4.11. TlGaS ₂ monokristallarının dəyişən elektrik sahəsində dielektrik xassələrinə γ - şüalanmanın təsiri.....	210

V FƏSİL

A³B⁶ LAYLI KRİSTALLARIN VƏ ONLARIN ÜÇQAT ANALOQLARININ SABİT VƏ DƏYİŞƏN ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİNƏ SÜRƏTLƏNDİRİLMİŞ ELEKTRONLARIN TƏSİRİ.....

5.1. p-GaS monokristallarının dəyişən elektrik sahəsində elektrik və dielektrik xassələrinə elektron selinin təsiri.....	227
5.2 GaS monokristallarının sabit elektrik sahəsində elektrik xassələrinə sürətləndirilmiş elektronların təsiri	235
5.3. GaSe və InSe monokristallarında sabit elektrik sahəsində lokal halların parametrlərinə sürətləndirilmiş elektronların təsiri.....	239
5.4. Sabit elektrik sahəsində sürətləndirilmiş elektronların TlInS ₂ , TlGaSe ₂ və TlGaS ₂ monokristallarının sıçrayışlı keçiriciliyinə təsiri	243
5.5. Sürətləndirilmiş elektronların dəyişən elektrik sahəsində TlInS ₂ monokristallarının dielektrik xassələrinə və elektrikkeçiriciliyinə təsiri.....	248
5.6 . Sürətləndirilmiş elektronların dəyişən elektrik sahəsində TlGaSe ₂ monokristallarının dielektrik xassələrinə və elektrikkeçiriciliyinə təsiri.....	252
5.7. Sürətləndirilmiş elektronların dəyişən elektrik sahəsində TlGaS ₂ monokristallarının dielektrik xassələrinə və elektrikkeçiriciliyinə təsiri.....	2553

VI FƏSİL

A³B⁶ LAYLI KRİSTALLARIN VƏ ONLARIN ÜÇQAT

ANALOQLARININ ELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ İSİĞİN TƏSİRİ 259

6.1. Sürətlənmiş elektron seli ilə şüalanmış GaS, GaSe və InSe

monokristallarının elektrikkeçiriciliyinə işığın təsiri..... 266

6.2. p-InSe və n-InSe monokristallarının fotoelektrik xassələri 270

6.3. TlS monokristallarında injeksiya və termostimulyasiya cərəyanı 274

6.4.Sürətləndirilmiş elektron seli ilə şüalanmış TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ 279

monokristallarının elektrikkeçiriciliyinə işığın təsiri..... 279

6.5. TlGaS₂ monokristallarında cərəyanın uzunmüddətli relaksasiyası 282

NƏTİCƏ.....292

İSTİFADƏ EDİLMİŞ ƏDƏBİYYAT SİYAHISI..... 296

İXTİSARLARIN VƏ ŞƏRTİ İŞARƏLƏRİN SİYAHISI324

GİRİŞ

Mövzunun aktuallığı və işlənmə dərəcəsi. Son zamanlar A^3B^6 (A-Ga, In, Tl; B-Se, S) laylı kristallar və onların üçqat analoqlarının fiziki xassələrinə xarici amillərin təsiri intensiv surətdə öyrənilir. Bu kristallar geniş qadağan zolağa, kiçik yürüklüyə və güclü anizotropiyaya malikdirlər. Belə ki, bu monokristallarda atomlar arasında ion-kovalent, laylar arasında isə Van-der-Vaals əlaqələri mövcuddur. Qadağan zolaqlarında lokal səviyyələrin olması bu kristalların əsas xüsusiyyətlərindəndir. Lokal səviyyələrin əmələ gəlməsinə səbəb kristallarda struktur defektlərinin olması ilə əlaqədardır. Qadağan zolaqlarında olan lokal səviyyələrin sıxlığının böyük olması bu kristallarda deformasiya olunmuş və hətta qırılmış kimyəvi rabitənin mövcud olması ilə əlaqədardır. Bütün bunların məcmusu maddədə akseptor xüsusiyyətlərinin yaranmasına səbəb olur. Bu defektlər Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal səviyyələrin sıxlıqlarını artırır. Maddədə müxtəlif defektlərin əmələ gətirdiyi səviyyələr onların fiziki xassələrinin dəyişməsində böyük rol oynayır. A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının əsasında hazırlanmış cihazların işçi diapazonunu idarə etmək üçün kristallara müxtəlif amillərlə təsir olunur: bunlar aşqarlanır, γ -kvantları və elektron seli ilə şüalandırılır və s. Bu kristalların öyrənilməsinə səbəb onların fiziki xassələrinin maraqlı, tətbiq sahələrinin genişliyi və xarici təsirlərə qarşı həssas olmasıdır. A^3B^6 laylı kristalları və onların üçqat analoqları mikro-, nano-, və optoelektronikada müxtəlif funksional elementlərin hazırlanmasında perspektivli materiallardır. Bu kristallar unikal xüsusiyyətlərə malik olduqlarından onlardan optik modulyatorların, günəş enerjisi çeviricilərinin, optik şüalanmada mənbə və qəbuledicilərin, lazer şüalanmasında detektorların, qeyri-xətti optik çeviricilərdə, kosmik aparatların ölçü sistemlərinin layihələndirilməsində, nüvə reaktorlarında radioaktiv ölçmələrin aparılması üçün lazım olan daha həssas cihazların yaradılmasında, həmçinin uzun müddət soyudulma tələb etməyən cihazların hazırlanmasında və layihələndirilməsində istifadə oluna bilər. Bu qrupa daxil olan laylı kristalların hərtərəfli öyrənilməməsi üzündən onların bütün imkanlarından istifadə etmək mümkün olmamışdır. Bu qrupa daxil olan laylı kristalları aşqarlamaqla və digər defektlərlə idarə etmək çox mürəkkəbdir. Bu kristalların fiziki-kimyəvi

xassələrini aşqar defektləri ilə idarə etmək aktual məsələdir.

Göstərilən yarımkeçirici materiallara γ -kvantlarla, elektron seli ilə və başqa yüksək enerjili hissəciklərlə təsir etdikdə ionların tarazlıq vəziyyətindən sürüşməsi onların tam və ya qismən ionlaşması ilə əlaqədardır. Belə şüalanmanın təsiri nəticəsində həyəcanlanmış ionların, elektronların kristaldakı aşqar atomları ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində müxtəlif dərəcəli defektlər, defektlər kompleksi və müxtəlif tip nizamsız oblastlar yaranır. Şüalanma müxtəlif yarımkeçirici maddələrə müxtəlif cür təsir edir. Məhz ona görə də son vaxtlar laylı kristalların fiziki xassələrinə yüksək enerjili şüaların təsiri geniş öyrənilməlidir. Şüalanmadan sonra yarımkeçiricinin elektrikkeçiriciliyi dəyişir. Buna səbəb yarımkeçiricilərin şüalanması zamanı onda radiasiya defektlərinin əmələ gəlməsidir. A^3B^6 laylı kristalları və onların üçqat analoqları fotokeçiriciliyinə görə A^uB^v (CdS, CdSe və s.) kristallarına da bənzəyirlər.

Keçən əsrin 70-ci illərindən başlayaraq, A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının elektrik, dielektrik, fotoelektrik, optik və bir çox xassələri tədqiq edilmiş və mühüm nəticələr alınmışdır. Çoxsaylı təcrübələrlə təyin edilmişdir ki, monoklin modifikasiyaya malik $A^3B^3C^6_2$ qrupuna daxil olan $TlGaSe_2$ və $TlInS_2$ kristallarında temperatur aşağı düşdükcə, faza keçidi baş verir, yəni onlar seqnetoelektrik fazaya keçir ($T_c \sim 107K$ və $210K$ uyğun olaraq) aralıq temperatura uyğun olaraq nisbətəz fazaya keçir ($T_f \sim 120K$ və $216K$ uyğun olaraq). Ona görə də monoklin modifikasiyaya malik olan $TlGaSe_2$ və $TlInS_2$ kristallarının fiziki xassələrini öyrənmək xüsusi maraq kəsb edir. Dissertasiya işində məhz monoklin modifikasiyaya malik $TlGaSe_2$ və $TlInS_2$ kristallarının fiziki xassələri öyrənilmişdir. Bunlarla yanaşı, A^3B^6 ($A=Ga, In, Tl; B=Se, S$) laylı kristalları və onların üçqat analoqları unikal xassələrə malik olduqlarına görə daim tədqiqatçıların diqqət mərkəzindədir. Bunlardan nüvə reaktorlarında radioaktiv ölçülərin aparılması üçün lazım olan daha həssas cihazların yaradılmasında da istifadə oluna bilər. Ancaq bu kristallar unikal xüsusiyyətlərə malik olduqlarına görə daim tədqiqatçıların diqqət mərkəzindədir.

Əvvəlki işlərdən fərqli olaraq, dissertasiya işində çox sayda monokristalların alınma

texnologiyası və həmçinin alınan kristallara diferensial termik analiz (DTA), Rentger faza analizi (PFA) və mikro struktur analizi (MSA) metodları ilə nəzarət edilmiş, ilk dəfə olaraq bütün tədqiqat işləri ancaq monokristallar üzərində, sabit və dəyişən elektrik sahəsində aparılmışdır. Dərc olunmuş ədəbiyyat materiallarında yuxarıda göstərilən kristalların dielektrik xassələrinin tezlik asılılığına, lokal səviyyələrin parametrlərinə müxtəlif aşqarların, γ -kvantları və elektron selinin, həmçinin şüalanmış kristalların xassələrinə elektromaqnit dalğalarının təsiri və s. öyrənilməmişdir. Bunlar arasında yaranan fərq elmi surətdə əsaslı şəkildə öz izahını tapmışdır. İlk dəfə monoklin struktura malik TlS monokristallarının elektrofiziki xassələri tədqiq edilmişdir. Ona görə də dissertasiya işi bu problemlərin həllinə həsr edilmişdir.

Dissertasiya işininin aktuallığının əsas göstəricisi yuxarıda göstərilən problemlərin araşdırılmasıdır. Ona görə də dissertasiya işi bu problemlərin həllinə həsr edilmişdir.

Tədqiqatın obyektı və predmeti:

Tədqiqatın obyektı GaS, GaSe, GaSe <Tl>, InSe, InSe <Sn>, TlGaS₂, TlGaSe₂ və TlInS₂ monokristalları, predmeti isə alınmış kristalların sabit və dəyişən elektrik sahəsində elektrofiziki xassələrinə γ -kvantların və elektron selinin təsirinin tədqiqidir.

Tədqiqatın məqsəd və vəzifələri:

A³B⁶ laylı kristallarında və onların üçqat analoqlarında yükdaşıyıcıların köçürmə hadisələrinə və dielektrik əmsallarına aşqarların, temperaturun, elektrik sahəsinin gərginliyinin və tezliyinin, γ -kvantlarının və elektron selinin təsirinin və təcrübi materialların tətbiq sahələrinin tədqiqindən ibarətdir.

Bu məqsədə nail olmaq üçün aşağıdakı işlər görülmüşdür:

- A³B⁶ laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının müxtəlif kimyəvi maddələrlə aşqarlanmış mükəmməl və bircins monokristalların yetişdirilməsi;

- Sabit elektrik sahəsində, 100-300K temperatur intervalında γ -kvantları və elektron seli ilə şüalanmış GaS, GaSe, GaSe<Tl>, InSe, InSe<Sn> və onların üçqat analoqları olan TlInS₂, TlGaSe₂, TlGaS₂ monokristallarının elektrik keçiriciliyinə

təsirinin müəyyən edilməsi;

- Dəyişən elektrik sahəsində, otaq temperaturunda $f=5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7$ Hz tezlik intervalında şüalanmamış və $5 \cdot 10^4 - 2,25 \cdot 10^6$ rad dozalı γ -kvantları və $2 \cdot 10^{12} - 10^{13}$ el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalanmış GaSe, GaSe<Tl>, TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarının dielektrik əmsallarının və elektrikkeçiricilik mexanizmlərinin müəyyən edilməsi;

- Sabit elektrik sahəsində TlS və TlInS₂ monokristallarında injeksiya və termoaktivləşmə cərəyanlarının tədqiqi və lokal səviyyələrin parametrlərinin tədqiqatları;

- Sabit elektrik sahəsində TlS monokristallarında otaq temperaturunda və $f=5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7$ Hz tezlik intervalında dielektrik xassələrinin və elektrik keçiriciliyinin tədqiqi;

- TlGaS₂ monokristallarında sabit elektrik sahəsində cərəyanın uzunmüddətli azalma mexanizmi, termoaktivləşmə cərəyanı və izotermik cərəyanın relaksasiyasının tədqiqi.

Tədqiqat metodları:

Monokristalların Bricmen kristallaşma yoluyla yetişdirilməsindən, alınan monokristalların diferensial termik, Rentgen faza, mikrostruktur analiz üsulları ilə tədqiqindən, kristalların γ -kvantlarla, elektron seli ilə və ağ işıqla şüalandırılmasından, sabit və dəyişən elektrik sahəsindən istifadə edilməsindən, dielektrik nüfuzluğunun, dielektrik itgi bucağının tangensinin, elektrik keçiriciliyinin tezlik asılılıqlarının ölçülməsindən, alınmış nəticələrin fəza yükləri ilə məhdudlaşmış cərəyan -yəni Lampert nəzəriyyəsi, tələli yarımkeçiricilərdə izotermik cərəyan- yəni Simmon nəzəriyyəsi, sabit və dəyişən elektrik sahəsində yükdaşıyıcıların köçürülməsi, materialşünaslıq və digər nəzəriyyələrdən istifadə edilməsindən ibarətdir.

Müdafiəyə çıxarılan əsas müddəalar:

1. Sabit elektrik sahəsində şüalanmamış və $2 \cdot 10^{12} - 10^{13}$ el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalanmış laylı p- GaS monokristalında 140-238K temperaturlarda laylara

- perpendikulyar istiqamətdə Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış hallarda dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiriciliyin baş verməsi, $T=116-140\text{K}$ temperatur intervalında aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiriciliyin yaranması, dəyişən elektrik sahəsində GaS-i elektron seli ilə şüalandırıldıqda şüalanma dozasının artmasıyla, dielektrik nüfuzluğunun artmasının və elektrikkeçiriciliyinin azalmasının kiçik tezliklərdə ($\sim 10^4\text{Hz}$) radiasiya defektlərinin dərin aşqar mərkəzlərlə kompensasiya olunmasının müəyyən edilməsi;
2. Aşqarlanmamış və aşqarlanmış GaSe (1,2 və 2,5 mol%Tl) monokristallarında sabit elektrik sahəsində, laylara perpendikulyar istiqamətdə 167-250K temperatur intervalında Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış hallarda aktivləşmiş və 111-167K temperaturlarda aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiriciliyin baş verməsi, GaSe-də talliumun miqdarının artmasının lokal halların sıxlığını artırmasının, sıçrayışların orta məsafəsini və onların aktivləşmə enerjisini isə azaltmasının müəyyən edilməsi;
 3. $5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7\text{Hz}$ intervalında γ -kvantlarla şüalanmış GaSe<Tl> monokristallarında relaksasiya itkilərinin baş verməsinin müəyyən edilməsi;
 4. $T=111-200\text{K}$ temperatur intervalında aşqarlanmamış və (0,2 və 0,4 % Sn) ilə aşqarlanmış InSe monokristallarında sabit elektrik sahəsində laylara perpendikulyar istiqamətdə Fermi səviyyəsi yaxınlığında dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiriciliyin mövcudluğu, $D_\gamma=100\text{krad}$ dozalı γ -kvantlarla şüalandırıldıqda onların qadağan zolaqlarında lokallaşmış halların parametrlərin əhəmiyyətli dərəcədə dəyişməsinin müəyyən edilməsi;
 5. Laylı TlS monokristallarında sabit elektrik sahəsində, laylara perpendikulyar istiqamətdə $T < 230\text{K}$ temperaturlarında Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal hallarda dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiriciliyin baş verməsi, yüksək gərginliklərdə ($F > 10^4\text{V/sm}$) aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiriciliyin müşahidə olunması;
 6. TlS monoklin kristallarında cərəyan keçiriciliyinin Lampertin injeksiya mexanizminə uyğunluğunun müəyyən edilməsi;
 7. Monoklin strukturlu TlS monokristallarında $f=5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7\text{ Hz}$ tezliklərində dielektrik itkilərinin elektrik keçiriciliyi hesabına baş verməsi, keçiricilik

- mexanizminin $\sigma_{ac} \sim I^{0,8}$ Mott qanununa uyğunluğunun müəyyən edilməsi;
8. TlInS₂ monokristallarında VAX-ın kvadratik oblastının injeksiya mexanizmi ilə izah olunması;
 9. TlInS₂ monokristallarını 50 krad dozalı γ -kvantlarla şüalandırdıqda 34-50V gərginliyində polyar domenlərin əmələ gəlməsi və kristalların VAX-da mənfi diferensial müqavimətin yaranması;
 10. TlInS₂ monokristallarını 10^4 - $2,25 \cdot 10^6$ rad dozalı γ -kvantlarla və $6 \cdot 10^{12}$ el/sm² dozalı sürətlənmiş elektronlarla şüalandırıldıqda onların dielektrik nüfuzluğunun artmasının radiasiya defektlərinin artmasına görə, yüksək dozalarda isə (10^{13} el/sm²) azalmasının radiasiya defektlərinin miqrasiyasına görə baş verməsi;
 11. TlGaSe₂-nin dielektrik nüfuzluluğunun γ -şüalanmanın dozasından və dəyişən elektrik sahəsinin tezliyindən ciddi asılılıqlarının onları varikaplar və γ -şüalanma dozimetrləri yaratmaq üçün perspektivli materiala çevirməsi;
 12. TlGaS₂-də cərəyanın uzunmüddətli azalmasının dərinliyi $E_f=0,14$ eV olan lokal səviyyə hesabına yaranması.
 13. TlGaS₂ monokristallarını γ -kvantlarla və elektron seli ilə şüalandırdıqda tezliyin $f=5 \cdot 10^4$ - $2 \cdot 10^7$ Hs intervalında dielektrik itgilərin elektrikkeçiriciliyi hesabına baş verməsi, tezliyin $2 \cdot 10^7$ Hs qiymətindən sonra isə dielektrik itgilərinin relaksasiya itgiləri hesabına baş verməsinin müəyyən edilməsi.
 14. TlGaS₂ monokristallarının elektrik keçiriciliyinin γ -şüalanmaya dözümlülüyü onların radiasiyaya davamlılığını göstərir və kosmik texnikada istifadə perspektivlərini yaradır.

Tədqiqatın elmi yeniliyi:

1. GaS monokristalın enerjisi 4 MeV olan və $2 \cdot 10^{12}$ - 10^{13} el/sm² doza ilə şüalandırılması radiasiya defektlərinin əmələ gəlməsinə səbəb olur. Bu defektlər monokristallarda struktur defektlərini kompensasiya edir. GaS monokristallarında sürətli elektron dozası artdıqca, dielektrik nüfuzluğu artır, dielektrik itgi bucağının tangensi və dəyişən keçiricilik azalır.
2. InSe və monoklin modifikasiyalı TlS monokristalları üçün hesablamaların

aparılmasında əhəmiyyətli fundamental parametr olan lokallaşma radiusu tapılmışdır. Bu da InSe monokristalı üçün $a=58\text{\AA}$ və monoklin modifikasiyalı TlS monokristalı üçün $a=33\text{\AA}$ olmuşdur

3. Müəyyən edilmişdir ki, TlS monokristalında 10^4V/sm gərginlikdə və $T\leq 230\text{K}$ temperaturlarda Fermi səviyyəsi yaxınlığında sıçrayışlı keçiricilik baş verir, gərginliyin 10^4V/sm -dən böyük qiymətlərində aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiriciliyə keçir.
4. TlS monokristalında $f=5\cdot 10^4\div 3\cdot 10^7\text{Hs}$ tezlik intervalında dielektrik nüfuzluğunun ~ 6 dəfə azalması, yükdaşıyıcıların relaksasiyası ilə əlaqədardır, dielektrik itkigisi tezliyin $f>10^6\text{Hs}$ -də elektrik keçiriciliyi hesabına, $f<10^6\text{Hs}$ -də relaksasiya itkiləri ilə əvəz olunur. $3,5\cdot 10^4\text{-}10^6\text{Hs}$ tezliyə kimi $\sigma_{ac}\sim f^{0,5}$, $10^6\div 3\cdot 10^7\text{Hs}$ tezlik intervalında Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış hallarda yük daşıyıcılarının sıçrayışlı keçiricilik $\sigma_{ac}\sim f^{0,8}$ qanunu ilə baş verməsi müəyyən olunmuşdur.
5. TlInS₂ və monoklin modifikasiyaya malik TlS monokristallarının volt-amper xarakteristikalarının qeyri xətti hissələrində cərəyanın gərginlikdən asılı olaraq dəyişməsi sahə effektləri ilə əlaqədardır. Göstərilmişdir ki, hər iki monokristalda cərəyan keçiriciliyi monopolyar injeksiya mexanizmi ilə baş verir.
6. TlInS₂ monokristalını ağ işığın təsirinə məruz qoyduqda monopolyar injeksiya cərəyanı qüvvədə qalır və işığın təsiri fəza yükləri ilə məhdudlanmış cərəyanın artmasına səbəb olur ki, bu zaman, tələlərin tam dolduğu gərginlik yaxınlığında fotocərəyanın gərginlikdən asılılığı azalır və qaranlıqdakı volt-amper xarakteristikası ilə fotocərəyanın kəsişməsi baş verir.
7. Şüalanmamış və γ -kvantlarla şüalandırılan TlInS₂ monokristallarında dielektrik itgi bucağının tangensi tezliyin $f<10^7\text{Hs}$ qiymətinə kimi hiperbolik azalır ki, bu halda itgi elektrik keçiriciliyi hesabına, $f>10^7\text{Hs}$ qiymətlərində isə tezlikdən asılı olmur.
8. Şüalanmamış və γ -kvantlarla şüalandırılan TlInS₂ monokristallarında elektrik keçiriciliyi tezliyin $f<10^7\text{Hs}$ qiymətlərində $\sigma_{ac}\sim f^{0,8}$ sıçrayışlı keçiricilik mexanizmi ilə baş verir, tezliyin $f>10^7\text{Hs}$ qiymətlərində superxətti asılılıqla

çevrilir.

9. TlGaSe₂ monokristallarını $D \leq 50$ krad dozalı γ -kvantları ilə şüalandırdıqda elektrik keçiriciliyi azalır ki, bu şüalanma nəticəsində yaranan defektlərin kristalda olan ilkin defektlərlə kompensasiya edilməsi ilə əlaqədardır. Şüalanma dozası $D > 50$ krad olduqda isə yaranan radiasiya defektlərinin hesabına qeyri əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artması elektrik keçiriciliyini artırır.
10. Müəyyən edilmişdir ki, TlGaSe₂ monokristallarında elektron selinin dozası artdıqca, dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və kompleks xəyalı hissələri, dielektrik itgi bucağı və dəyişən elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyi azalır. Sürətli elektronlarla şüalanmadan əvvəl və sonra $f = 5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7$ Hz tezlik intervalında dielektrik itgi bucağının maksimum ilə xarakterizə olunması hər iki halda (şüalanmadan əvvəl və sonra) relaksasiya itgisinin mövcud olmasını göstərir.
11. Yüksək müqavimətli p-GaSe və p-InSe kristallarında elektrik keçiriciliyi γ -şüalanma dozasından asılı deyil. Mott nəzəriyyəsinə görə yüksək müqavimətli maddələrə defektlər daxil olduqca, lokal səviyyələrin sıxlığı artır və sıçrayışlar arası məsafə azalır. Deşik keçiriciliyinə malik olan GaSe monokristallarında isə şüalanma nəticəsində akseptor səviyyələr artır və 130 krad-da maksimal həddə çatır və kristalın aşağı müqavimətli haldan yüksək müqavimətli hala sıçrayışla keçidi baş verir. Elektron keçiriciliyinə malik InSe kristalında isə şüalanma nəticəsində yaranan akseptor səviyyələri donor səviyyələri 220 krad dozaya qədər kompensasiya edilir. 220 krad dozada akseptor səviyyələrə kritik hala çatır və kristal tədricən aşağı müqavimətli haldan yüksək müqavimətli hala keçir.
12. TlGaS₂ monokristallarını $2 \cdot 10^{12}$ el/sm² və $6 \cdot 10^{12}$ el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalandırdıqda tezliyin $f = 5 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^7$ Hz intervalında dielektrik itgisi elektrik keçiriciliyi hesabına, tezliyin $f = 5 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^7$ Hz intervalında dielektrik itgisi relaksasiya hesabına baş verir. Şüalanma dozasının 10^{13} el/sm² qiymətində isə öyrənilən tezliyin bütün intervalında dielektrik itgisi elektrik keçiriciliyi hesabına baş verir.
13. $2 \cdot 10^{12}$ el/sm² və $6 \cdot 10^{12}$ el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalandırılmış TlGaS₂ monokristallarında tezliyin $f = 5 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^7$ Hz qiymətlərində elektrik keçiriciliyi

$\sigma_{ac} \sim f^{0,8}$ sıçrayışli keçiricilik mexanizmi ilə baş verir, tezliyin $f > 10^7$ Hz qiymətlərində isə xətti asılılığa keçir.

Tədqiqatın nəzəri və praktik əhəmiyyəti:

A^3B^6 laylı kristallar və onların üçqat analoqları haqqında əldə olunan yeni elmi-texniki məlumatlar elektron cihazlarının hazırlanmasında effektiv surətdə istifadə edilə bilər. Göstərilən kristalların sabit və dəyişən elektrik sahəsində elektrik ölçmələrindən alınmış xarakteristikaları, onların qadağan zolağını və digər əhəmiyyətli fiziki parametrlərini idarə etməyə imkan verir. O cümlədən, kristalların qadağan zolağında yerləşən lokal səviyyələrin parametrlərinə γ -kvantlarının, elektron selinin, temperaturun, müxtəlif faizli və tərkibli aşqarların, tezliyin, sabit və dəyişən elektrik sahəsinin təsirlərinin mexanizmlərinin seçilməsi və qanunauyğunluqların müəyyən edilməsi sadalanan kristalların yarımkeçirici elektron cihazlarında və qurğularında aktiv elementlər kimi işlədilməsi üçün mühüm fiziki məlumatlardır. Bu tip kristallarda elektron proseslərinə xarici amillərin təsiri mexanizminin araşdırılmasından alınan məlumatlar və qanunauyğunluqlar analoji sistemlərdə gedən fiziki prosesləri nəzəri tədqiq etməyə, xassələri əvvəlcədən görməyə və parametrlərin hesablanması üçün istifadə edilə bilər. Bu qruplara daxil olan kristallarlardan mikroelektronikada, optoelektronikada, nanoelektronikada, nanomateriallar kimi, radio- və fotoelektronikada, qeyri xətti optikada həssas cihazların hazırlanmasında, o cümlədən, fotoqəbuledicilərin, tezlik düzləndiricilərinin, həmçinin, uzunmüddətli soyudulma tələb etmədən işləyə bilən yarımkeçirici qeydedici cihazların, γ -kvantlarının, elektron seli detektorlarının hazırlanmasında aktiv material kimi istifadə edilə bilər.

Aprobasiya və tətbiqi:

İşin elmi və praktiki nəticələri xarici və respublika elmi jurnallarında və toplularında, aşağıda göstərilən simpozium və konfrans materiallarında dərc olunmuş, həmçinin laboratoriya və Azərbaycan Respublikasının Elm və Təhsil Nazirliyi Fizika Institutunun seminarlarında məruzə edilmişdir:

1. XX междун. науч.-тех. конфер. по фотоэлектронике и приборам ночного видения, Москва, 27-30 мая 2008, с.180-181.

2. 4th Euroasian Conference, Nuclear Science and its Application, Ankara, Turkey, 14-17 october 2008, p.180-181.
3. 4th Euroasian Conference, Nuclear Science and its Application, Ankara, Turkey, 14-17 october 2008, p.183-184.
5. 2nd International symposium on the manipulation of advanced smartmaterials, Osaka sangyo university- the 80th anniversary, Japan, 28-29 may 2008, p-51.
6. 17th International Conference on Ternary and Multinary Compounds (ICTMC-17), 2010, p.77.
7. XXI междуна.науч.-тех.конфер. по фотоэлектронике и приборам ночного видения, Москва, 25-28мая 2010, с.201.
8. 7th International Conference on “Technical and Physical Problems of Power Engineering”, Near East University Lefkosa, TR Northern Cyprus, 7-9 July 2011, с.321-323.
8. 61 международная конференция по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Саров, 10-14 октября 2011, с.199-200.
9. 19th European conference on Thermophysical properties, Thessaloniki, Greece, 2011, p.372.
10. 2012 IEEE International Conference on Oxide Materials for Electronic Engineering (OMEE 2012), Lviv, Ukraina, 3-7 September 2012, с.167-168.
11. XXII International Materials Research Congres. Symposium 7E, Low-Dimensional Semiconductor Structures, Cancun, Mexiko, 11-15 August 2013, p.60.
12. 8 Международный конферен. Фундаментальные и прикладные проблемы физики, Саранск, 21-23 окт. 2013, с.105-109.
13. VI Международная научно-практическая конференция «Актуальные проблемы науки XXI века» Москва, 30 янв. 2016, с.106-108.
14. II міжнародна конференція «Зимові наукові читання» м. Київ 31 січня 2017, с.96-101.
15. Radiation and chemical safety problems International Scientific- Practical

Conference Abstracts book, Baku, 05-06 November, 2019, s.83.

Dissertasiya işinin yerinə yetirildiyi təşkilatın adı:

Dissertasiya işi Azərbaycan Respublikasının Elm və Təhsil Nazirliyi Fizika İnstitutunun “Kristallofizika” laboratoriyasında yerinə yetirilmişdir.

Dissertasiyanın strukturu və həcmi:

Dissertasiya işi 395600 işarədən girişdən, altı fəsildən, nəticələrdən ixtisarların və şərti işarələrin siyahısından, 111 şəkildən, 20 cədvəldən, 288 adda istinad olunmuş ədəbiyyat daxil olmaqla, ümumilikdə 439152 işarədən ibarətdir. Giriş 32901, I fəsil 42641, II fəsil 55447, III fəsil 51851, IV fəsil 80650, V fəsil 53926, VI fəsil 33634, nəticə 8376, ixtisarlara və işarələrin siyahısı 3174 işarədən ibarətdir

İşin məzmunu:

Girişdə dissertasiya işi mövzusunun aktuallığı əsaslandırılmış, görülən işin məqsədi, elmi yeniliyi, praktiki əhəmiyyəti göstərilmişdir, müdafiəyə çıxarılan əsas müddəalar, apobasiya dərəcəsi, nəşrlər barədə məlumat verilmiş, həmçinin işin fəsillər üzrə əsas məzmunu qısaca şərh olunmuşdur.

Birinci fəsil A^3B^6 (A - Ga, In, Tl; B-Se, S) laylı kristallar və onların üçqat analoqlarının sintezi, monokristalların alınması, nümunələrin ölçü üçün hazırlanması, onların γ -kvantları və elektron seli ilə şüalandırılması üsulları verilmişdir. Burada sintezin aparılması üçün ampulanın hazırlanması birləşməyə aid olan maddələrin stexiometriyaya uyğun çəkilərək ampulaya doldurulması qısa şəkildə şərh olunmuşdur. Alınmış maddə ilə dolu ampula peçin köməyi ilə rejimlərə uyğun olaraq sintez olunur. Alınmış külçələrdən Bricmen peçində istiqamətlənmiş kristallaşma metodu ilə monokristallar alınmışdır. Sintez olunmuş nümunələrdən bir neçə üsulun köməyi ilə monokristallar yetişdirilmişdir. Monokristalların əsasən Bricmen və sabit qradientli zəif sürətli soyutma üsulu ilə alınmışdır. Monokristallardan ölçü üçün nümunələr hazırlanır. Elektrik xassələrini ölçmək üçün nümunələr paralelepiped şəkilində düzəldilir. Dielektrik əmsallarını təyin etmək üçün nümunələrdən kodensator düzəldilir. Daha sonra alınmış nümunələr müxtəlif dozalarla BTEKRQ vasitəsi ilə γ -kvantları, XES ilə elektron seli ilə ya da 100Vt gücündə olan nakallanmış spektral lampanın köməyi ilə şüalandırılmışdır. A^3B^6 (A - Ga, In, Tl;

B-Se, S) laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının alınması və müxtəlif dozalarla şüalandırılması müəllif tərəfindən aparılmışdır.

İkinci fəsil digər fəsildən fərqli olaraq nəzəri xarakterlidir. Burada nümunələrin elektrik, dielektrik, fotoelektrik xassələrinin ölçülmə üsulları və ölçü qurğularının iş prinsipi göstərilmişdir. Ölçüləri yerinə yetirmək üçün nümunələri ətraf mühitin təsirindən mühafizə etmək üçün kriostatların sxemləri və iş prinsipləri verilmişdir. Dissertasiyadakı ölçmələr əsasən maye azot ($T=77K-300K$) temperatur intervalında öyrənilmişdir. Dielektrik əmsalları isə otaq temperaturunda və $f=5\cdot 10^4-3,5\cdot 10^7$ Hz tezlik intervalında ölçülmüşdür. A^3B^6 (A - Ga, In, Tl; B-Se, S) laylı kristallar və onların üçqat analoqları yüksək müqavimətə malik olduğundan onların elektrik parametrləri təyin etdikdə çətinliklər baş. Ona görə də İC, TSC, TSCK, TSD və s. təyin edilir. Bu üsulların mənfi və müsbət cəhətləri göstərilmişdir. Elektrik xassələri kompensasiya, dielektrik xassələri isə rezonans metodu ilə ölçülmüşdür. Fəsildə həmçinin elektrik və dielektrik əmsallarını təyin etmək üçün düsturlar göstərilmişdir.

Üçüncü fəsildə şüalanmamış A^3B^6 (A-Ga, In, Tl; B-Se, S) laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının sabit və dəyişən elektrik sahəsində elektrik və dielektrik əmsalları təyin edilmişdir. Bu fəsildə. GaSe<Tl> (0; 1; 2; 2.5at%/Tl), InSe<Sn> (0.2; 0,4at%/Sn) monokristallarının elektrikeçiriciliyinin temperaturdan (111-294K) asılılığı öyrənilmişdir.

Müəyyən edilmişdir ki, aşqarlardan asılı olmayaraq GaSe<Tl> (0; 1; 2; 2.5at%/Tl) kristallarında 250K-dən aşağı temperaturlarda lokal səviyyələr arasında yükdaşıyıcıların sıçrayışlı keçiriciliyi, $T<167K$ temperaturlarında aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiricilik müşahidə olunur.

Təcrübələr göstərmişdir ki, InSe<Sn> (0.2; 0,4at%/Sn) monokristallarında aşqarlanmanın faizindən asılı olmayaraq 200K temperaturunda bu monokristallarda Fermi səviyyəsi yaxınlığında yükdaşıyıcıların dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiriciliyi müşahidə olunur.

İlk dəfə sabit elektrik sahəsində, təbii laylara perpendikulyar istiqamətdə və

$8 \cdot 10^2 - 1,25 \cdot 10^4 \text{V/sm}$ gərginliyi intervalında TlS monoklin modifikasiyalı kristalda temperaturun 126-380K intervalında elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı tədqiq edilmişdir. Alınan nəticələr Arrhenus və Mott koordinatlarında qurulmuş və müəyyən edilmişdir ki, TlS monoklin modifikasiyalı kristalda aşağı gərginliklərdə və $T < 230\text{K}$ temperaturlarında Fermi səviyyəsi yaxınlığında yükdaşıyıcıların dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiriciliyi mövcuddur. Bu da gərginliyin 10^4V/sm -dən böyük qiymətlərində aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiriciliyə keçir.

İlk dəfə TlS monoklin modifikasiyalı kristalda otaq temperaturunda və $f = 5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7 \text{ Hz}$ tezlik intervalında dielektrik əmsallarının və elektrik keçiriciliyinin tezlik asılılığına baxılmışdır. Bu kristalda tezliyin göstərilən intervalında dielektrik nüfuzluğu 6 dəfə azalır. Buna səbəb dielektrik relaksasiyasıdır. Dielektrik itgi bucağının tangensi tezliyin $f > 10^6 \text{ Hz}$ qiymətlərində hiperbolik olaraq azalır ki, bu da dielektrik itgisinin elektrik keçiriciliyi hesabına baş verir. Tezliyin $f < 10^6 \text{ Hz}$ qiymətlərində dielektrik itgiləri relaksasiya hesabına baş verir. Tezliyin $f > 10^6 \text{ Hz}$ qiymətlərində elektrik keçiriciliyi $\sigma_{ac} \sim f^{0,5}$ qanunu ilə, tezliyin $f < 10^6 \text{ Hz}$ qiymətlərində isə sıçrayışlı keçiriciliyə keçməklə $\sigma_{ac} \sim f^{0,8}$ qanununu ilə dəyişir.

Sabit elektrik sahəsində Ag-TlInS₂-Ag sisteminin qaranlıqda və işıqda 293K, 307K, 341K və 381K –də VAX-ın temperatur asılılığı öyrənilmişdir. Alınmış nəticələrdən görünür ki, 293K temperaturdan başlayaraq tələlərin dolması baş verir. Bu zaman VAX Omik, tələli kvadratik və sərt qalxan sahədən ibarət olur. Nümunənin üzərinə işıq düşdükdə isə Omik sahədən sonra tələlərin dolma yaxınlığında cərəyan temperaturdan asılı olmur.

Dördüncü fəsildə A^3B^6 (A-Ga, In, Tl; B-Se, S) laylı kristallarının və onların üçqat analoqlarının elektrofiziki xassələrinə sabit və dəyişən elektrik sahələrində γ -şüalarının təsiri öyrənilmişdir.

Sabit elektrik sahələrində 111-294K temperatur intervalında γ -kvantları ilə şüalanmış p- GaSe<Tl> (0; 1; 2; 2.5at%/Tl), p-InSe və n-InSe<Sn> (0,2; 0,4at%/Sn), monokristallarının elektrik keçiriciliyinin temperatur asılılığı araşdırılaraq müəyyən edilmişdir ki, aşqarlanmanın və şüalanmanın miqdarından asılı olmayaraq bu

kristallarda qadağan zonasında Fermi səviyyəsi yaxınlığında yerləşən lokal səviyyələrdə dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiricilik mövcuddur. Müəyyən olunmuşdur ki, aşqarlanmanın və şüalanmanın miqdarından asılı olmayaraq p-GaSe<Tl>(0; 1; 2; 2.5at%/Tl)-də $T < 250K$ və p-InSe, n-InSe<Sn> (0.2; 0,4at%/Sn) monokristallarında isə $167K < T < 200K$ temperatur intervalında aktivləşmiş sıçrayışlı keçiricilik baş verir. p-GaSe<Tl> (0; 1; 2; 2.5at%/Tl) monokristallarında $111K < T < 167K$ temperatur intervalında isə aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiricilik müşahidə olunur.

Otaq temperaturunda və $5 \cdot 10^4 - 3.5 \cdot 10^7$ Hz tezlik intervalında, $5 \cdot 10^4 - 2,05 \cdot 10^6$ rad doza intervalında isə γ -kvantlarla şüalandırılmış p-GaSe<Tl> (0; 0,5at%/Tl) monokristallarının dielektrik əmsallarının və elektrik keçiriciliyinin tezlik asılılığı öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, p-GaSe<Tl>(0; 0,5at%/Tl) monokristallarında şüalanma dozası $2,05 \cdot 10^6$ rad-a qədər artdıqca, dielektrik əmsalları və elektrik keçiriciliyi azalır.

Otaq temperaturunda yüksək müqavimətli p-GaSe, p-InSe və aşağı müqavimətli p-GaSe<2,5at%Tl>, n-InSe<0,4at%Sn> monokristallarının elektrik keçiriciliyinin γ -şüalanma dozasından asılılığı öyrənilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, yüksək müqavimətli p-GaSe, p-InSe kristallarında şüalanma dozası artdıqca, elektrik keçiriciliyinə bu cüzi təsir eləyir. Şüalanma dozası artdıqca, qadağan zonalarında Fermi səviyyəsi yaxınlığında yerləşən lokal səviyyələrin sıxlıqları artır və onlar arasındakı dəyişən uzunluqlu sıçrayışların məsafəsi qısalır. Aşağı müqavimətli p-GaSe<2,5at%Tl> monokristallarında isə γ -kvantları ilə şüalanmanın kiçik dozalarında öz-özünə kompensasiya hadisəsi baş verir. 130 krad dozadan sonra kristal aşağı müqavimətli haldan sıçrayışla yüksək müqavimətli hala keçir. Aşağı müqavimətli n-InSe<0,4at%Sn> monokristallarında şüalanmanın kiçik dozalarında öz-özünə kompensasiya hadisəsi baş verir ki, bu hal dozanın 220 krad qiymətinə kimi davam edir, sonra tədricən kristalın aşağı müqavimətli haldan yüksək müqavimətli hala keçidi baş verir.

TlInS₂ monokristalların VAX-na γ -kvantları ilə şüalanmanın təsiri öyrənilmişdir və

müəyyən edilmişdir ki, şüalanmamış monokristalın VAX-1 üç hissədən ibarətdir: xətti ($I \sim U$), kvadratik ($I \sim U^2$) və cərəyanın kəskin qalxma sahəsi ($I \sim U^5$). TlInS₂ monokristalları 50krad dozalı γ -şüalarının təsirinə məruz qaldıqda isə VAX-ın Omik hissəsindən sonra polyar domenlərin əmələ gəlməsi ilə əlaqədar olaraq, o N formalı səkil alır. Bu da MDM-in əmələ gəlməsinə səbəb olur. Müəyyən edilmişdir ki, zaman keçdikcə MDM-in qiyməti azalır və 10 sutkadan sonra tamamilə yox olur. Beləliklə VAX şüalanmadan əvvəlki ilə üst-üstə düşür.

γ -şüalarının təsirinə məruz qalmış TlInS₂ monokristallarının dielektrik əmsallarının və elektrik keçiriciliyinin tezlik asılılığına baxmışıq. Göstərilmişdir ki, $5 \cdot 10^4 - 3.5 \cdot 10^7$ Hz tezliyin öyrənilən bütün qiymətlərində γ -şüalanmanın kiçik dozalarında (10^4 rad) şüalanma dozası artdıqca, dielektrik nüfuzluğu artır, şüalanmanın 10^4 rad dozadan sonra isə azalır. Bu onunla izah olunur ki, şüalanmanın kiçik dozalarında radiasiya defektlərinin dəmlənməsi, 10^4 rad dozadan sonra isə radiasiya defektlərinin miqyası ilə əlaqədardır. Tezliyin $5 \cdot 10^4 - 3.5 \cdot 10^7$ Hz intervalında dielektrik itgi bucağının tangensinin tezlikdən asılılığı araşdırılmışdır. Göstərilmişdir ki, tezliyin 10^7 Hz-ə kimi itgilər elektrik keçiriciliyinə görə baş verir. Müəyyən edilmişdir ki, tezliyin 10^7 Hz qiymətlərinə kimi elektrik keçiriciliyi $\sigma_{as} \sim f^{0.8}$ qanununa, tezliyin $f > 10^7$ Hz qiymətlərində isə $\sigma_{as} \sim f^{1.3}$ qanununa tabe olur.

TlGaSe₂ monokristallarında sabit cərəyanda lokal halların parametrlərinə γ -şüalarının təsiri öyrənilmiş və Mott yaxınlaşması çərçivəsində araşdırılmışdır.

Şüalanmamış və müxtəlif dozalı γ -kvantları ilə şüalanmış TlGaSe₂ monokristallarının dəyişən elektrik sahəsində dielektrik xassələri və elektrik keçiriciliyi öyrənilmişdir. Elektrik sahəsinin tezliyinin, γ -şüalanmanın dozasının təsiri nəticəsində TlGaSe₂ kristallarının xassələrinin idarə olunması bu kristallar əsasında varikaplar və şüalanma dozimetrlərinin yaradılmasına imkan verir.

Şüalanmamış və müxtəlif dozalı γ -kvantları ilə şüalanmış TlGaSe₂ monokristallarında tezliyin $5 \cdot 10^4 - 3.5 \cdot 10^7$ Hz intervalında dielektrik xassələri və elektrik keçiriciliyi tədqiq olunmuşdur. γ -şüalanmadan əvvəl və sonra $\sigma_{as} \sim f^s$, yəni $f = 2 \cdot 10^7$ Hz-ə qədər $s = 0.8$, $f = 2 \cdot 10^7 - 3.5 \cdot 10^7$ Hz olduqda isə $s > 1$ olması müəyyən edilmişdir.

Göstərilmişdir ki, TlGaS₂ kristallarında γ -şüalanma dielektrik nüfuzluğuna cüzi təsir göstərir ki, bu da kristalın radiasiyaya dözümlülüyü deməkdir. Bu kristallar yüksək radiasiyalı sahələrdə və kosmik texnikada tətbiq edilə bilər.

Beşinci fəsilə A³B⁶ (A-Ga, In, Tl; B-Se, S) laylı kristallarına və üçqat analoqlarına sabit və dəyişən elektrik sahələrində onların elektrofiziki xassələrinə sürətlənmiş elektronların təsiri öyrənilmişdir.

Bu məqsədlə tezliyin $5 \cdot 10^4 - 3.5 \cdot 10^7$ Hs intervalında p-GaS monokristalının dielektrik əmsallarına və elektrikkeçiriciliyinə sürətlənmiş elektronların təsiri araşdırılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, şüalanmamış p-GaS monokristallarının dielektrik nüfuzluğu artır, elektrikkeçiriciliyi isə dəyişmir. Bu onunla əlaqədardır ki, radiasiya defektləri dərin aşqar mərkəzlərlə kompensasiya olunur ki, bu da elektrikkeçiriciliyini artmağa qoymur. Şüalanmamış kristallardan fəqli olaraq elektron seli ilə şüalanmış monokristalın dielektrik nüfuzluğu tezliyin $f > 10^7$ Hs qiymətindən sonra dəyişmir. Bu da onu göstərir ki, tezliyin $f > 10^7$ Hs qiymətinə kimi dielektrik itgiləri elektrik keçiriciliyi hesabına sonra isə relaksasiya itgiləri baş verir. Həmçinin müəyyən olunmuşdur ki, tezliyin $f > 10^7$ Hs qiymətinə kimi elektrik keçiriciliyi sıçrayışlı keçiricilik qanunu ilə dəyiçdiyi halda tezliyin $f < 10^7$ Hs qiymətlərində xətti xarakter alır.

Sabit elektrik sahəsində 116-294K temperanur intervalında $2 \cdot 10^{12}$ el/sm² və $2,4 \cdot 10^{13}$ el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalanmış p-GaS monokristalının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı öyrənilmişdir. Alınan nəticələr əsasında Arrenus və Mott koordinatlarında elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı qurulmuş və müəyyən olunmuşdur ki, p-GaS monokristalında 238K temperaturdan aşağı sıçrayışlı keçiricilik mövcuddur ki, bu da 140K temperaturda aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiriciliyə keçir.

Tezliyin $5 \cdot 10^4 - 3.5 \cdot 10^7$ Hs intervalında şüalanmamış və $2 \cdot 10^{12}$ el/sm² və $2,4 \cdot 10^{13}$ el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalanmış TlInS₂ monokristallarının monokristallarının dielektrik xassələri və elektrikkeçiriciliyinin rezlik asılılığı öyrənilmişdir. Alınan nəticələrə əsasən elektron seli ilə şüalanmış TlInS₂ nümunəsinin dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi şüalanmamış kristaldakına nisbətən çox olur. Bu onu

göstərir ki, yaranan domenlərin strukturunun stabilləşməsi üçün bizim verdiyimiz maksimum doza kifayət kifayət deyil. Dielektrik nüfuzluğunun xəyalı hissəsi isə tezliyin $f > 10^7$ Hz qiymətinə kimi hiperbolik olaraq azalır ki, bu da itgilərin elektrikkeçiriciliyi tezliyin $f < 10^7$ Hz qiymətlərində isə relaksasiya itgilərinə çevrilir. Ac-keçiriciliyinin tezlik asılılığına görə isə tezliyin $f > 10^7$ Hz qiymətlərində sıçrayışlı keçiricilik $f < 10^7$ Hz qiymətlərində isə super xətti olur.

Dəyişən elektrik sahəsində şüalanmamış və müxtəlif dozalı elektron seli ilə şüalanmış TlGaSe₂ kristallarının tezliyin $5 \cdot 10^4 - 3.5 \cdot 10^7$ Hz intervalında dielektrik xassələrinin və elektrik keçiriciliyinin tezlik asılılığı öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, elektrik sahəsinin tezliyinin, elektron selinin təsiri nəticəsində TlGaSe₂ kristallarının xassələrinin idarə etmək olar.

Tezliyin $5 \cdot 10^4 - 3.5 \cdot 10^7$ Hz intervalında şüalanmamış və $2 \cdot 10^{12}$ el/sm² və $2,4 \cdot 10^{13}$ el/sm² dozalı elektron selinin təsirinə məruz qalmış TlGaS₂ monokristallarının dielektrik xassələrinin və elektrikkeçiriciliyinin tezlik asılılığı tədqiq olunmuşdur.

TlGaS₂ kristallarında elektron seli ilə dielektrik nüfuzluğuna cüzi təsir göstərir ki, bu da kristalın radiasiyaya dayanıqlığını göstərir. Bu kristallar yüksək radiasiyalı sahələrdə və kosmik texnikada tətbiq edilə bilər.

Altıncı fəsil A^3B^6 (A-Ga, In, Tl; B-Se, S) laylı kristallar və onların üçqat analoglarının elektrik xassələrinə işığın təsiri öyrənilmişdir. A^3B^6 (A - Ga, In, Tl; B - Se, S) laylı kristallar qrupuna daxil olan şüalanmamış və $2 \cdot 10^{12}$ el/sm² və 10^{13} el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalandırılmış GaS, GaSe və InSe monokristallarının sabit elektrik sahəsində 111-294K-də elektrikkeçiriciliyinin tezlik asılılığı öyrənilmişdir. Təcrübədən alınan nəticələr Arrhenus və Mott koordinatlarında qurulmuşdur və müəyyən olunmuşdur ki, bu kristallarda aşqarlanma və şüalanmadan asılı olmayaraq GaS-də 238K-də, GaSe-də 250K-də və InSe monokristalında isə 200K-də Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal səviyyələrdə yükdaşıyıcıların dəyişən uzunluqlu sırayışlı keçiriciliyi mövcuddur ki, bu da GaS-də 140K-dən, GaSe-də isə 167K temperaturda aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiriciliyə keçir.

p-InSe və n-InSe monokristallarında fotokeçiriciliyin spektral paylanmasını, temperaturla əməl olunmuş qaranlıqda elektrikkeçiriciliyini və 160-433K temperatur

intervalında işıqlandırılmış elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığını öyrənmişik. Təcrübədən alınan nəticələrə əsasən demək olar ki, InSe kristalları əsasında 0,3-2 mkm spektral oçlastda işləyə bilən yüksək ftohəssaslığa malik ionlaşdırıcı qəbuledicilərin hazırlanması mümkündür.

İlk dəfə olaraq monoklin modifikasiyalı TIS monokristalının injeksiya və termoaktivasiya cərəyanları öyrənilmişdir. İnjesiya hadisəsi FYMC nəzəriyyəsi əsasında izah olunmuşdur. Tələlərin konsentrfsiyası $N_t=1,3 \cdot 10^{10} \text{sm}^{-3}$, tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $p_0=1,5 \cdot 10^8 \text{sm}^{-3}$, tutma əmsalı $\theta=0,12$ müəyyən olunmuşdur. Monoklin modifikasiyalı TIS monokristalında TSC öyrənilmişdir. $T=250\text{K}$ temperaturda yerləşmə dərinliyi $E_t= 0,43\text{eV}$ olan bir tələ halı müəyyən edilmişdir.

Müəyyən edilmişdir ki, TlGaS_2 monokristalından keçən cərəyan şiddəti zaman keçdikcə azalır. Bu azalmaya səbəb yükdaşıyıcıların yerləşmə dərinliyi $E_t=0,14\text{eV}$ olan tələlər tərəfindən tutulmasıdır.

I FƏSİL

A³B⁶ LAYLI KRİSTALLAR VƏ ONLARIN ÜÇQAT ANALOQLARINDA TEXNOLOJİ PROSESLƏR

Bu fəsildə A³B⁶ laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının monokristallarının alınması, nümunələrin hazırlanması, onların fiziki xassələrinin γ -kvantları, elektron seli və işığın təsirlərinin tədqiqinə həsr edilmişdir.

Bərk cisimlər fizikasının inkişaf dövrü XX əsrin əvvəllərində rentgen şüalarının difraksiyasının kəşfindən sonra başlamışdır [95, s.2-10], [163, s.1937-1938]. Sonralar kvant mexanikasının və statistik fizikanın formalaşması və yeni sinif maddələrin - yarımqeçiricilərin aşkar olunması, onların fiziki xassələrinin öyrənilməsi, ifratqeçiriciliyin mikroskopik nəzəriyyəsinin qurulması XX əsrin ortalarında bərk cisimlərin nəzəri və eksperimental tədqiqini daha da intensivləşdirmişdir [193, s.3-4], [2, s.5-15], [70, s.28-40]. XXI əsrdə elmi-texniki tərəqqinin nailiyyətlərini bərk cisimlər fizikası olmadan təsəvvür etmək mümkün deyil [60, s. 3-17], [68, s. 42-45], [76, s.3-12], [123, s.3-5]. Bərk cisimlər fizikası metallar, yarımqeçiricilər, dielektriklər fizikasının, bundan başqa mikroelektronika, optoelektronika, nanoelektronika, nanomateriallar və s. kimi müasir fizikanın müxtəlif sahələrinin inkişafında müstəsna rol oynayır [39, s. 9-21]. Belə ki, bərk cisimlərin fiziki xassələrinin müxtəlifliyi və unikallığına görə qeyd olunan sahələrdə geniş tətbiq olunurlar. Digər tərəfdən ayrı-ayrı elm və sənaye sahələrinin inkişafı da bərk cisimlər fizikasında yeni nəzəri və praktiki nailiyyətlərin əldə olunmasına təkan verir. Buradan bərk cisimlərin elektrik xassələrinin öyrənilməsinin nə dərəcədə vacib və əhəmiyyətli olması aydın olur.

Yarımqeçiricilərin elektrik xassələrinin mütəmadi öyrənilməsi elm və texnikanın sürətli inkişafına səbəb olur [66, s. 3-10], [32, s.1505-1506], [278, s. 519-522], [284, s.3714-3717]. Son 25-30 il ərzində yarımqeçiricilərin fiziki-kimyəvi xassələrinin, elektronikasının öyrənilməsi onların texniki təcrübi inkişaf sürətinin intensiv surətdə artmasına səbəb olmuşdur. Bu sahədə ilk tədqiqat işlərinə rəhbərlik akademik A.F. İoffe tərəfindən aparılmışdır. O, yazırdı ki, qadağan zolağın eninin,

energetik səviyyələrin formasının, yükdaşıyıcıların yürüklüyünün, fotokeçiriciliyinin və s. öyrənilməsinə səbəb, bərk cisimlərin o cümlədən amorf və ya kristallik yarımkeçiricilərin əsas qəfəslərini əmələ gətirən kimyəvi əlaqənin növünün müəyyən edilməsidir.

Yarımkeçiricilərin elektrik xassələri onların daxilindəki atomlar arası əlaqə və atomda elektronun öz nüvəsi ilə əlaqəsindən asılıdır. Yarımkeçiricilərdə bu əlaqə çox güclüdür (kovalent əlaqə). Ona görə də onlarda sərbəst elektronlar çox azdır. Məsələn, qızma nəticəsində elektron əlavə enerji alır və öz atomunu tərk edir, nəticədə sərbəstləşir. Öz elektronunu itirən atom müsbət yüklənmiş olur və kristalda öz ilkin halı ətrafında orta vəziyyətdə rəqs edir. Yaxın zamanlara qədər vakuum elektron cihazları mövcud idi. Bunlarda elektrik yükləri vakuumda hərəkət edirdi. Yarımkeçiricilərdə isə elektrik yükləri onların kristallarında hərəkət edir. Yarımkeçiricilərdə temperatur artdıqca, sərbəst elektron və deşiklərin sayı artır. Yarımkeçiricidə elektronların sayı deşiklərin sayından fərqli olan hal yaranır. Bu halda keçiricilikdə üstünlük qazanmasından asılı olaraq, ya elektronların ya da deşiklərin hesabına baş verir. Ona görə də tərkibində aşqar atomu olmayan nümunələrin xüsusi müqaviməti azalır. Son zamanlar bu kristallar və bunların aşqarlanmış n və p tip keçiriciliyə malik olan materiallarından cihazların hazırlanmasında geniş istifadə olunur. Bu yarımkeçiricilər əsasında hazırlanmış cihazlar özünə məxsus xüsusiyyətlərə malikdir. Bu onların qadağan zonalarının böyüklüyü ilə əlaqədardır. Yarımkeçiricilər metallar və dielektriklər arasında aralıq mövqe tutduqlarına görə xüsusi müqavimətləri çox böyük olan yarımkeçiricilərə dielektriklər kimi baxmaq olar [40, s. 33-36].

A^3B^6 laylı kristallar, onların üçqat anoloqlarının tərkibində kifayət qədər nəzarət olunmayan defektlərin olmasına baxmayaraq, onlar xarici təsirlərə (temperatur, şüalanma, aşqarlanma, sahənin tezliyinin və gərginliyinin dəyişməsi, təzyiq və s.) həssasdırlar. Bu qruplara daxil olan birləşmələr energetik struktur nöqtəyi nəzərinə amorf xüsusiyyətlərə malik olduqlarından aşqarlar elektrikkeçiriciliyinin dəyişməsinə az təsir göstərir. Mott nəzəriyyəsinə görə aşqarlar əsasən lokal səviyyələrin sıçrayışları arasında məsafənin azalmasına və onların

sıxlıqlarının artmasına səbəb olur [94, s. 95-97], [53, s. 498-499], [176. s. 21-22]. Amorf yarımkeçiricilərə yüksək dərəcədə aşqarlanmış, kompensə olunmuş yarımkeçirici kimi də baxmaq olar. Keçiricilik zonasındakı elektronlar və valent zonasındakı deşiklər hündür çəpərlərlə ayrılmış potensial çuxurlarda yerləşirlər. Aşağı temperaturlarda elektrikkeçiriciliyi sıçrayışlı xarakter daşıyır. Daha yüksək temperaturlarda amorf yarımkeçiricilərin elektrikkeçiriciliyi elektronların delokallaşmış hal oblastına istiliklə ötürülür. Amorf yarımkeçiricilər bir sıra nadir xassələrə malikdirlər ki, bu da onların müxtəlif praktiki tətbiqi üçün imkanlar yaradır. Amorf yarımkeçiricilərdə yüksək müqavimətli haldan aşağı müqavimətli hala düşmə müddəti 10^{-10} - 10^{-12} s. olan elementlərin yaradılmasına imkan verən və əksinə keçidi ilə əlaqədar olan aşırıcı effekt mövcuddur. Mürəkkəb birləşmələrin bircins yetişdirilməsi isə bu problemi çətinləşdirir. Məhz bu səbəblərə görə təmiz və mükəmməl monokristalların yetişdirilməsi yarımkeçiricilər texnologiyasının aktual problemlərindən biridir.

Yarımkeçiricilər radiasiyaya həssaslığına görə iki yerə bölünürlər:

1). Şüalanma dozası artdıqca, materiallarda potensial çəpərin qiymətlərinin artması

2). İşçi temperaturunun bir-neçə dəfə artması

Geniş qadağan zonaya malik materialların radiasiyaya həssaslığını müqayisə etmək üçün eyni bir temperaturda müxtəlif materialların fiziki, kimyəvi və s. xassələrini müqayisə etmək əksər vaxt eyni nəticəni vermir [36, s. 24-25], [57, s. 5-14], [78, s. 490-492]. Dar zolaqlı kristallar müəyyən temperaturlarda məxsusi keçiriciliyə uyğun olduğu halda, geniş qadağan zonaya malik yarımkeçiricilər üçün bu hələ işin başlanğıcı olur, yəni bu temperaturda bütün yarımkeçiricilər üçün hələ aşqarların ionlaşması tam başa çatmır. Belə olan halda dar və geniş qadağan zonaya malik yarımkeçiricilərin izotermik müqayisəsi radiasiyaya həssaslığını müəyyənləndirmək üçün dəqiq olmur [73, s. 202; s. 222-223].

Dielektriklər müxtəlif sahələrdə: elektrotexnikada, radiotexnikada, cihazqayırmada və sənayenin müxtəlif sahələrində geniş tətbiq edilir və müxtəlif vəzifələr yerinə yetirərək, elektroizolyasiya; kondensator və idarə olunan materiallara

bölünür. Elektroizolyasiya materiallarından cərəyandaşıyan hissələri izolyasiya etmək, konstruksiya elementlərini bir-birindən ayırmaq üçün istifadə edirlər [10, s. 3-4], [90], [92, s.114-120], [73, s.195-198]. Dielektriklərin kondensatorlarda tətbiq edilməsi tutumun tələb olunan qiymətinin alınmasını, bəzi hallarda isə bu tutumun xarici amillərdən asılılığını təyin edir. Kondensatorda dielektriklər elektrik enerjisini yığıb, onu yenidən dövrəyə verə bilər. Kondensatorlardan bəzi hallarda dəyişən və sabit cərəyan dövrlərini ayırmaq, faza sürüşmə bucağını dəyişmək və s. üçün istifadə edirlər. Bəzi dielektriklərdən həm elektrik izolyasiyası kimi, həm də kondensator materialı kimi istifadə edilsə də, onların qarşısında duran vəzifələr müxtəlifdir. İdarə olunan dielektrikli kondensatorlar siqnal gücünü artırmaq, müxtəlif çeviricilər, yaddaş elementləri hazırlamaq üçün istifadə olunur.

Elektromaqnit sahəsinin maddə ilə qarşılıqlı təsiri [104, s. 347-350], [257, s. 5561–5563]. Dəyişən elektrik və maqnit sahələrinin cəmi olan elektromaqnit sahəsi, bu sahədə olan naqillərdə dəyişən cərəyanlar yaradır, dielektriklərdə isə dipol molekulları döndərir, başqa sözlə polyarlaşdırır. Hər iki proses EMS-nin tezliyi ilə baş verir. Elektronları, ionları və dipol molekullarını hərəkətə gətirmək üçün sahə, enerji sərf edir. Bu prosesdə sahənin maddə ilə hansı qarşılıqlı təsir mexanizmi rol oynadığından asılı olaraq, EMS-nin keçiricilikdə energetik itkilərdən, yaxud dielektriklərdə energetik itkilərdən danışmaq qəbul olunmuşdur. Sahənin təsiri ilə yüklü hissəciklərin hərəkəti maddənin daxili enerjisini artırır, başqa sözlə onun qızmasına gətirir, bu isə hissəciklərin rəqsi hərəkətinin sürəti böyük olduqca, yəni elektromaqnit sahəsinin tezliyi böyük olduqca daha intensiv olur [40, s. 33-35].

1.1. A^3B^6 laylı kristallar və onların üçqat analoqlarının monokristallarının alınması və nümunələrin hazırlanması [43, s.27]

Yarımkəçiricilər elektronikasının sürətli inkişafı geniş diapazonlu yeni xüsusiyyətlərə, mükəmməl kristal quruluşuna malik monokristalların yetişdirilməsini tələb edir.

A^3B^6 laylı kristalları və onların üçqat analoqları xarici təsirlərə qarşı həssasdırlar. Ona görə də bu kristallar tədqiqatçıların daim diqqət mərkəzindədir.

Bunlar müxtəlif strukturlarda kristallaşırlar [83, s. 1261-1262], [86, s. 4]:

Birinci qrupa kristal qəfəsləri laylı struktura malik, GaS tip (GaSe, GaTe, InSe) və həmçinin onların üçqat analoqu olan, TlGaSe₂ tip struktura malik (β -TlInS₂, TlGaS₂ və s.) monokristalları daxildir.

İkinci qrupa isə kristal qəfəsləri zəncirvari struktura malik olan: TlS, TlSe, InTe və onların üçqat analoqu olan: TlInSe₂, TlInTe₂, TlGaTe₂ monokristalları daxildirlər.

Bu kristallarda atomlar arasında güclü ion-kovalent əlaqəsi, laylar (zəncirlər) arasında isə zəif Van-der-Vaals əlaqəsi mövcuddur.

Mövcud olan kristallarda eyni zamanda bir neçə rabitə növü özünü göstərir, ancaq bunlardan biri üstünlük təşkil edir ki, o da bu və ya digər xassələrin yaranmasına səbəb olur. Yarımkəçiriciliyin baş verməsi üçün əsas rol oynayan kovalent rabitədir. Məhz bu səbəbdən də bu qruplara daxil olan monokristalların əsas xüsusiyyətlərindən biri də onların güclü anizotropiyaya malik olmasıdır.

Yarımkəçiricilərin xassələrinin çoxu aşqarlara qarşı həssasdır. Bu onların (mexaniki, fiziki, kimyəvi və s.) xassələrinin öyrənilməsində çətinlik yaratdığından yeni texnologiyanın işlənməsini və çox təmiz maddələrin alınması məsələsini ortaya qoyur. Bundan əlavə çox az miqdarda aşqarların əlavə edilməsi əvvəlcədən praktiki nöqtəyi nəzərdən yeni xassəyə malik yarımkəçiricilər alınmasına imkan verir. Kristalların müxtəlif hissələrinə müxtəlif aşqarlar vurmaqla həmin sərhəddə daxili potensial fərqi yaradılır ki, bu da birtərəfli keçiriciliyin əmələ gəlməsinə səbəb olur. Bunun nəticəsində yarımkəçirici düzləndiricilər, gücləndiricilər almaq olur ki, bu da elektron lampalarına nəzərən bir sıra üstünlüklərə malikdir.

A³B⁶ laylı kristallarının və onların üçqat analoqlarının monokristallarını yetişdirmək üçün aşağıda göstərilən çox sayda proseslər mövcuddur [155, s.3-4], [232, s.7-10], [228, s.3-6].

Bu monokristalları yetişdirmək üçün aşağıdakı proseslər ardıcılıqla yerinə yetirilmişdir [77, s. 5-8], [233, s. 5-20]. Sintez aparmaq üçün ampulalar diametri 15-20 mm və uzunluğu isə 150-200 mm olan kvarts borulardan hazırlanmışdır. Ampulanın içərisini yumaq üçün xüsusi qatışıq çar arağı tökülmüşdür. Yuyulmadan sonra, ampula distillə edilmiş su ilə 8-12 dəfə yuyulub, 10⁻² mm. c. süt. təzyiqində

havası sorularaq, termostatda qurudulmuşdur. İlk komponent olaraq, təmizlik markaları Tl “ТЛ-00”, Ga- 99,999%, In-ИИ 000, kükürd OCЧ- 4-16-5, Se “OCЧ 17-3”-dən istifadə edilmişdir. Kimyəvi elementlər stexiometriyaya uyğun olaraq, 10^{-5} qr. dəqiqliklə çəkilərək, yuyulub, qurudulmuş və içərisi boş kvarts ampulaya doldurulmuşdur. Nəzərə almaq lazımdır ki, bu birləşmələr uçucu komponentlərə (S, Se) qarşı həssasdırlar. Ampulaya doldurulmuş maddələrin ümumi çəkisi ~ 40 qram olmuşdur. Stexiometriya pozulmasının deyə xüsusi tədbirlər görülür. Kimyəvi maddələrlə doldurulmuş ampulanın havası 10^{-4} mm. c. süt. təzyiqində çıxarılmış və ağzı lehimlənmişdir.

Prosesin normal şəkildə getməsi üçün hazırlanmış sintez sobası ixtiyarı rahat vəziyyətdə yerləşdirilmişdir. Başlanğıc anda içərisi maddə ilə dolu ampula 3-5 sm meyilli şəkildə sobaya qoyulur. Komponentlər əriyəndə və sintez gedəndə yaranan təzyiq ampulanın kənarda qalan soyuq ucunda yığılır. Sonra ampulanın çöldə qalan tərəfi hissə-hissə sobaya daxil edilir. Eyni zamanda ampulanın içərisindəki maddə mexaniki yolla hər dəfə qarışdırılır. Sintez aparılan vaxt partlayışın baş verməməsi üçün düzgün rejim seçilməlidir. Bu proseslər sintezin gedişində xüsusi əhəmiyyət daşıyır. Sintez başa çatdıqdan sonra soba ilə döşəmə arasında qalan bucaq artırılır və temperatur birləşmənin ərimə temperaturundan $10-20^{\circ}$ S yuxarı qaldırılır. 1-1,5 saat bu vəziyyətdə qalır ki, maddələr bir-birinə diffuziya etsin, qarışsın və bircinsli maddə alınsın. Sonra isə temperatur otaq temperaturuna kimi 200 dər/saat sürətlə aşağı salınır və soba söndürülür. Məhz dissertasiya işində monoklin modifikasiyaya malik $TlGaSe_2$ və $TlInS_2$ kristallarının fiziki xassələri öyrənilmişdir [107, s. 28-33], [124, s. 132]. Beləliklə də stexiometriyaya uyğun və bircins maddə alınır [124, s. 133]. Bu üsulün köməyi ilə dissertasiya işinin gedişində lazım olan bütün kristallar alınmışdır. A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının əsas xüsusiyyətlərindən biri də onlarda asılı olmayaraq stexiometriyanın pozulmasıdır. Bu pozuntu kükürd və ya selen toz şəkilli olarsa çox, damcı şəkilli olarsa az olar. Yarımkeçiricilər fizikasının ən ümdə problemlərindən biri kimyəvi cəhətdən təmiz və kristal quruluşu kifayət qədər mükəmməl kristallar alınmasından ibarətdir.

Cədvəl 1.1.1-də A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının tərkibinə

daxil olan bütün kimyəvi elementlərin ərimə temperaturu və onların yaratdığı təzyiqli göstərilmişdir. Göstərilən polikristallardan monokristalların yetişdirilməsi üçün aşağıdakı klassik üsullar mövcuddur: Ancaq onu qeyd etmək lazımdır ki, monokristallar yetişdirmək üçün lazım olan bütün üsullarda başlanğıc maddə kimi alınacaq monokristalların ərintisi götürülür.

Cədvəl 1.1.1.

A³B⁶ laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının tərkibinə daxil olan bütün kimyəvi elementlərin ərimə temperaturu və onların yaratdığı təzyiqli [50, s.37]

Elementlər	T _{ər.} ,K	Təzyiqli 10 ⁻² mm c.süt., T _{ər.} , K	Təzyiqli 760mm.c. süt., T, K	Ədəbiyyat
1	2	3	4	5
Qalium	303	1403	2790	[189, s.320]
Indium	429	1223	2600	[189, s.320]
Tallium	577	1154	2018	[189, s.320]
Selen (Se ₂ , Se ₄)	490	500	1203	[225, s.5-7]
Kükürd (S, S ₂ , S ₈)	392	390	1001	[225, s.5-7]

Kristalları yetişdirmək üçün bir neçə üsullar var. Bricmen, Stokbarger, Obreimova və Şubnikova, Stronqa, birbaşa kristallaşma Çoxralski-Kiropulosa [124, s.132-170] və s. göstərilən üsullarla monokristalları yetişdirmək üçün ərinti birtərəfli kristallaşdırılma üçün birtərəfli soyudulur [188, s. 65-87].

Bricmen metodunda tigel ərinti ilə birlikdə yavaş-yavaş trubkalı peçin içində aşağı (yuxarı) düşür və konteynerin içi peçdən xaricdə qalır (çıxır) [107, s. 33-35]. Kristallaşma tigelin dibində başlayır və müəyyən sürətlə yuxarı qalxır. Monokristal almaq üçün aşağıdüşmə sürətini seçmək lazımdır. Bricmenin horizontal variantı da var, buna bəzənn lodka metodu deyilir. Bricmen metodunun üstünlüyü ondadır ki, üsulla iri, mükəmməl və bincins monokristallar almaq olur. Bu metodun quruluşu çox

sadədir. Bununla belə Bricmen metodunun aşağıdakı çatışmamazlığı da mövcuddur: Alınan monokristallar soyuyarkən sıxılma ilə tigelin divarları hesabına deformasiya oluna bilər. D. Stoqbarger 1937-ci ildə monokristalların yetişdirilməsi üçün yeni metod vermişdi. Bu metoda əsasən spiralabənzər qızdırıcı 2 seksiyaya bölünür.

Bu seksiyalar avtonom olaraq qidalanır və bu da sobada verilmiş temperaturu təyin edir. Bu seksiyalar arasında xüsusi dairəvi diafraqma yerləşdirilir ki, bu da kristallaşma zonasında temperaturun kəskin düşməsinə təmin edir. Stronqa və Şterber üsulunda müəyyən temperatur qradienti ilə tənzimlənmə, kristallaşma külçənin əvvəlindən başlayaraq sonunadək gedir. Pfann kristallaşmanın istiqamətlənmə prinsipindən istifadə edərək, zona əriməsi və təmizlənmə üsulunu yaratmışdır [188, s.65-87]. Bu üsulun mahiyyəti soba külçə boyu hərəkət edərək, ərinti əmələ gətirilməsindən ibarətdir.

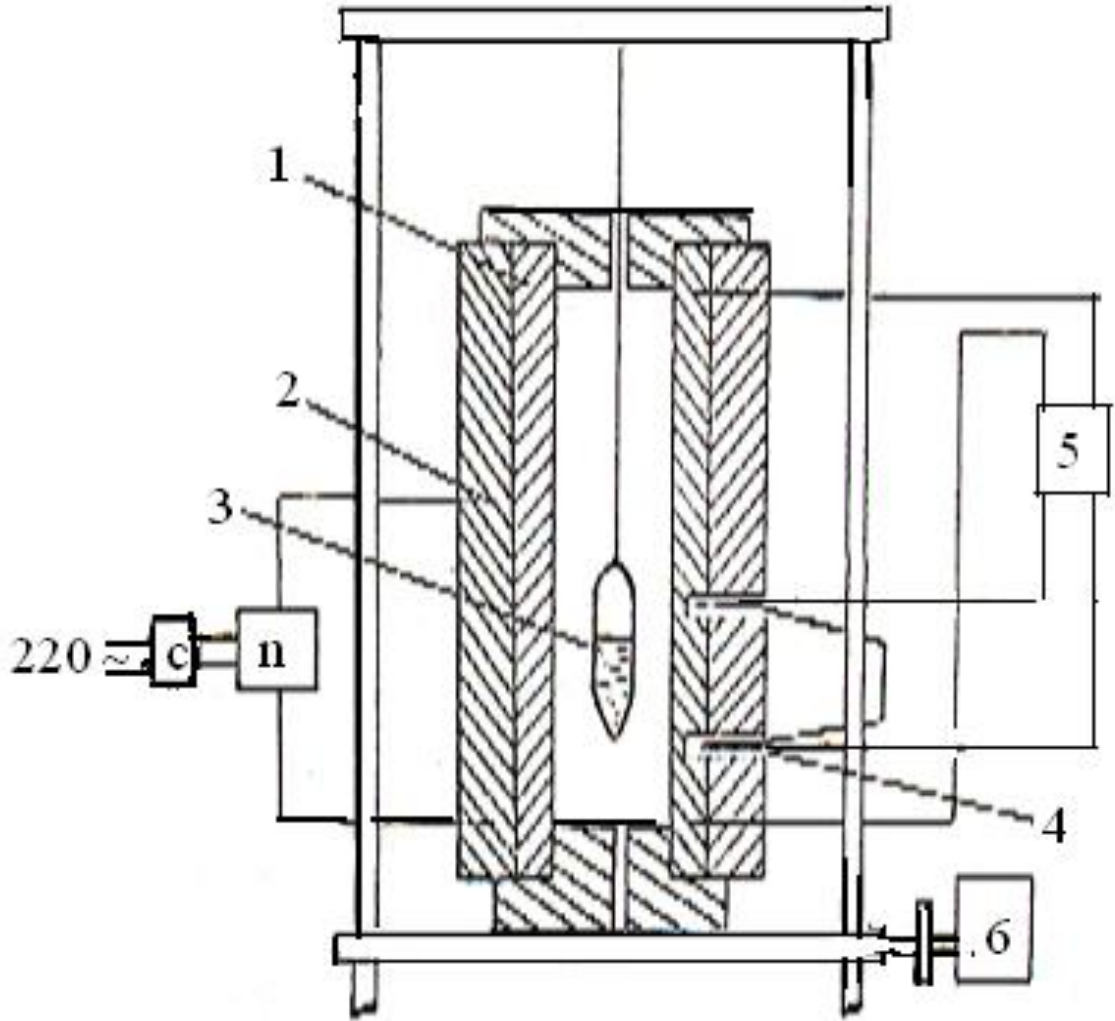
Sublimasiya üsulu çox sadədir. Bu adətən havası sorulmuş kvarts ampulada temperatur qradientində aparılır. Buxarın təzyiqinin müxtəlif qiymətlərində ilkin maddə ampulanın isti ucundan soyuq yerə köçürülür, nəticədə monokristallar alınır.

Həmçinin, Çoxralski-Kiropulosa, üsulu çox yayılmış metodlardan biridir. Bu üsulla monokristaldan hazırlanmış fitili yavaş-yavaş qaldırmaqla monokristallar yetişdirilir. Baxmayaraq ki, bu üsullar monokristalların yetişdirilməsində geniş rol oynayır və yenə də bunun bəzi çatışmamazlıqları vardır. Bu metodlarla ərintidən yüksək mükəmməliyə malik monokristallar yetişdirmək olmur. Bu monokristallar geniş qadağan zonaya və yüksək ərimə temperaturuna malikdirlər. Ona görə də mükəmməl struktura malik monokristallarının alınması çətinləşir. Yuxarıda sadalanan çatışmamazlıqları aradan qaldırmaq üçün son zamanlar tədqiqatçılar prinsipial cəhətdən yeni üsul təklif etmişdilər. 1950-ci illərdən başlayaraq, qaz fazadan kristallaşma üsulu özünə diqqəti cəlb etmişdir. Bu üsul müsbət tərəfləri ilə digər üsullardan fərqlənir. Baxmayaraq ki, bu üsulla mükəmməl monokristallar alınır, ancaq monokristalların yetişdirilməsi üçün istifadə olunan cihaz öz sadəliyi ilə seçilir. Alimlər bu üsulun sonrakı inkişafına diqqəti daha çox cəlb etmişdilər. Kimyəvi daşınma reaksiyası üsulu son zamanlar

Şeferin apardığı tədqiqat işlərinin hesabına daha da çox yayılmışdır [124, s. 136-142]. Kimyəvi daşınma reaksiyası üsulunun əsas mahiyyəti bərk və maye maddə ilə qazabənzər maddənin qarşılıqlı təsiri ilə yükdaşıyıcılar köçürüldükdən sonra sistemin o biri hissəsində yeni qazabənzər məhsul alınmasıdır. Heterogen dönər reaksiya üçün yükdaşıyıcıların köçürülməsi konsentrasiyanın qradiyenti mahiyyətcə temperaturlar fərqi hesabınadır. Bu üsula maraq özündən əvvəlki üsullardan çoxdur. Onun üstün cəhətlərindən odadavamlı olması və ərimə temperaturundan aşağı temperaturlarda monokristalların alınmasıdır. Bu üsulun əsas çatışmamazlığı kiçik ölçülü monokristalların alınmasıdır. Ancaq yarımkeçirici lazerlərin, fotoelektrik qurğularının hazırlanmasında buların rolu əvəzsizdir. Müasir imkanları nəzərə alsaq, texnikanın müxtəlif sahələrində, cihazqayırmada və hər hansı bir fiziki xassələrin tədqiqində bu üsulla alınmış monokristallardan istifadə olunur. Hal hazırda bu üsula maraq çoxdur və bu üsulla müxtəlif yarımkeçirici monokristalların alınmasında istifadə edilir. Əsas təmizləmə metodu olan zona kristallaşması metodu monokristalların yetişdirilməsi üçün müvəffəqiyyətlə istifadə edilir. Bu metodun üstün cəhəti ondan ibarətdir ki, monokristalları yetişdirən vaxtı eyni zamanda tərkibindəki aşqarları tənzimləmək olar. Ancaq bütün bunlara baxmayaraq elm və texnika intensiv olaraq sürətlə inkişaf edir və iri, mükəmməl monokristalların yetişdirilməsini tələb edir, bu da yeni-yeni metodların işlənilməsi, hazırlanmasını labüd edir. Dissetasiya işinin yerinə yetirilməsində A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının monokristalları əsasən aşağıda göstərilən üsulların köməyi ilə yetişdirilmişdir. Bu üsullar aşağıdakılardan ibarətdir:

1). Bricmen-Stokbarger üsulu [124, s.144-150]. Bu üsulla monokristalların yetişdirilməsi üçün istifadə edilmiş qurğunun prinsipial sxemi şəkil 1.1.1-də göstərilmişdir. Temperatur qradiyentinin yaranması üçün soba əsas sargıdan və əlavə sargıdan ibarətdir. Qradyent əmsalı sabit qalması üçün differensial termocütdən və VRT-3 tənzimləyicidən istifadə olunmuşdur. Bu sobanın temperaturu xromel-alümel termocütünün köməyi ilə ölçülmüşdür [107, s.25-33].

Sobanın seçilmiş sürətlə hərəkətini tənzimləmək üçün konkret olaraq elektrik



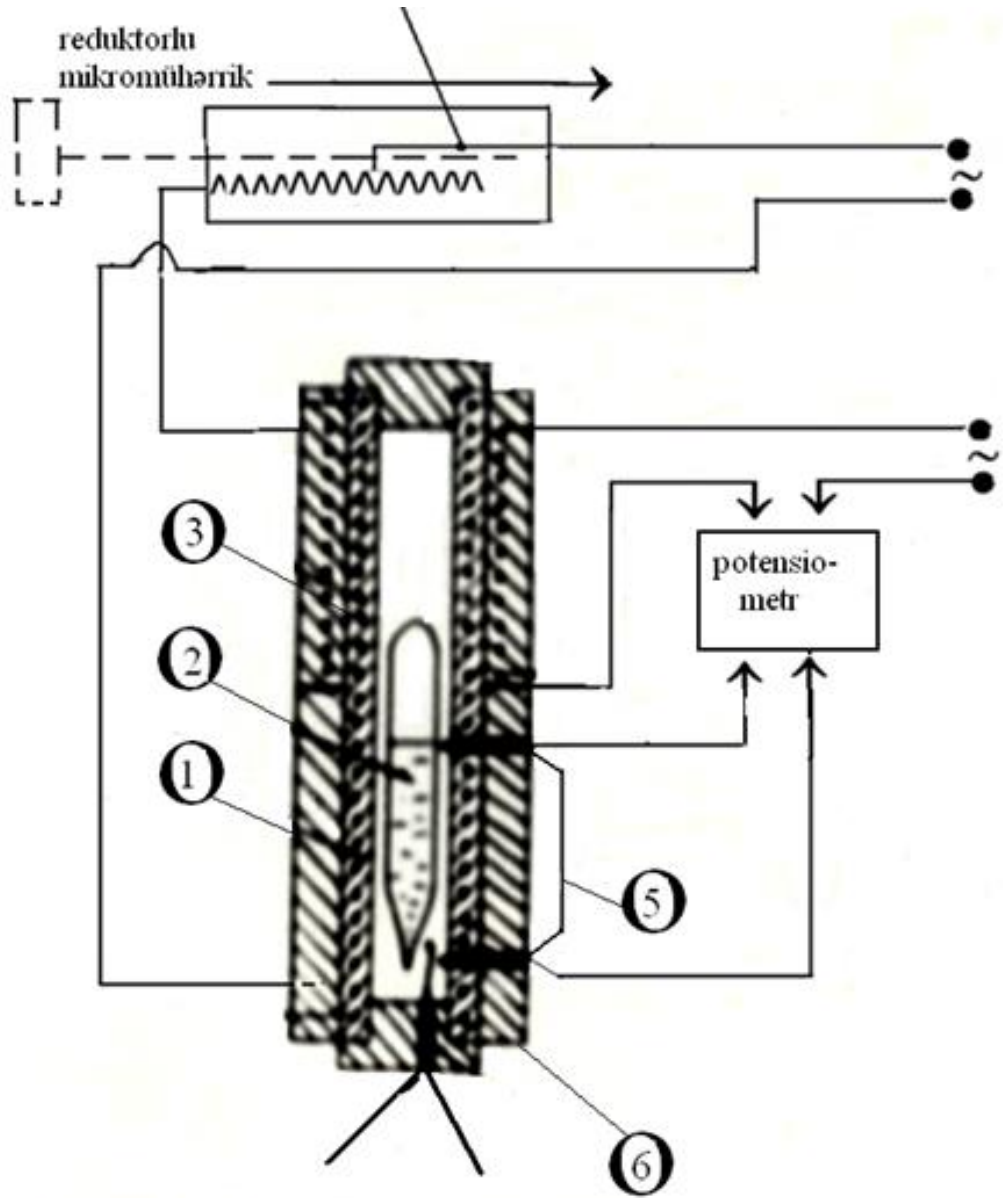
Şəkil.1.1.1. Bricmen üsulu ilə monokristalların yetişdirilməsi üçün qurğunun sxemi [188, s. 110] : sobanın əsas sarğısı (1) və əlavə sarğısı (2), içərisi maddə ilə dolu ampula (3), differensial termocüt (4), VRT-3 (5), elektrik mühərriki (6) .

mühərrikinin sürəti seçilir. Beləliklə sintez olunmuş maddə ilə yüklənmiş ampula əvvəlcədən temperatur rejimi seçilmiş sobada yerləşdirilir. Ampulada maddə tam əridildikdən sonra elektrik mühərrikinin köməyi ilə soba seçilmiş sürətlə yuxarı qalxır. Bu zaman içərisində sintez olunmuş maddə ilə yüklənmiş ampula tam olaraq, kristallaşma zonasından keçir. Sonda temperatur yavaş-yavaş otaq temperaturuna qədər aşağı salınır və proses başa çatır.

2). Sabit qradiyentli zəif sürətli soyutma üsulu faktiki olaraq müxtəlif şəkilli Bricmen üsuludur. Ancaq onun Bricmen metodundan fərqləndirici cəhəti ondan ibarətdir ki, monokristalların yetişdirilməsi prosesində həm içərisində əridilmiş polikristallar olan kvarsdan hazırlanmış ampula, həm də soba hərəkətsiz qalır və ancaq sobanın temperaturu müəyyən sabit temperatur qradiyenti ilə dəyişir. Bu üsul monokristalların yetişdirilməsi üçün əlverişli şərait yaradır [124, s. 151-158], [152, s. 121-122]. Sabit qradiyentli zəif sürətli soyutma üsulu ilə monokristalların alınması üçün hazırlanmış qurğunun sxemi şəkil 1.1.2-də göstərilmişdir. Qurğu sobadan, idarəedici və temperaturu tənzimləyən cihazlardan ibarətdir. Əsas (1) və əlavə (3) sarğıdan, temperatur qradiyenti yaradılan sobada yerləşdirilmiş içərisi maddə ilə dolu ampula (2), qradiyentin qiymətini sabit saxlayan diferensial termocüt (4) və temperaturu tənzimləmək üçün elektron idarəedicidən (5) ibarətdir. 1573K temperatur almaq üçün sobanın sarğılarını yüksək temperatura davamlı ərintidən hazırlanmış naqillə sarılmışdır. Sobada temperaturu ölçmək üçün xromel-alümel termocütündən istifadə olunur (6). Əsas qızdırıcıya reostat (4) qoşulmuşdur ki, ona qoşulmuş reduktorlu elektrik mühərriki vasitəsi ilə sobanın temperaturunu yavaş-yavaş sabit temperatur qradiyenti ilə soyutmaq olur.

Kristal qəfəs [71, s.10-69]. Kristalda ayrı-ayrı atomlar fəzada müəyyən qanunauyğunluqla düzülüş olur. Bu qanunauyğunluqları təsvir etmək üçün kristal qəfəs anlayışından istifadə edilir.

Kristal özəyin a , b , c tilləri və ya α , β , γ bucaqlarının qiymətindən asılı olaraq elementar özəyin formasına görə bütün 14 növ kristal quruluşunu 7 sistemə və ya sinqoniyaya ayırmaq olar:



Şəkil 1.1.2. Sabit qradientli zəif sürətli soyutma üsulu monokristalların yetişdirilməsi üçün qurğunun sxemi [188, s. 121]: əsas (1) və əlavə (3) sarğı, içərisi maddə ilə dolu ampula (2), reostat (4) , elektron idarəedicisi (5), diferensial termocüt (6).

1. Düzgün və ya kub sinqoniya. Bu sistemdə üç qəfəs mümkündür: sadə, həcmə mərkəzləşmiş və səthə mərkəzləşmiş. 2. Heksaqonal sistem (sinqoniya). Burada üç sadə özək birlikdə altüzlü prizma əmələ gətirir ki, bu da sinqoniyanın elementar özəyi olur (belə özəyin simmetriya elementləri daha çoxdur). 3. Tetraqonal və ya kvadrat sinqoniya. Bu sistemdə sadə və həcmə mərkəzləşmiş qəfəs mövcuddur. 4. Rombaedrik və ya triqonal sistem: Bu sinqoniyada yalnız bir növ qəfəs mövcuddur. 5. Rombik və ya ortoqonal sistem. Burada dörd cür qəfəs mövcuddur: sadə, bazaya mərkəzləşmiş, həcmə mərkəzləşmiş və səthə mərkəzləşmiş. 6. Monoklin sistem: Tillərdən biri qalan ikisinə perpendikulyardır. Bu sinqoniyada iki cür: sadə, bazaya mərkəzləşmiş qəfəs mövcuddur. 7. Triklin sistem. Bu sistemdə bütün tillər və bucaqlar müxtəlifdir. Burada bir növ qəfəs mövcuddur.

İstifadə olunan monokristalların tərkibləri DTA, PFA və MSA metodu ilə tədqiq edilmişdir. a) DTA 1470K-ə kimi HTP-73, 2270K temperaturuna qədər isə yüksək temperaturlu ВДТА-8 qurğusunda aparılmışdır. DTA-ya nümunələr 1,25qr. toz şəklində götürülür, diametri 8 mm olan kvardan hazırlanmış ampulaya doldurulur. Etalon olaraq közərdilmiş aliminium oksidindən istifadə edilir. Diferensial kanalın çıxışında 2 kaskadlı diferensial gücləndiricidən istifadə edilir ki, bunun da həssaslığı 0,01mkV təşkil edir, 10^5 əmsalı ilə zəif termik əmsalı gücləndirilir. ВДТА-8 cihazında komponentlərin buxarlanmasının qarşısını almaq üçün inert qazından $3 \cdot 10^5$ Pa yüksək parsial təzyiq yaradılır. DTA üçün ПР-30/6 termocütündən istifadə edilir ki, bu da temperaturu $\pm 5K$ dəqiqliklə ölçülür.

Tiql üçün material təmiz qrafitdən istifadə edilmişdir; б) PFA DRON-2,0 difraktometrində CuK_{α} -şüalanmasından istifadə edərək aparılmışdır;

в) MSA МИМ-8 mikroskopunda aparılmışdır;

г) Mikrobərклиyi ölçən PMT-3 vasitəsi ilə mikrobərклиyi müəyyən edilmişdir.

Göstərilən metodlardan əlavə həmçinin elektrikkeçiriciliyi və bərклиyi də ölçülmüşdür [124, s. 114-115].

GaS, GaSe və InSe laylı kristalları GaS tip laylı strukturda kristallaşır (şəkil

1.1.3). GaS, GaSe və InSe kristallarının struktur layları eynidir. Anion-kation kation-anion ardıcılıqla paylanmışdır.

a) GaS – sarı işıltılı bərk maddə şəkilində alınır. FSQ $P6_3/mmc$, sıxlığı $3,75 \text{ q/sm}^3$ -dür. GaS-nin strukturunda hər bir qallium atomu tetrayedrik şəkildə aralarındakı məsafə $2,34 \text{ \AA}$ (1Ga-3S) olmaqla üç kükürd atomu ilə və bir qalium atomu ilə aralarındakı məsafə $2,46 \text{ \AA}$ (Ga-Ga) olmaqla əhatə olunmuşur. Ga-S aralarındakı məsafədə $2,34 \text{ \AA}$ olması və kükürdüncü ($1,26+1,04=2,30 \text{ \AA}$) olmasından görünür ki, atomlar arasındakı ion-kovalent və laylar arasında isə Van-der-Vaals əlaqə növü mövcuddur. GaS strukturu 2 sıx yığılmış Ga atomlarının olduğunu göstərir ki, bunun da koordinasiya ədədi 4-dür və 2 sıx yerləşmiş kükürd atom atom təbəqəsindən ibarətdir ki, bunun da koordinasiya ədədi 3-dür və atomların təbəqədə ardıcıl yerləşməsi S-Ga-Ga-S şəkilindədir. GaS ancaq qəfəs struktur simmetriyası D_{6h}^4 -β olan heksoqonal halda kristallaşır [124, s.16-17].

b) GaSe və InSe kristalları uyğun olaraq dörd politipdə kristallaşır:

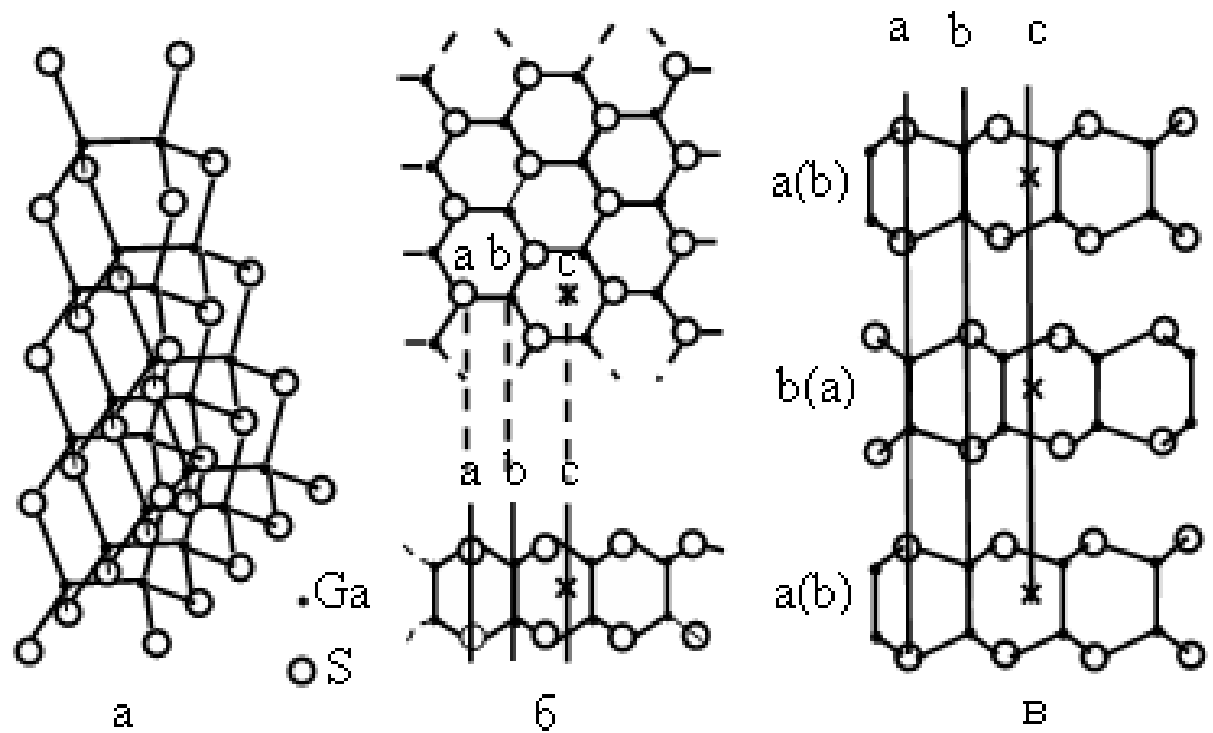
Fəza qrupu simmetriyası $\beta |D_{6h}^4|$, $\varepsilon |D_{3h}^1|$, $\delta |D_{6v}^1|$ olan üç heksoqonal və $\gamma |C_{3v}^5|$ olan bir rombayedrik şəkil 1.1.4. ε və β politipinin heksoqonal qəfəsi iki layın atomunu saxlayır, rombayedrik struktura $\gamma |C_{3v}^5|$ üç layın, heksoqonal $\gamma |C_{6h}^4|$ -dörd layın atomlarını özündə saxlayır:

a). Ga-S arasındakı məsafə $2,34 \text{ \AA}$ bərabərdir ki, bu da qallium və kükürdün kovalent radiuslarının cəminə yaxındır. ($1,26+1,04=2,30 \text{ \AA}$) bu da kristallarda əlaqələrin kovalent xarakterli olduğunu göstərir.

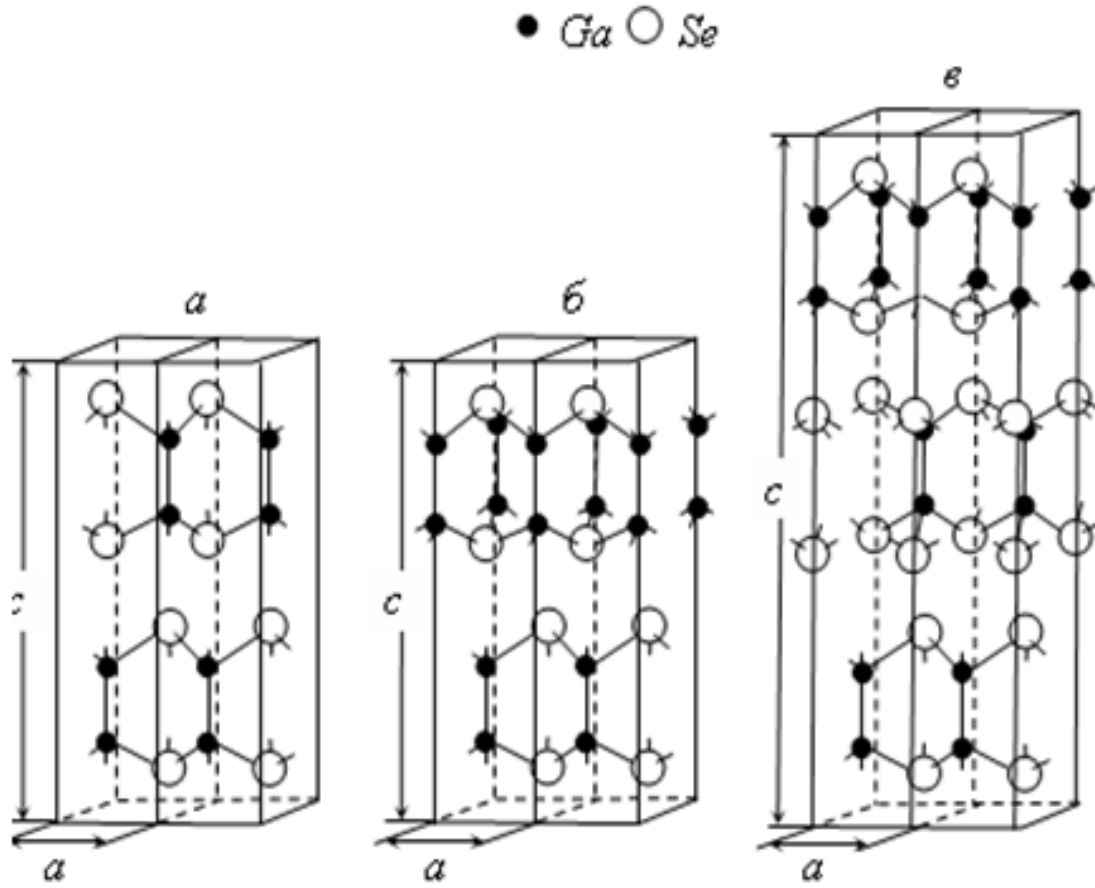
b). GaSe – qırmızı-qəhvəyi rəngli külkədən ibarət yumuşaq laylı maddədir.

Sıxlığı $5,033 \text{ q/sm}^3$ -dür. İlk tədqiqatlardan aydın olmuşdur ki, bu birləşmə iki modifikasiyada kristallaşırlar. Modifikasiyalar əsasən bir-birindən paketlərin (Se-Ga-Ga-Se) yerləşmə məsafəsinə görə fərqlənirlər. Homogen oblastın 48 və 51at%Se aralarında alınan birləşmələr heksoqonal strukturda və homogen oblastın 52-53 at%Se aralarında alınan birləşmələr rombayedrik strukturda kristallaşırlar [124, s. 17-18].

v) InSe monokristalları stexiometrik miqdarda In ilə Se 1:1 nisbətində qarışdırılaraq,



Şəkil 1.1.3 GaS tip birləşmələrin kristallik strukturu [124, s.17]: a-Ga-Ga atomları arasındakı əlaqəsini göstərən strukturun sxemi, b- GaS-də atomlar arasındakı məsafə, v – GaS-də laylar arası məsafə.



Şəkil 1.1.4 GaSe-n üç modifikasiyasının strukturu[124, s. 18]: a - β -GaSe; b - ϵ -GaSe; c - γ -GaSe.

sintez edilmiş və bircins ərinti alınmışdır. Bu fazanın tərkibi InSe birləşməsinə uyğun gəlir. InSe-nin əriməsi konqruent olaraq ərimə temperaturu müəyyən olunmuşdur. Bu 933K-nə bərabərdir. Onun sıxlığı isə $5,55 \text{ q/sm}^3$ -a bərabərdir. InSe-nin kristallik quruluşu bir sıra alimlər tərəfindən tədqiq olunmuşdur. 9-cu işdə müəyyən olunmuşdur ki, InSe rombayedrik quruluşa malikdir (fəza qrupu $R3m$ -dir). Elementar qəfəs parametrləri $a=4,017 \text{ \AA}$, $c=25,05 \text{ \AA}$. [107, s.75]-da müəyyən olunub ki, InSe heksaqonal strukturda kristallaşır və qəfəs parametrləri $a=19,2 \text{ \AA}$, $c=4,00 \text{ \AA}$ fəza qrupu $P6_322$, polikristallik nümunənin sıxlığı $5,72 \text{ q/sm}^3$ -a bərabərdir. InSe-laylı, qara, çox da bərk olmayan material, slyudaya bənzən, çox nazik laylı, hamar, şəffaf yumuşaq laylı maddədir.

q) Yaponiya alimləri S. Kaşida və s. rentgenostruktur tədqiqatları nəticəsində müəyyən ediblər ki, kükürd artıqlığı ilə TlS birləşməsi TlGaSe_2 struktur analoquna malik olaraq monoklin strukturda kristallaşır [45, s. 2194-2195], [243, s. 161].

Tl-S birləşməsinin diaqramına uyğun olaraq 460K temperaturda peritektik parçalanma baş verir [245, s. 55-57], [276, s. 3135-3137]. TlSe birləşməsinin dayanıqsız olduğunu təsdiqləyən faktlar vardır. TlS birləşməsi müxtəlif strukturda kristallaşır. Ən çox yayılan fəza qrupu $FSQ 14/mcm$ olan tetraqonal sinqoniyaya və elementar qəfəs parametrləri $a=7,77 \pm 0,01 \text{ \AA}$, $b=6,79 \pm 0,01 \text{ \AA}$, $Z=8$ olan zəncirvari quruluşa malik hallardır [201, s. 606-608].

Zəncirvari struktura malik olan TlS-in əsas xüsusiyyəti uyğun olaraq koordinasiya ədədləri səkkiz və dördə bərabər olan Tl atomunun 2 halda yerləşməsidir: bir və üçvalentli (poliedri: kuboktayedr - Tl^+ , tetraedr - Tl^{3+}). Beləliklə TlS birləşməsinin formulunu $\text{Tl}^+ (\text{Tl}^{3+}\text{S}^{2-}_2)$ kimi yazılır.

Zəncirvari struktura malik olan kristallardan başqa fəza qrupu $FSQ P4_12_12$ və elementar qəfəs parametrləri: $a=7,803 \text{ \AA}$, $c=29,55 \text{ \AA}$, $z=32$ [201] laylı kristallar və fəza qrupu $FSQ C^6_{2h}$ olan elementar qəfəs parametrləri: $a=11,018 \text{ \AA}$, $b=11,039 \text{ \AA}$, $c=15,039 \text{ \AA}$, $\beta=100,77^\circ$, həmçinin politipinin parametri $c \approx 15n$ ($n=2,4,6, \dots$) olan monoklin struktura malik TlS kristalları da məlumdur [45, s.2194-2196].

[201, s.606-608]-ci işdə müəlliflər 47-53at% kükürd artıqlığı ilə stexiometriyaya

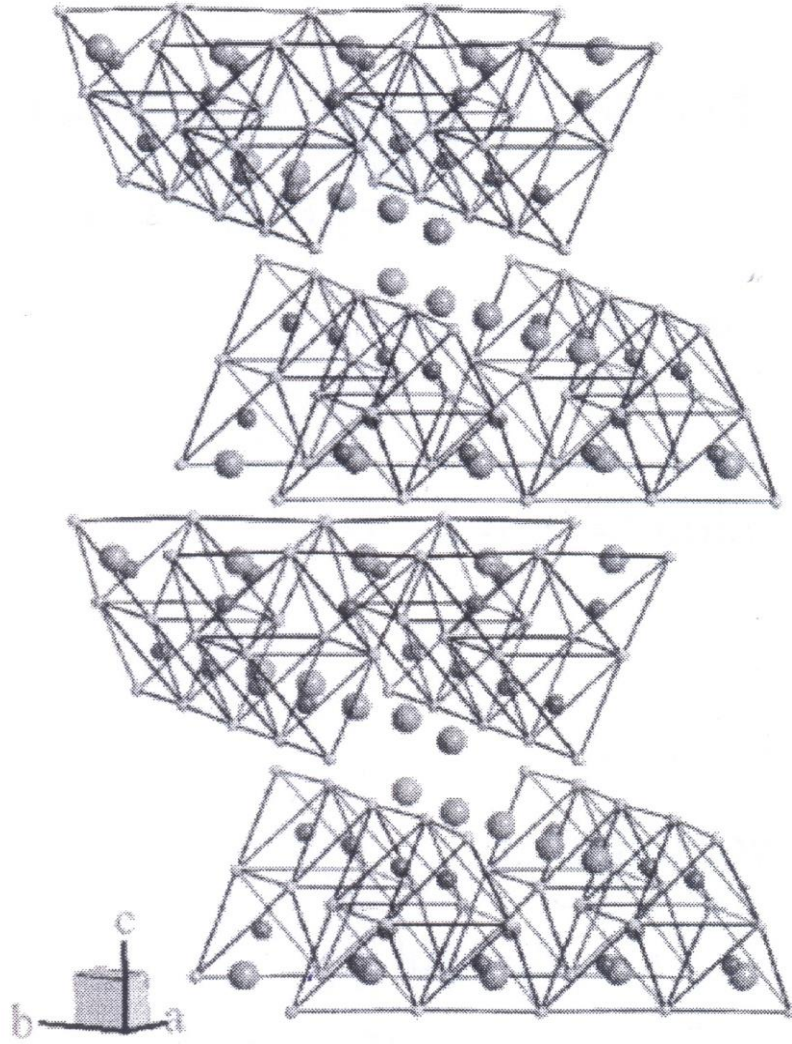
uyğun TlS, TlS+2%S, TlS+4%S, TlS+6%S kristallarını sintez ediblər. Rentgenodifraktometrik tədqiqatlar göstərmişdir ki, sintez olunmuş dörd nümunədən TlS+4%S –in qəfəsi monoklin qəfəsə çox yaxın alınır. Məhz ona görə də dissertasiya işində TlS+4%S kristallarından istifadə olunmuşdur.

Üşqat TlGaSe₂, TlInS₂ və TlGaS₂ kristalları eyni TlB³C₂⁶ (A-Tl; B-Ga, In; C=S, Se) laylı kristalların qrupuna daxildirlər şəkil 1.1.5. Bu birləşmələr müxtəlif modifikasiyalarda kristallaşırlar [259, s. 3211-3222].

a) Hal hazırda TlInS₂ birləşmələrinin beş kristallik modifikasiyası məlumdur: (monoklin [36, s.3211], triklin [259, s.104], tetraqonal [260, s.42], ortarombik [279, s.117] və heksaqonal [37, s. 621]. Neytronoqrafik tədqiqatların nəticələrinə görə monoklin modifikasiyalı laylı TlInS₂ kristallarının fəza qrupu C₂² və ya C_{2h}⁶ ola bilər [38].

TlInS₂ kristalları Tl və In artıqlığı ilə heksaqonal və ya triklin sinqoniyalı kristallaşır [259, s.104]. Kükürd buxarında otjiq etdikdə əvvəlcə amorf halda monoklin kristal alınır, sora temperaturun və kükürdün buxar təzyiqinin müəyyən qiymətində tetraqonal və ya rombik sinqoniyaya malik kristallar alınır. Monoklin M-TlInS₂ monokristalları bir-neçə politipi mövcuddur. Bu politiplər bir-birindən qəfəs parametrlərinin qiymətlərinə görə fərqlənirlər $c=c^1, 2 c^1, 4 c^1, 8 c^1$ ($c^1=15\text{Å}$, c-laylara perpendikulyar istiqamətdəki qəfəs ölçüləri). Bütün M-TlInS₂ monokristallarının politipləri parametri $c=15\text{Å}$ olan laylı birpak etli struktura malikdirlər. TlInS₂ monokristallarının müxtəlif politiplərinin fiziki xassələri bir-birindən fərqlənmirlər. Ancaq dəqiq spektroskopik eksperimentlərdə cüzi fərq müşahidə olunur [37, s. 1423-1426].

b) TlGaSe₂-nin kristal strukturu ilk dəfə Han və Müller tərəfindən öyrənilmiş [245, s.55-56] və dəqiqləşdirilmişdir. Bu işlərə görə yüksəktemperatur modifikasiyalı TlGaSe₂ FSQ-C_c(C_s⁴) monoklin sinqoniyaya malik bəzən də FSQ C_{2h}⁶ alınır. Göstərilmişdir ki, TlGaSe₂ və TlGaS₂ kristalları ya tetraqonal, ya da monoklin sinqoniyaya malik olurlar [243, s. 161].



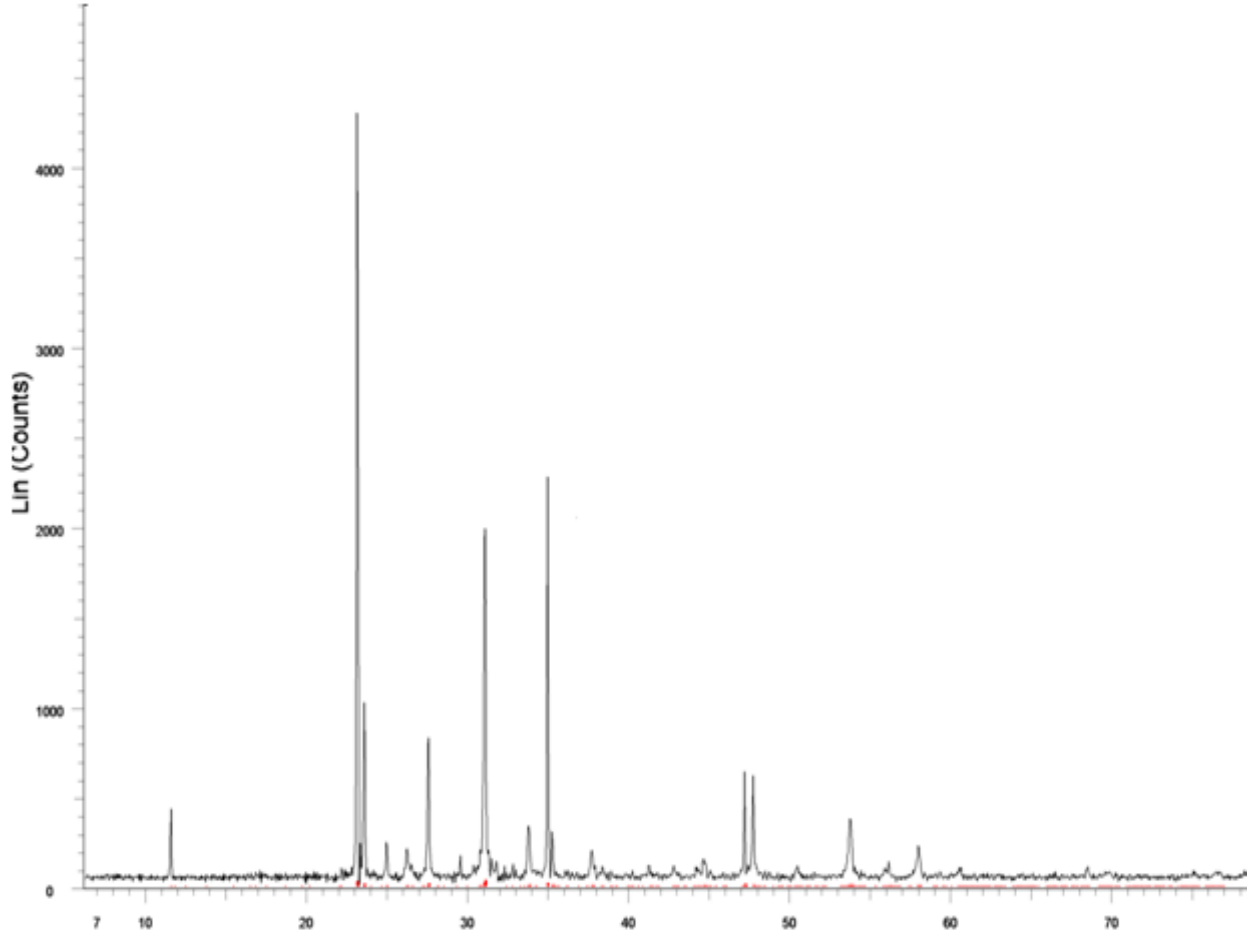
Şəkil 1.1.5 TlGaSe₂ tip struktura malik kristalların strukturu [40]: o -Tl ionları, ●-Ga və ya In ionları, · -S ionları.

Məhz ona görə də dissertasiya işində monoklin sinqoniyaya malik TlGaSe₂ və TlInS₂ kristallarının fiziki xassələri öyrənilmişdir. Bu kristalların ümumi cəhəti onlarda kimyəvi əlaqənin anizotropiyasının olmasıdır. [261, s. 121-122]-cı işə əsasən monoklin sinqoniyaya malik TlGaSe₂ monokristallarının struktur vahidi 2 ölçülü periodik təbəqədir. Ga₄Se₁₀ tetrayedr qrupundan ibarət olur ki, hər biri özlüyündə GaSe₄ dörd elementar tetrayedr birləşməsini göstərir. Bunlar da almaza bənzər qanununa görə boş Se₆ oktayedrin mərkəzi yaxınlığında yerləşir. TlGaSe₂ monokristalları tünd qırmızı rənglidir. [44, s.34]-ci işdə göstərilənlərə görə TlGaSe₂ və β-TlInS₂ psevdotetraqonal strukturaya, monoklin simmetriyaya və ПГC-P₂ 1/m-ə malikdir.

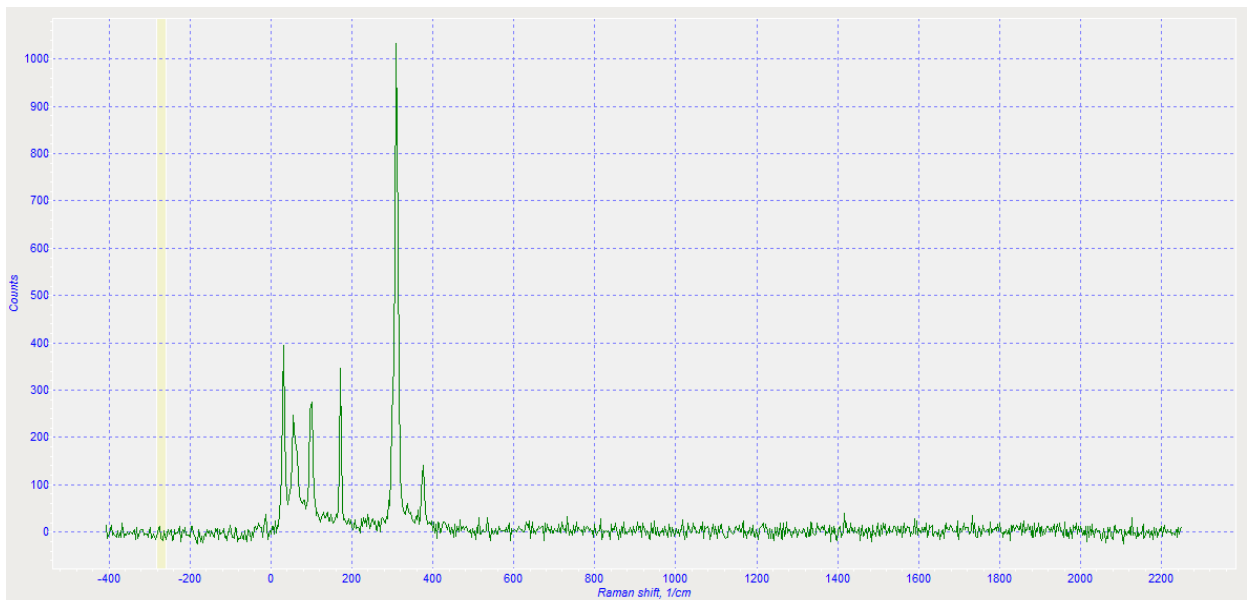
Neytronoqrafik tədqiqatlar göstərmişdir ki, TlGaSe₂ kristalları 2 polimorf (α-TlGaSe₂, β-TlGaSe₂) modifikasiyaya malikdir [274, s. 258-261]. TlGaSe₂ və TlInS₂ kristallarına böyük mexaniki qüvvə sərf etmədən \vec{c} oxuna perpendikulyar istiqamətdə nazik laylara parçalanır. Layların səthləri çox hamar olur ki, bu da monokristalların üstün cəhətidir [45, s.261-263]. İşdə istifadə olunan TlGaSe₂ və TlGaS₂ nümunələrində rentgen faza (RFA) analizi 40kV və 40A-də 0,5°<2θ<100° (CuK_α şüalanmada λ=1,5406Å) rejimində D8-AVDVANCE markalı difraktometrində aparılmışdır. RFA göstərmişdir ki, TlGaSe₂ nümunələrinin kristal strukturu 298K-də fəza qrupu C⁶_{2h}(C2/c) olan monoklin sinqoniyaya uyğundur (şəkil 1.1.6). Nümunələrin elementar qəfəslərinin parametrləri öyrənilmişdir: a=15,62300; b=10,773; c =10,744Å və β=100,040°; Z=16; V=17809 Å³; ρ=6,446 q/sm³.

v) TlGaS₂ laylı monokristalları TlInS₂ və TlGaSe₂ monokristallarına nəzərən az öyrənilmişdir. RFA göstərmişdir ki, TlGaS₂ nümunələrinin kristal strukturu 298K-də fəza qrupu C⁶_{2h}(C2/m) olan monoklin sinqoniyaya uyğundur (şəkil 1.1.7). Nümunələrin elementar qəfəslərinin parametrləri öyrənilmişdir: tetraqonal a = 15,623; b = 10,773, c=10,744 Å və β=100,040°; Z=16; V=17809 Å³; TlGaS₂ laylı monokristalları üçün elementar qəfəs sabitləri: a=10,299 Å, b=10,284 Å, c=15,175 Å və β=99,603°.

İşdə istifadə olunan TlGaS₂ nümunələrinin elementar qəfəslərinin parametrləri



Şəkil 1.1.6 TlGaSe₂ nümunəsinin difraktoqramı.



Şəkil 1.1.7 TlGaS₂ nümunəsinin difraktoqramı.

öyrənilmişdir: $a=15,623$; $b=10,773$; $c=10,744\text{Å}$ və $\beta=100,040^\circ$; $Z=16$; $V=17809\text{ Å}^3$; TlGaSe_2 tip struktura malik ($\beta\text{-TlInS}_2$, TlGaS_2 və s.) monokristalları daxildir və bu kristalların strukturu şəkil 1.1.5-də göstərilmişdir. Laylı birləşmələrinin ərimə temperaturları və qəfəs parametrləri binar (ikiqat) birləşmələr üçün cədvəl 1.1.2-də və üçqat birləşmələr üçün isə cədvəl 1.1.3-də göstərilmişdir. Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi yarımqeçiricilər texnologiyasının əsas problemlərindən biri də mükəmməl və təmiz monokristalların alınmasından ibarətdir. Ancaq bütün deyilənlərə baxmayaraq, kristallarda çox vaxt nəzarət oluna bilməyən defektlər baş verir. Bu kristalların alınma temperaturu yüksək olduğu üçün belə hallarının mümkünlüyü əvvəlcədən məlumdur. Məlumdur ki, kristalların strukturundakı hər hansı bir defektin olması onlar əsasında hazırlanan cihazın xarakteristikasını dəyişdirir (pisləşdirir). Digər tərəfdən müxtəlif cihazların funksional xüsusiyyətlərinə defektlərin təsiri müxtəlifdir. İndiyə qədər kristalların strukturundakı defektlərin elektrik parametrlərinə təsir mexanizmi işlənilməyib.

Cədvəl 1.1.2.

A^3B^6 laylı kristalların ərimə temperaturları və qəfəs parametrləri

Birləşmə	$T_{\text{ər.,K}}$	Sinqo- niya	Fəza Qrupu	Qəfəs parametrləri			Ədə- biyyat
				$\alpha, \text{Å}$	$\beta, \text{Å}$	$\gamma, \text{Å}$	
1	2	3	4	5	6	7	8
GaS	1233	Heksaqo- nal	D_{3h}^1	3,58		15,47	[246,s.327] [50,s.1357]
GaSe	1240	Heksaqo- nal		$3,755 \pm$ $0,001$		$15,94 \pm$ $0,002$	[246,s.327] [208,s.288]
InSe	933	Heksaqo- nal		4,04		16,92	[106,s.55]
TlS		Tetraqo- nal	14/mcm	$7,77+0,01$	$7,77+0,01$	$6,79+$	[201,s.37]

						0,01	
TİS	580	Monoklin	C^6_{2h} və ya $C2/c$	10,90	10,94	15,18	[243,s.161] [44,s.2194]
TİS		Monoklin	$C2/c$	11,118	11,039	15,039	[245,s.55]

Hansı ki, bu ən aktual problemlərdən biridir. Bərk cisim elektronikasısı üçün perspektivli olan mürəkkəb yarımkeçiricilər və bərk məhlul kristalları qismən nizamsız quruluşa malik defektli kristallardır. Bu tip kristallarda mövcud olan həm məxsusi və həm də müəyyən üsullarla yaradılan defektlərin yaranma mexanizminin öyrənilməsi həm elmi və həm də praktik əhəmiyyətə malikdir.

Yarımkeçirici materiallarda yaranan defektləri aşağıdakı kimi qruplaşdırmaq olar: struktur defektləri, idarə olunmayan aşqar defektləri, xüsusi olaraq daxil edilmiş aşqar defektləri, radiasiya defektləri, termik defektlər. Kristal qəfəsin ideal periodikliyinə transilyasiya simmetriyasının pozulmasına kristalların defekti deyilir [55, s. 155-158], [153, s. 48-50]. Kristallarda defektlərin ölçülərinə görə bir neçə növü mövcuddur: sıfırlıqlı (nöqtəvi), birölçülü (xətti), ikiölçülü (yastı) və üçölçülü (həcmi) [62, s. 89-92], [191, s. 6-8].

Sıfırlıqlı defektlər. Sıfırlıqlı defektlər (və ya nöqtəvi defektlər) kiçik qrup əmələ gətirən atomların yerdəyişməsi və ya əvəzlənməsi həmçinin aşqarların təsiri ilə əmələ gəlir. Onlar kristallar qızdırıldıqda, aşqarlandıqda, yetişdirilən zaman və şüalanan zaman yaranır.

a) Birölçülü (xətti) defektlər. Bu zaman kristalların bir istiqamətində defektlər, digər istiqamətdəkinə nisbətən çoxdur. Bunlara dislokasiyalar və diskliyasiyalar aiddir.

b) q) Üçölçülü (həcmi) defektlər. Bunlara qaz şəklində qovuqcuqlar, ana ərintinin qovuqcuqları, sektorlar şəklində çirkləri konsentrasiyaları, aşqarlarla çirklənmə və s. daxildir.

Bu defektlər kristalların böyüdülmə rejiminə və alınan kristalların keyfiyyətinə təsir edir. Defektlərdən yayınmaq üçün zona əritmə, həmçinin adi dəmləmə üsullarından istifadə edilir. Yüksək temperaturlarda defektlərin diffuziya əmsalı çox

olur. Vakansiyalar səthə çıxır və bu hadisəyə defektlərin buxarlanması deyilir.

Nümunələrin elektrik, dielektrik və fotoelektrik xassələrini tədqiq etmək üçün üçün onlardan sendviç variant hazırlanmışdır. Kontakt materialı olaraq gümüş pastasından və ya metallik indiumdan istifadə olunmuşdur. Ölçü aparılan zaman nümunənin xarici mühitlə izolə edilməsi üçün kriostatda yerləşdirilmişdir. Nümunələrin həndəsi ölçülərinə maksimal böyütmə qabiliyyəti 88 dəfə, ölçü dəqiqliyi isə 0,01 mm olan MBS-1 mikroskopu vasitəsi ilə nəzarət edilmişdir.

Cədvəl 1.1.3.

TlB³C₂⁶ (B-Ga, In; C-S, Se) laylı kristalların ərimə temperaturları və qəfəs parametrləri [50]

Birləşmə	T _{ər.} ,K	Sinqo- niya	Fəza Qrupu	Qəfəs parametrləri			Ədə- biyyat
				α, Å	β, Å	γ, Å	
TlGaS ₂	1153	Tetraqonal	14/mcm	7,260	7,260	29,776	[88, s. 62]
		—	—	7,295	7,295	29,96	[249, s.385]
	1178	—	—	7,29	7,29	29,96	[155, s.195]
		Monoklin	C _c və ya C2/c	10,40	10,40 100 ⁰	15,17	[113, s.47]
	1153	—	P2 ₁ /m	7,26	7,26 91 ⁰ 12'	29,8	[237, s.68-69]
TlGaSe ₂		Monoklin	P2 ₁ /n	10,772	10,771 100,6 ⁰	15,636	[16, s.47]
	1091	Tetraqonal	--	7,65	7,65	30,2	[196, s.873 -874]
		—	14/mcm	7,626	7,626	30,56	[42, s.55]
	1090	—	--	7,644	7,644	30,832	[42, s.56]
β-TlInS ₂		Monoklin	C _c və ya C2/c	10,77	10,77 100 ⁰	15,62	[235, s. 1754]

	1052	—	P2 ₁ /m	7,60	7,60 90°20'	31,36	[234, s.581-582]
		Monoklin	C _c və ya C2/c	10,95	10,95 100°	30,28	[179, s.38-41]
	1033	—	P2 ₁ /m	7,76	7,76	30,01	[59, s. 1866]
α-TlInS ₂	870	Tetraqonal	14/mcm	8,00	8,00	6,72	[59, s.1867]
		Ortorombik	P2 ₁ 2 ₁ 2 ₁	6,87	13,79	C=4,17	[59, s.1867]
TlInS ₂	1040	Monoklin	C _{6h} ⁶	10,90	10,95	14,82	[248, s. 183]
		Tetraqonal	D _{4h} ¹⁸	8,075	8,075	6,847	[196, s.873-874]
	1081	—	—	8,02	8,02	7,15	[248, s.183]
	1040	Monoklin	C 2/c	10,970	10,971 100,06°	15,277	[234, s.581]
	1040	—	—	8,002	8,002	7,015	[50, s.1357]

Bu ölçülərin xətası aşağıdakı kimi qiymətləndirilir.

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta\ell}{\ell} + \frac{\Delta S}{S} + \frac{\Delta V_x}{V_x} + \frac{\Delta I}{I}, \quad (1.1.1)$$

Ölçü və ya həqiqi qiymətlər arasında fərq ya müəyyən xəta tərtibində, ya da sistemli şəkildə olur. Gərginliyi və cərəyanın gücünü dəqiqliyi 0,02-0,5 olan teztəsiredici yüksək müqavimətli RUÖC ölçü cihazı ilə təyin edilmişdir. 77-411K temperatur intervalında elektrikkeçiriciliyini, Hol əmsalını, termo-e.h.q. və dielektrik nüfuzluğu ölçülərkən xəta 3-4% tərtibində və tgδ ölçülən zaman yol verilən xəta isə 7% olmuşdur. Ölçülərin dəqiqliyi göstərilən üsulla yoxlanılmışdır [107, s. 56].

1.2. A³B⁶ laylı kristalların və onların üçqat analoqlarına xarici amillərin təsiri

A³B⁶ laylı kristalların və onların üçqat analoqları xarici amillərin təsirinə çox həssasdırlar [84, s. 3-16], [175, s. 1958-1960]. Xarici təsirlər hissəciklər

arasında mövcud olan, hissəciklərin xüsusiyyətlərini və davranışını müəyyənləşdirən mühüm amillərdən biridir [105, s. 55], [116, s. 2-11]. Dissertasiya işinin gedişində A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarına xarici amillərin təsiri (aşqarların, temperaturun, elektrik sahəsinin gərginliyinin və tezliyinin, γ -kvantlarının və elektron selinin) müəyyənləşdirilmişdir [108, s. 130-131].

1.3. A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının γ -kvantları ilə şüalandırılması

Radiasiya mənbələri. Bütün aləm radiasiya şüalanmasının təsiri altındadır. Kosmosdan gələn radioaktiv şüalar təbii radioaktiv şüalardır. Atom sənayesinin tullantılarının radioaktiv şüaları, radioaktiv izotopların yaydığı şualarda gündəlik radiasiya şüalanının təməl hissəsidir.

Şüalanma mənbələrinin növləri. Radioaktiv parçalanmadan asılı olaraq üç növ şüalanma qeydə alınır: α -şüalanma ağır hissəciklərdən ibarətdir. Bu şüa seli dəridən keçə bilmir və adi kağız vərəqi ilə saxlanıla bilər; β -şüalanma böyük nüfuzetmə qabiliyyətinə malikdir. Bu şüalar dəridən keçir və 2 sm dərinliyə nüfuz edir; γ -şüalanma işıq sürəti ilə yayılır, ondan yalnız qalın qurğuşun və ya beton qatı ilə qorunmaq olar.

Şüalanma miqdarı (dozası). İonlaşdırıcı şüaların təsirini qiymətləndirmək üçün şüalanma miqdarı (dozası) anlayışından istifadə edilir. Radiasiya təhlükəsi həmçinin böyük sürətlə hərəkət edə bilən neytron selini əks etdirir. Bu tip şüalanmanın xüsusi adı yoxdur. Ondan ya su layı ya da qalınlığı bir metr olan beton divarla müdafiə olunmaq olar.

Yarımkəçiriciləri şüalandırdıqda onda dərin mərkəzlər-akseptor və ya donör tip radiasiya defektləri əmələ gəlir [63, s. 17-25]. Ədəbiyyatlarda bu kristallardakı defektlərin yaranma mexanizmləri öyrənilməmişdir. Bütün bunlara görə bu kristallara ayrı-ayrılıqda şüalanmanın təsiri öyrənilir. Müəyyən edilmişdir ki, şüalandırılmış kristallarda yeni yavaş rekombinasiya mərkəzləri əmələ gəlir. Materialların radiasiyaya həssaslığını müəyyən etmək üçün onların qəfəs strukturlarını öyrənmək lazımdır. Ona görə də kristalların fiziki xassələrinə şüalanmanın təsiri öyrənilir

[150]. Dissertasiya işinin gedişində A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının γ -kvantları və sürətlənmiş elektron seli ilə şüalanmanın təsiri öyrənilmişdir. 1.1.1-də göstərilən üsulla hazırlanmış nümunələr RXUND-20000 qurğusunda γ -kvantları ilə şüalandırılırlar. γ -kvantlarının orta enerjisi 1,25 MeV təşkil edir. İşin gedişindən asılı olaraq, nümunələrə verilən şüalanmanın dozası $D_\gamma=5 \cdot 10^4 - 2,25 \cdot 10^6$ rad təşkil etmişdir. Şüalanmış kristallar [65, s.7-22]-ci işdə göstərilən metodlarla ölçülmüşdür.

PXUND tipli γ -qurğusu aşağıdakı sxem üzrə işləyir: su sıx setkalı silindrik qəbuledici-ayırddedici aparatına daxil olur, bu zaman bərk hissəciklər yuxarı qalxır və diffuzorda sıxılır və bunker qalxmağa yönəldilir. Sonra su şərti təmiz su ilə müəyyən konsentrasiyaya qədər qarışdırılır, γ -qurğusuna verilir. Bu zaman γ -şüalanmasının təsiri ilə Co 60 izotopun təsiri ilə zərərli maddələrdən təmizlənir.

1.4. A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının elektron seli ilə şüalandırılması

Yüksək enerjiyə malik elektron dəstəsi almaq üçün 2 tip elektron sürətləndiricisindən istifadə edilir: Silsilə hissəcikli sürətləndirici; Sinxron hissəcikli sürətləndirici.

Onlar sabit elektromaqnit radiusa malik halqa ilə əhatə olunmuş yüksək tezlikli sahədə sürətlənir. Xətti sürətləndiricilərdə hissəciklər yüksək tezlikli rezonator stiqamətində düz gedirlər. Enerjisi 1 QeV-dan böyük olan oblastda adətən 4 tip sürətləndiricidən istifadə edilir: Proton sinxrotronu; Elektron sinxrotronu; Elektron xətti sürətləndiriciləri; Qarşılıqlı görüşən dəstələr qurğusu.

Elektron selinin təsir mənbəyi olaraq, enerjisi 4 MeV olan ELU-4 qurğusundan istifadə olunmuşdur.

A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının nümunələri $2 \cdot 10^{12}$ - dən 10^{13} el/sm²-dək elektron seli ilə şüalandırılmışdır. Elektron selinin hesablanması:

$$\Phi_{el} = \frac{I \cdot t}{eS}, \quad (1.4.1)$$

e-elektronun yükü, S-Faradey silindirində elektron selinin orta sahəsidir. (Faradey

silindiri elektronların orta cərəyanını qeyd edir).

$$S = \frac{\pi \cdot D^2}{4}, \quad (1.4.2)$$

t-şüalanma müddəti, I-elektron selinin cərəyanıdır. Nümunənin üzərinə düşən elektron selinin qiyməti hesablanarkən, yükdaşıyıcıların konsentrasiyası nəzərə alınmışdır [105, s. 56].

Yükdaşıyıcıların konsentrasiyası nümunənin üzərinə düşən elektron selinin qiymətindən çox olarsa, fiziki parametrlərdəki dəyişiklik nəzərə alınmayacaq qədər az, əks halda, yəni nümunənin üzərinə düşən elektron selinin qiyməti yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından çox olarsa, fiziki parametrlərdəki dəyişikliklər əhəmiyyətli dərəcədə çox olur. Elektron seli nümunənin yalnız bir üzünə düşdüyü halda, γ -kvantları isə hərtərəfli (bütün istiqamətlərdə) təsir gücünə malikdir [113, s. 47], [120, s. 63-65].

Yarımkəçiricilərdə şüalanma zamanı yaranan radiasiya defektlərinin öyrənilməsi təkcə radiasiya dayanıqlılığı deyil, həmçinin radiasiya texnologiyasının sonrakı inkişafı üçün də lazımlıdır. Bu materialların xassələrini idarə etmək üçün defektin əlavə olunması üçün də gərəklidir. Radiasiya kristal qəfəsdə aşağıdakı defektləri yaradır: nöqtəvi, xətti və həcmi. Bu defektlər haqqında ətraflı məlumat bu fəsilin 1.1 paragrafında verilmişdir. Radiasiyanın təsiri ilə yaranan defektlərin vəziyyətlərinin dəyişmələri lokal halların spektrlərinin dəyişməsi sonda materialın fiziki xassələrinin dəyişməsinə səbəb olur [48, s. 36-37].

1.5. A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarına işığın təsiri

İşıqlanma. İşıqlanma verilmiş $d\sigma$ səthinə düşən $d\Phi$ işıq selinin həmin səthin sahəsinə nisbəti ilə ölçülür:

$$d\sigma/dE = d\Phi/d\sigma, \quad (1.5.1)$$

Bu ifadədən istifadə edərək nöqtəvi mənbəyin yaratdığı işıqlanma təyin edilir. Nöqtəvi mənbədən çıxan selin bütün istiqamətlərdə bərabər paylandığını qəbul edək [104, s. 217-223], [167]. $d\Phi = Id\Omega$ və $d\Omega = d\cos\alpha/r^2$ olduğundan,

$$dE = d\phi/d\sigma = I\cos\alpha/r^2, \quad (1.5.2)$$

Bildiyimiz kimi, ϕ - səthin xarici normalı ilə işıq selinin yayılma istiqaməti (daxilində işıq yayılan konusun oxu) arasındakı bucaqdır. Fotometriya (1.5.2)- işıqlanma qanununun riyazi ifadəsidir. Bu ifadədən görüldüyü kimi, işıq şiddəti I olan nöqtəvi mənbəyin yaratdığı işıqlanma $\cos\phi$ ilə düz, mənbədən işıqlanan səthə qədər məsafənin kvadratı ilə tərs mütənasibdir. (1.5.2) düsturunun köməkliyi ilə mənbəyin işıq şiddətini təyin etmək olar. Bunun üçün eyni səthin bir hissəsini şiddəti məlum olan işıq mənbəyi ilə, digər hissəsini isə şiddətini təyin etmək istədiyimiz işıq mənbəyi ilə işıqlandırmaq lazımdır. Mənbələrdən hər hansı birini hərəkət etdirməklə işıqlanan səthə qədər məsafəsini dəyişdirərək bütün səth boyu eyni işıqlanma ($E_1 = E_2$) əldə etsək, $I_1/I_2 = r_2^2/r_1^2$ ifadəsindən $I_2 = I_1 r_1^2/r_2^2$ alınır. I_1 , r_1 və r_2 məlum kəmiyyətlər olduğundan, I_2 -ni hesablamaq olar.

İşığın səpilməsi. Işıq dalğaları maddi mühitdən keçərkən intensivliyi tədricən azalır. Bu isə işığın maddi mühitdən səpilməsi və mühit tərəfindən udulması ilə əlaqədardır [111, s. 78-79], [251, s.5-6]. İşığın səpilməsi mühitdəki qeyri-bircinsliliklərdən baş verir. Səpilən işığın dalğa uzunluğu dəyişmir, amma intensivliyi səpici qeyri-bircinsliliklərin xətti ölçüsü kiçik olduqca daha sürətlə azalır. Səpici mərkəzlərin xətti ölçüsünə bağlı olaraq $I_s \sim \frac{1}{\lambda^2}$ və ya $I_s \sim \frac{1}{\lambda^3}$ şəklində dəyişir. İşığın səpilməsi atom və molekulların bircins mühitdə xaotik istilik hərəkəti zamanı müvəqqəti sıxlaşma və seyrəkləşmələrindən də ola bilər. Bu zaman $I_s \sim \frac{1}{\lambda^4}$ olur və səpilmə molekulyar səpilmə adlanır. Bircins maye və kristallarda işığın səpilməsi zamanı səpilən işığın tərkibində, ilkin, düşən işığın w_0 tezliyindən başqa, ondan Δw kəmiyyəti qədər fərqlənən və maddənin molekulyar quruluşuna xas olan w_m tezlikli dalğalarda müşahidə olunur ($w_m = w_0 \pm \Delta w$). Bu növ molekulyar səpilmə kombinasiyon səpilmə adlanır və maddənin strukturunun araşdırılmasında istifadə olunur. İşığın səpilmə zamanı enerji elektromaqnit təbiətini saxlayır. Işığın udulması zamanı isə o daxili enerjinin müxtəlif növlərinə çevrilir.

İşığın udulması. Buger qanunu. Mühitdən elektromaqnit dalğası keçərkən enerjinin bir hissəsi mühitin elektronlarının rəqslərinin həyəcanlanmasına sərf olunur.

Bu enerjinin bir hissəsi yenidən ikinci dalğa şəklində şüalanmaya qayıdır, digər hissəsi mühitin daxili enerjisinə çevrilir.

Təcrübə göstərir ki, dx yolunda işıq intensivliyinin dəyişməsi, bu yolun uzunluğu və intensivliyin qiyməti ilə mütənasibdir.

$$dI_x = -\alpha I_x dx \quad (1.5.3)$$

α - udulma əmsalı olub, təbəqənin qalınlığından asılı olmayan maddənin udma qabiliyyətini xarakterizə edir. (-) işarəsi işığın intensivliyinin $d\ell$ qalınlığında azaldığını göstərir şəkil 1.5.1 ($dI_x < 0$). Uducu mühit üzərinə I_0 intensivliyi ilə düşən işığın ℓ qalınlığını keçdikdən sonrakı I intensivliyini hesablayaq. Bunun üçün (1.8)-i dəyişənlərinə ayırıb $x=0$ -dan $x=\ell$ -ə və $I_x = I_0$ -dan $I_x = I$ -yə qədər inteqrallayaq

$$\int_{I_0}^I \frac{dI_x}{I_x} = -\alpha \int_0^\ell dx$$

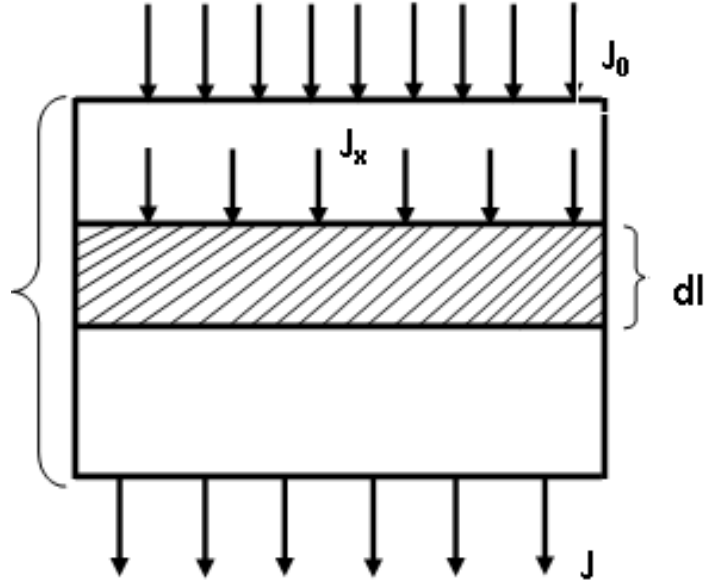
$$I = I_0 e^{-\alpha \ell} \quad (1.5.4)$$

(1.10) münasibəti Buger qanunudur.

Deməli uducu mühidə intensivlik eksponensial qanunla dəyişir.

$$(1.7)\text{-dən} \quad \ell = 1/\alpha \quad \text{olduqda} \quad \frac{I_0}{I} = e \approx 2,72 \quad (1.5.5)$$

Demək ki, mühitin udma qabiliyyəti elə qalınlığın tərs qiymətinə bərabərdir ki, o qalınlıqda intensivlik e dəfə azalsın. A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarına ağ işığın təsirini öyrənmək üçün ДРИ400-5 lampasından istifadə olunmuşdur. Lampanın elektrik parametrləri aşağıdakılardır: lampanın gücü 400Vt, işıq gərginliyi 130V, spiralın qızma temperaturu 4200K, spektral diapazonu 300-800nm., istifadə edilmiş işığın intensivliyi 35klm.



Şək.1.5.1. d - nümunənin qalınlığı, nümunənin üzərinə düşən işığın J_0 intensivliyi, sonrakı J intensivlik [188, s.156].

II FƏSİL

A³B⁶ LAYLI KRİSTALLARIN VƏ ONLARIN ÜÇQAT ANALOQLARININ ELEKTRİK, DIELEKTRİK VƏ FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİNİN TƏDQIQAT ÜSULLARI

Bu fəsildə A³B⁶ laylı kristallar və onların üçqat anoloqlarının elektrik, dielektrik və fotoelektrik xassələrinin ölçmə üsullarının tədqiqinə həsr edilmişdir.

Ölçmə xətası - ölçmənin nəticəsi ilə ölçülən kəmiyyətin əsl qiyməti arasındakı fərkdir. Ölçmənin nisbi xətası - ölçmənin mütləq xətasının ölçülən kəmiyyətin əsl qiymətinə olan nisbətidir.

Ölçmə dəqiqliyi - ölçmə nəticəsinin ölçülən kəmiyyətin əsl qiymətinə yaxınlaşmasını əks etdirən ölçmə keyfiyyətidir. Kəmiyyətə dəqiqlik modul üzrə götürülən nisbi xətanın tərs qiyməti ilə ifadə oluna bilər

Mütləq və nisbi xətalari, ölçmə dəqiqliyini təyin edərkən fiziki kəmiyyətin X.ə.q. əsl qiyməti əvəzinə real surətdə onun X_h həqiqi qiyməti istifadə oluna bilər.

Yarımkəçiricilərin elektrik xassələri dedikdə əsasən qadağan olunmuş zonanın eni, cərəyan daşıyıcıların yüüklüyü, ərimə temperaturu və s. başa düşülür.

1. Əgər qadağan olunmuş zonanın eni böyük olarsa, onun işçi diapazonu da böyük olur, həmçinin qadağan olunmuş zonanın eni böyük olarsa, cihazın işçi diapazonu qısa dalğalı oblasta doğru sürüşür [2, s.65-71], [5, s.1-4]. Qadağan olunmuş zonasının eni geniş olan kristalların ərimə temperaturu da yüksək olur. Deməli, bu qadağan olunmuş zonanın eni ilə ərimə temperaturu arasında müəyyən uyğunluğun olmasını göstərir [25, s. 751-752], [49, s. 94-96], [220, s. 85-88].

2. Cərəyan daşıyıcıların yüüklüyü yükdaşıyıcıların dreyf sürəti ilə düz və sahənin gərginliyi ilə tərs mütənasibdir. Cərəyan daşıyıcıların yüüklüyü yarımkəçirici cihazların tezlik xarakteristikalarını müəyyən edir [25, s. 752-754]. Yüksək tezlikli diapazonda işləyən cihazların hazırlanması üçün yüksək müqavimətli maddələr lazımdır. Belə maddələr həmçinin fotoqəbuledicilərin hazırlanmasında da lazımdır. Kristal qəfəsi ideal və tərkibində heç bir aşqar olmayan yarımkəçirici məxsusi yarımkəçirici adlanır. Belə maddənin elektrikkeçirməsi yalnız onun öz atomlarının valent elektronları ilə əlaqədardır. Hər hansı xarici amilin (istilik, şüalanma, təzyiq

və s.) təsirindən məxsusi yarımkeçiricinin valent elektronları sərbəstləşib elektrikkeçirmədə iştirak edir.

Yarımkeçirici maddələrə aşqar vurulduqda, onun qadağan olunmuş zonasında həmin aşqara uyğun enerji səviyyələri yaranır. Bu müxtəlif növ enerji səviyyələri ola bilər [136, s. 325-334].

Donor səviyyələri. Aşqar atomların valent elektronlarına məxsus enerji səviyyəsi yarımkeçiricinin keçiricilik zonasının dibinə yaxın ΔE_D məsafəsində yerləşir. Həmin səviyyədəki elektron keçiricilikdə iştirak edə bilmir. Lakin ΔE_D -nin qiyməti kiçik olduğuna görə elektronun istiliklə həyəcanlanıb keçiricilik zonasına keçməsi və keçiricilikdə iştirak etməsi üçün çox az enerji lazımdır [119, s. 106-108], [141, s. 1354-1355].

Akseptor səviyyələri. Müəyyən hallarda aşqar atomlarının ilk boş valent enerji səviyyələri valent zonası yaxınlığında yerləşir. Yarıqma səviyyələri. Yarımkeçiricilərdə donor və akseptor səviyyələri uyğun olaraq keçirici və valent zonalarına yaxın məsafələrdə yerləşir. Odur ki, donor və akseptor səviyyələri dayaz enerji səviyyələri adlanır. Yarıqma səviyyələri də dayaz səviyyələr qrupuna aiddir [136, s. 129-130].

Dərin enerji səviyyələri. Bəzi aşqarlar yarımkeçiricilərdə zonaların E_v və E_c sərhədlərindən uzaqda yerləşən dərin enerji səviyyələrini yaradır.

Bərk cisimlərin fotoelektrik xassələri. Işığın maddə ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində işıq dalğaları özü ilə daşdığı enerjini maddəyə ötürür və onda müxtəlif fotoelektrik hadisələri baş verir. Belə hadisələrə müxtəlif fotoehq (fotoqalvanik effekt), işıq şüasının təsirindən elektrikkeçiriciliyinin dəyişməsi (fotokeçiricilik), dielektrik nüfuzluğunun dəyişməsi (fotodielektrik effekti), fotoelektron emissiyası hadisəsini göstərmək olar. Fotoelektrik hadisələr zamanı optik keçid nəticəsində maddədə elektronların fəzada paylanması dəyişir.

Fotokeçiricilik. Yarımkeçiricinin keçiriciliyini temperaturdan başqa elektromaqnit şüalanması da artırır. Həmin şüalanmanın (foton selinin) təsiri ilə elektronlar valent zonasından keçirici zonaya keçir, nəticədə yükdaşıyıcıların sayı Δn və Δp qədər artır. Bu artım əlavə $\Delta \sigma = (U_n \Delta n + U_p \Delta p)$ qədər keçiricilik – fotokeçiricilik yaradır. Fotokeçiriciliyi spektrin görünən və infraqırmızı oblastında

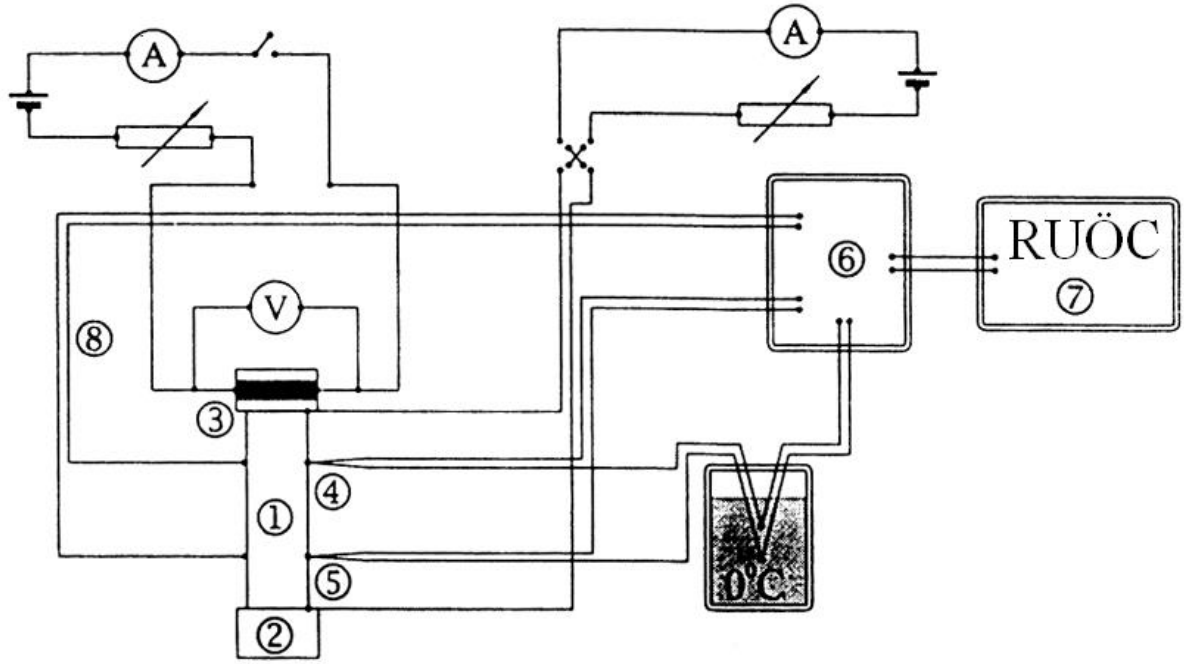
müşahidə etmək olar. Yarımkeçiricinin keçiriciliyinin işığa həssas olması, onların bir sıra texniki tətbiqlərinin əsasını təşkil edir. Yarımkeçiricinin fiziki xassələri kənar atomların - aşqarların təbiətindən və konsentrasiyasından kəskin asılıdır (xüsusilə aşağı temperaturlarda). Aşqarlar və digər defektlər real kristallarda həmişə mövcuddur. Tələb olunan xassəli yarımkeçiricilərdə əvvəlcə aşqarlardan təmizlənir, sonra isə kristala müəyyən aşqarlar vurulur- legirlənir. Aşqar atomları qadağan olunmuş zonada diskret enerji səviyyələri yaradır. Fotokeçiriciliyin spektral xarakteristikası. Yarımkeçiricilərdə fotovoltaiq effekt. Həcmdə və kontaktlarda fotovoltaiq effektlər. Bu halda elementin təsvirinin parlaqlığı nisbətən düz verilir. Fotokatodun tərkibinə müəyyən aşqar daxil etməklə və xüsusi emaletmədən sonra uyğun olaraq spektral xarakteristikasını almaq olar.

Voltamper xarakteristikası - fotoelementin katodu ilə anodu arasındakı gərginliyin fotocərəyandan asılılığı. Görünür ki, daim Φ işıq selinin təsiri ilə anod gərginliyinin artması nəticəsində katoddan anoda elektronlar uçar ki, bu da fotocərəyanı doyma halına gətirir. Ona görə də fotoelementdən adətən doyma rejimində istifadə olunur. Bu işıqlanan zaman çox fotocərəyan almağa imkan yaradır.

2.1. Elektrik xassələrinin tədqiqat üsulları

A^3B^6 qrupuna daxil olan bəzi laylı kristalların və onların aşqarlanmış kristallarının müqavimətləri elektrik xassələrini göstərilən sabit elektrik sahəsində kompensasiya üsulunun köməkliyi ilə ölçülməsinə imkan yaradır [43, s.100], [111, s. 78-79]. Elektrik xassələrini sabit elektrik sahəsində kompensasiya üsulu ilə ölçmək üçün istifadə olunan qurğunun sxemi şəkil 2.1.1-də göstərilmişdir.

Çıxış müqavimətinin dəqiqliyi 0,02-0,5 olan teztəsiredicidən, RUÖC sinfinə daxil olan cihazın köməyi ilə zondlara düşən gərginlik ölçülmüşdür. Termocüt materialı olaraq, mis-konstantandan və elektrik siqnallarını müəyyən etmək üçün əlavə mis zondlardan istifadə edilmişdir [116, s. 3-5]. Xüsusi elektrikkeçiriciliyi aşağıdakı düsturla müəyyən edilmişdir



Şəkil 2.1.1 Elektrik parametrlərini: elektrikkeçirmə σ , termo- e.h.q. α və Holl əmsalını R_H ölçmək üçün qurğunun sxemi [44, s.53]:
1-nümunə, 2-mis blok (soyuducu), 3-qızdırıcı, 4, 5-termocüt, 6-kommutasiya qurğusu (keçid), 7-rəqəmli ölçü cihazı, 8-zondlar.

$$\sigma = \frac{I l_{\sigma}}{S U_{or}}, \quad (2.1.1)$$

Burada I-nümunədən keçən sabit cərəyanın gücü, uyğun olaraq ölçü vahidi A; l_{σ} - ölçülən zondlar arasındakı məsafə, sm; S- zondun en kəsiyinin sahəsi, sm^2 ; U_{or} - zondlara düşən gərginlik, V. Gərginlik bir-birinə əks üzlərdəki zondlara düşdüüyü üçün, zondların simmetrikliliyi təmin edilmişdir. Nümunənin hər 2 tərəfinə zondlar vasitəsi ilə düşən gərginlik aşağıdakı düsturla müəyyən edilmişdir.

$$U_{or} = U^+ + \frac{U^-}{2}, \quad (2.1.2)$$

Ölçülən zondlar və termocütlərin mis qütbləri çeviricinin müəyyən klemalarına lehimlənmişdir ki, müxtəlif vəziyyətlərdə Holl zondlarının və termo e.h.q-nin hesablanması üçün termocütlərin mis qütblərinə düşən gərginlikləri ölçmək lazımdır.

$$\alpha = \frac{E}{\Delta T} \left[\frac{mkV}{K} \right], \quad (2.1.3)$$

$$R_H = \frac{U_H \cdot d}{I \cdot H} \cdot 10^8 \left[\frac{sm^3}{K} \right], \quad (2.1.4)$$

Burada $\Delta T = T_1 - T_2$ nümunənin isti və soyuq ucları arasındakı temperatur fərqi, I- nümunədən keçən cərəyanın gücü, E - termocütün qütbləri arasında termo-e.h.q., U_H - Holl zondları arasına düşən gərginlik, d- nümunənin qalınlığı, H - maqnit sahəsinin intensivliyi.

A^3B^6 qrupuna daxil olan laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının elektrik xassələrini sabit [44, s. 53-55] və dəyişən elektrik sahəsində ($5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7$ Hz tezlik intervalında) öyrəndiyimizdən aşağıda göstərilən halları nəzərə alınmışdır. Yüksək tezliklərdə naqillərin müqaviməti [68, s.189-200], [178, s. 234-235]. Yüksək tezliklərdə naqilin en kəsiyindən keçən elektrik cərəyanının qeyri bərabər paylanması müşahidə olunur. Cərəyan sıxlığı naqilin səthində maksimum və dərinə getdikcə isə azalır. Bu hadisə səthi effekt (Skin effekti) adlanır. Cərəyanın qeyri bərabər paylanması maqnit sahəsinin keçiriciyə təsiri ilə izah olunur. Naqildən dəyişən cərəyan keçərkən dəyişən maqnit sahəsi həm onun içərisində, həm də xaricində əmələ gəlir. Bu sahənin nəticəsində məftilin müxtəlif en kəsiyində bircinslilik pozulur. Mütləq olaraq axının əmələ gəlməsi naqilin mərkəzində maksimal səthində isə minimal qiymət alır. Ona görə də öz-özünə induksiya e.h.q. naqilin mərkəzində maksimum, səthinə

getdikcə isə minimum olur. Buna görə də cərəyan sıxlığının tarazlığı naqilin mərkəzində, həm də xarici səthində pozulur. Maqnit sahəsinin dəyişməsi öz-özünə induksiya e.h.q. yaradır. Əgər cərəyan sinisoidal qanunla dəyişirsə, onda e.h.q. tezliklə mütənasib olur. Lens qanununa uyğun olaraq öz-özünə induksiya e.h.q.-nin istiqaməti naqildəki cərəyanın əksinə yönəlir və onun dəyişməsinə təsir edir. Uyğun olaraq naqilin mərkəzində cərəyanın sıxlığı güclü və səthində isə kiçik dərəcədə zəifləyir. Tezlik artdıqca cərəyanın induksiya e.h.q. naqilin səthində özünü güclü şəkildə biruzə verir. Maddələrin elektrofiziki xassələrini ölçmək üçün nümunəni hər hansı bir xarici təsirdən mühafizə etmək üçün kriostatda, vakuumun içərisində yerləşdirmək lazımdır. Elektrofiziki xassələri ölçülən vaxt nümunəni mühitin hər hansı bir təsirindən qorumaq üçün kriostatda və vakuumun içərisində saxlanılır [44, s.60], [114, s. 81], [123,s.10], [245, s. 57-58].

Ümumilikdə vakuum sorucular iki cür olurlar: forvakuum və diffuzion nasosları. Müasir forvakuun nasosları 10^{-3} – 10^{-7} mm. c.s. diapazonunda işləyirlər. Yüksək vakuum almaq üçün nəzərdə tutulmuş diffuziya sorucularından istifadə olunur. Müasir forvakuum sorucuları 10^{-3} – 10^{-7} mm. c.s. diapazonunda işləyirlər. Diffuzion sorucularında isə daha yüksək vakuum alınmaq üçün istifadə olunur. Sistemin divarları 4000 S-yə qədər qızdıqda son vakuumu 10^{-11} mm.c. s.-a qədər azaltmaq olar.

2.2. A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarında lokal səviyyələrin elektrik parametrlərinin tədqiqi üsulları

A^3B^6 qrupuna daxil olan laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının qadağan olunmuş zonalarında yerləşən LS-in parametrləri haqqında informasiya verən İC, TSC, TSCK, TSP, TSD və s. metodlarının adlarını çəkmək olar. Bu üsulların köməyi ilə LS-lərinin mürəkkəb spektrlərini asan üsullarla tədqiq etmək olur. Bütün bunlarla yanaşı adları çəkilən hər bir üsulun özünün spesifik xüsusiyyətləri vardır:

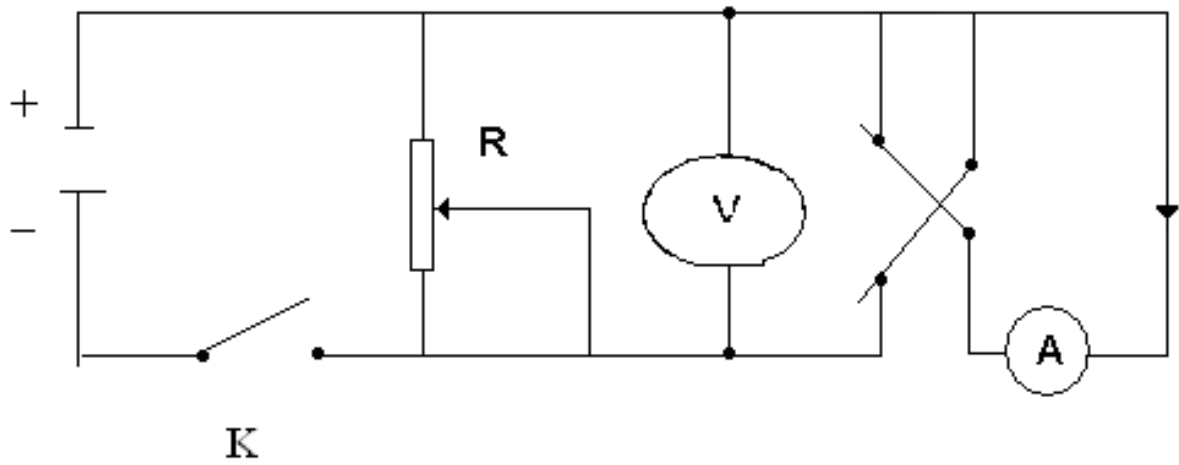
1. İnjeksiya cərəyanı [136, s. 369-371]. Om qanununun ifadəsindən məlumdur ki,

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (2.2.1)$$

Burada σ -elektrikkeçiriciliyi skalyar kəmiyyətdir.

Belə maddələr üçün \vec{j} -un \vec{E} -dən asılılığı VAX, kiçik sahələrdə koordinat başlanğıcından keçən düz xətdir. Ancaq yükdaşıyıcılar qızmar hala keçdikdə VAX xətti asılılıqdan kənara çıxır. Bu monokristalların VAX-larını ölçmək üçün xüsusi qutu hazırlanmışdır. Nəzərə alsaq ki, bu birləşmələrin xüsusi müqavimətləri aşağı temperaturalarda həddən çox aşağı olacaq, qutunun hazırlanmasında R_y yük müqaviməti seçilmiş və bu hallar nəzərə alınmışdır. VAX-ı ölçmək üçün qurğunun sxemi şəkil 2.2.1-də göstərilmişdir. Verilən qurğunun köməyi ilə cərəyanın $10^{-1} \rightarrow 10^{-3}$ A-ə qədər və gərginliyin isə 10^{-5} - 10^{-3} V-a qədər qiymətlərində ölçü aparmağa imkan verir. Güclü elektrik sahəsində σ -nın E -dən asılı olaraq dəyişməsi VAX-nın Om qanununu ifadə edən xətdən ya aşağı düşməsinə $\frac{d\sigma}{dE} < 0$ (subxətti xarakteristika) və ya $\frac{d\sigma}{dE} > 0$ (superxətti asılılıq) deyilir. Birinci halda $\frac{d\sigma}{dE} < 0$ çox vaxt gərginliyin müəyyən artma keçiricilik elə sürətlə artır ki, bu Om qanununu ilə ifadə olunur. Bu oblasta diferensial keçiriciliyin mənfi qiymətləri uyğun gəlir. Gərginliyin sonrakı artımı nəticəsində j -nin azalmasına səbəb olan mexanizmlər aradan qalxır və j yenidən artmağa başlayır. O, N-şəkilli VAX adlanır. Cərəyan sıxlığının $j_1=j_2=j_3$ intervalında dəyişən hər bir qiymətinə gərginliyin üç müxtəlif qiyməti uyğun gəlir. Bunlardan ikisi VAX-ın artan, biri isə azalan oblastına düşür. İkinci halda ($\frac{d\sigma}{dE} > 0$) VAX-nın müəyyən oblastında keçiricilik elə sürətlə artır ki, cərəyan sıxlığının artması ilə nümunədə gərginlik azalır, mənfi diferensial keçiricilik müşahidə olunur. Cərəyan sıxlığının sonrakı artımı yenə də mənfi diferensial keçiricilik yaradan səbəbin aradan qalxmasına gətirib çıxarır və nəhayət j -un artması ilə gərginlik də artır. Bu halda VAX-nı S-şəkilli xarakteristika adlandırırlar. Burada E -nin E_1 -lə E_2 arasında aldığı hər bir qiymətə cərəyan sıxlığının üç müxtəlif qiyməti uyğun gəlir. Onlardan ikisi xarakteristikanın artan, biri isə azalan hissəsinə düşür.

Diferensial keçiricilik j -nin E -yə görə birinci tərtib törəməsi olduğu üçün onun qiymət və işarəsini VAX-na hər bir nöqtədə çəkilən



Şəkil 2.2.1 VAX-ı ölçmək üçün qurğunun sxemi: E- mənbə, R-reostat, V-Voltmetr, K-açar, A-Ampermetr.

toxunanın E istiqaməti ilə əmələ gətirdiyi bucağa görə də təyin etmək olar. N-şəkilli VAX-da σ_d sıfırdan keçərək işarəsini dəyişir, S-şəkilli VAX-da isə σ_d sonsuzluqdan keçərək işarəsini dəyişir. N- və S-şəkilli VAX-na malik olan kristallar radiotexnikada müxtəlif məqsədlər üçün istifadə olunan konturların aktiv elementi kimi istifadə olunur və onlarda müəyyən şəraitdə elektrik cərəyanının sönməyən rəsləri alınır. Bunun üçün, kristal bütün həcmdə bircins olmalıdır.

A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının tutulma mərkəzlərinin əsas parametrlərini, onların yerləşmə dərinliklərini müəyyən edilməsində əsasən VAX və TSC üsullarından istifadə olunmuşdur. Bu metodların köməyi ilə həmçinin tutulmanın en kəsiyini, konsentrasiyasını LS-lərin səpilməsi və forması haqqında məlumatlar əldə etməyə imkan verir. Aşqarların seçilməsi ilə LS-lərin idarə olunmasını təmin etmək olur.

Bu hadisələrin nəzəri və təcrübi əhəmiyyəti monopolyar injeksiyanın əsas xüsusiyyətlərindən olan tələlərin konsentrasiyasını və sərbəst yükdaşıyıcıların xüsusiyyətlərini müəyyən etməkdən ibarətdir. VAX-ı ikiqat loqorifmik masştabda qurulur və üç oblastdan ibarət olur [136, s. 213-235]:

I oblast Omik oblast ($I \sim U$),

II oblast tələli kvadratik ($I \sim U^2$) FYMC-a uyğun gəlir,

III oblast kəskin qalxan oblast ($I \sim U^n$). Burada gərginlikdə asılı olaraq cərəyan sürətlə qalxır. Bu gərginlik $U_{\text{ttđ}}$ - tələlərin tam dolduğu gərginlik adlanır. Lampert göstərmişdir ki, alınmış nəticələri izah etmək üçün FYMC nəzəriyyəindən istifadə olun [136, s. 369-371]. Bu nəzəriyyəyə əsasən:

$$I = \frac{9}{8} \varepsilon \varepsilon_0 \mu \theta \frac{V^2}{L^3}, \quad (2.2.2)$$

ε_0 —dielektrik sabiti; ε —kristalların dielektrik nüfuzluğu; θ —tutulma faktoru;

L — nümunənin qalınlığı; μ — yükdaşıyıcıların yürüklüyü; V —verilən elektrik gərginliyi.

Təcrübədən alınan nəticələrə görə tələlərin konsentrasiyaları aşağıdakı düstur vasitəsi ilə təyin edilmişdir:

$$N_t = 1,1 \cdot 10^6 \frac{\varepsilon V_{\text{ttđ}}}{L^2} \quad (2.2.3)$$

Tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların konsentrasiyaları aşağıdakı düsturun köməyi ilə müəyyən edilmişdir:

$$p_0 = \frac{N_t \cdot I(V_{\text{ttđ}})}{I(2V_{\text{ttđ}})}, \quad (2.2.4)$$

$I(V_{\text{ttđ}})$ -yə uyğun cərəyan şiddəti, $I(2V_{\text{ttđ}})$ -yə uyğun cərəyan şiddətinin 2 misli.

Tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarını, nümunənin qalınlığını, omikdən kvadratik sahəyə keçidi bilərək tutulma faktorunu aşağıdakı düsturla təyin edilir:

$$\theta = 1,8 \cdot 10^{-6} \frac{p_0 L^2}{\varepsilon V_x}, \quad (2.2.5)$$

N_t və θ -nın qiymətlərini bilərək tələlərin yerləşmə dərinliyi təyin olunur:

$$E_t = kT \ln \frac{N_p}{2\theta \cdot N_t}, \quad (2.2.6)$$

N_p – Fermi səviyyəsinin sıxlığı.

FYMC-nı nəzəriyyəsini tətbiq etmək üçün müxtəlif qalınlıqlı nümunələrin VAX-ını ölçmək lazımdır. [136, s. 369-371]-də göstərilən FYMC-nı nəzəriyyəsinə əsasən VAX-ın kvadratik oblastından götürülmüş gərginliyə uyğun olan cərəyan sıxlığı nümunənin qalınlığının kubu ilə tərs mütənasib olmalıdır. Bütün bu şərtlər ödənilərsə, onda FYMC nəzəriyyəsinəki düsturlarda göstərilən elektrik parametrləri təcrübədən alınan nəticələrə əsasən hesablanmışdır.

Elektronika, elektrotexnika, elm və texnikanın müxtəlif sahələrində yüksəkmüqavimətli yarımkeçiricilərdən və dielektriklərdən geniş istifadə edilir. Son vaxtlar ən çox öyrənilən nizamsız strukturalı yarımkeçiricilərin və dielektriklərin fiziki xassələri öyrənilir. Elektrofiziki planda bu materiallarda elektrik aktiv defektlər yaranır. Yüksəkmüqavimətli materiallarda defektlərin energetik spektrlərini müəyyən etmək üçün ən məşhur üsul termoaktivləşmə spektroskopiyaya üsuludur. Bu üsulun köməyi ilə fiziki kəmiyyətlərin təyini öyrənilməyə başlanmışdır. Bu üsul öz sadəliyi

və çoxlu məlumatların əldə edilməsi ilə fərqlənir. Yüksəkmüqavimətli materialların fiziki xassələrinə bu üsul ilə tədqiq etməyə başladılar və termoaktivləşmə spektroskopiyası üsulu daha da sürətli inkişaf mərhələsinə qədəm qoydu.

Yüksəkmüqavimətli materiallarda və dielektrlərdə kompleks relaksasiya üsullarının tədqiqində termoaktivləşmə spektroskopiyasının rolu və yeri müəyyən edilmişdir. Məlumdur ki, dielektrik və yarımkeçiriciləri xarakterizə edən fiziki kəmiyyətləri iki qrupa bölmək olar: Birinci qrupa defektlərdən zəif asılı olan kəmiyyətlər daxildir (qadağan olunmuş zona, qəgəs parametrləri və s.). İkinci qrupa isə əksinə defektlərdən güclü asılı olan kəmiyyətlər daxildir (defektlərin növündən, yük daşıyıcıların sərbəst və lokallaşmış konsentrasiyalarından, məxsusi keçiricilik və s. asılı olan kəmiyyətlər daxildirlər). Bu kəmiyyətlərin hərtərəfli öyrənilməsi materiallar əsasında hazırlanmış qurğu və cihazların etibarlılığını təmin edir. Bu metodları stasionar və relaksasion olmaqla iki yerə ayırmaq olar: Stasionar metodda yüksəkmüqavimətli yarımkeçirici və dielektrikin aşağıdakı sadalanan sabitləri ölçülür: tarazlıqda olan keçiriciliyin temperatur asılılığı, statistik volt-ampet xarakteristikası, optik əksətdirmə spektri.

Relaksasiya metodu ilə isə yüksəkmüqavimətli yarımkeçirici və dielektrikin (keçid xarakteristikalarını) relaksasiya prosesinin zamandan asılılıq sabiti öyrənilir. Məlumdur ki, dielektrik (və ya yarımkeçirici) tarazlıqda olmayan haldan tarazlıq halına keçdikdə bir və ya bir neçə aktivləşmiş çəpəri (baryeri) keçməlidir. Bu çəpəri keçmək üçün istilik hərəkəti lazımdır. Nümunədən keçən cərəyan A , R_y yük müqavimətinə paralel olaraq, qoşulmuş B2-15 mikrovoltmetri vasitəsi ilə ölçülür. Mikrovoltmetrin çıxışına ikikoordinatlı PDS-021 özüyazanı qoşulmuşdur. Özüyazanın girişinə isə temperaturu ölçmək üçün–EDS termocütü qoşulur. Temperatur mis-konstantan termocütü vasitəsi ilə ölçülür.

Bütün proseslər qeyri tarazlıq halına gətirilir və LS-lərin parametrləri təyin edilir. Ancaq hər iki metodun ümumi və fərqləndirici cəhətləri vardır. TSC və TSD metodları arasındakı fərqləndirici xüsusiyyətləri aşağıdakıdan ibarətdir: Birinci halda nümunəyə gərginlik verməklə YM-ləri boşaldılır. İkinci halda isə yükdaşıyıcılar polyar olduğundan cərəyan yaranır [136, s.160-162]. Əgər xarici

elektrik sahəsi daxili sahə istiqamətində olarsa, əsas yükdaşıyıcıları üçün potensial səddin hündürlüyü artar.

TSCK–fiziki mahiyyətə əvvəlcədən həyəcanlanmış dielektrikin temperaturu artdıqca qeyri tarazlıq keçiriciliyinin dəyişməsindən (artmasından) ibarətdir. Keçiriciliyin dəyişməsi tutulma mərkəzlərinin və oradakı sərbəst yükdaşıyıcıların termiki boşalması ilə əlaqədardır.

TSCK nəzəriyyəsinə görə yükdaşıyıcılar (həm sərbəst, eləcə də lokal) dielektrikdə bircins paylanması fərz olunur.

TSD üsulunun mahiyyəti aşağıdakıdan ibarətdir: Aşağı temperaturlarda, dərin səviyyələrdə daşıyıcıların termiki həyəcanlanma ehtimalı çox az olur. Nümunənin üzərinə ağ işıq salmaqla və ya ona gərginlik verməklə, YM - lərini doldurmaq mümkün olur. Temperaturu artırdıqca, YM-lərindən daşıyıcıların icazə verilən zonaya keçidi artır və müəyyən temperaturda onların keçidi ən yüksək həddə çatır ki, burada da cərəyan maksimal qiymətini alır. Sonra daşıyıcıların rekombinasiyası hesabına YM boşalır və keçiriciliyin qiyməti azalmağa başlayır. Əgər nümunədə bir neçə YM varsa, onda TSD spektrində bir neçə maksimum alınır. Bu üsul nümunədə həm tez, həm də gec YM olduqda belə, mürəkkəb YM-lərini tədqiq etməyə imkan verir [136, s.162-165].

TSP - Dielektriki sabit elektrik sahəsində qızdırırsaq onda TSCK-lə birgə qızma prosesində həcmi yüklərin polyarizasiyası hadisəsi baş verir.

Göstərilən proseslərdə TSCK-nın ölçülməsi arzu olunmazdır. Bununla əlaqədar olaraq onların təsirinin azalması baş verir. Nəhayət ki, dielektriklərin eksperimental metodikasında başqa bir yanaşma növü, dielektriklərin termostimullaşmış polyarizasiyasında polyarizasiyanın öyrənilməsinə də mövcuddur. TSCK-dan fərqli olaraq dielektriklərin TSP zamanı müvəqqəti həyəcanlanma baş vermir. Bu da keçiriciliyin zəifləməsinə səbəb olur. Ona görə də əvvəlki, planda dielektriklərdəki yükün mühitdə paylanmasıdan istifadə olunur. Bunun üçün bir və iki bloklu elektrodlardan istifadə olunur. Praktikada əsasən TSCK ilə polyarizasiya qarışıq öyrənilir. Ona görə də bu və ya digər prosesin yaranmasından ayrılıqda yaranmasından söhbət gedə bilməz. TSCK, TSP və TSD metodlarının analizindən məlum olmuşdur ki, bu metodlar həm prosedur, həm də texniki realizə cəhətdən bir-birinə çox yaxındır.

Cərəyan metodları TSL metodundan aşağıda sadalanan şərtlər daxilində həssasdırlar:

- 1) temperaturdan asılı olaraq luminissensiyanın sönməsi,
- 2) mühitin optik şəffaflığının tələb olmaması,
- 3) TSEE metodlarından fərqli olaraq yüksək vakuumun tələb olunmamasıdır.

LS-ri və onların parametrlərini təyin etmək üçün istifadə edilən üsullardan biri də TSC üsuludur. Məlumdur ki, yarımkeçiricilərdəki yükdaşıyıcıların dərin mərkəzləri generasiya-rekombinasiya rolunu oynayır. Bu da yarımkeçiricilərdə başlanğıc və stabillik parametrlərinə nəzarət edir. Belə parametrlərə yaşama müddəti, cərəyan itgiləri, zaman həssaslığı və nüvə şüalanma detektorlarının energetik ayırdetməsi daxildir. Ona görə də belə mərkəzlər haqqında məlumat olması çox vacibdir. Dissertasiya işinin gedişində məhz bu üsulla VAX-dan alınan nəticələrin dürüstlüyü sübut olunmuşdur. Üsulun mahiyyəti aşağıdakı kimidir:

Müəyyən sabit gərginlikdə aşağı temperaturalarda, dərin səviyyələrdə daşıyıcıların termiki həyəcanlanma ehtimalı çox az olur [158, s.160-165]. Nümunənin üzərinə ağ işıq salmaqla və ya ona gərginlik verməklə, YM-lərini doldurmaq mümkün olur. Temperaturu artırdıqca, YM-lərindən daşıyıcıların icazə verilən zonaya keçidi artır və müəyyən temperaturda onların keçidi ən yüksək həddə çatır ki, burada da cərəyan maksimal qiymətini alır. Sonra daşıyıcıların rekombinasiyası hesabına YM boşalır və keçiriciliyin qiyməti azalmağa başlayır. Əgər nümunədə bir neçə YM varsa, onda TSC spektrində bir neçə maksimum alınır. Bu üsul nümunədə həm tez, həm də gec YM olduqda belə, mürəkkəb YM-lərini tədqiq etməyə imkan verir. Bu üsul texniki cəhətdən sadə olmasına və monokristallar haqqında çoxlu mühüm məlumatlar verməsinə baxmayaraq, bəzi əsas çatışmamazlıqları var: monokristalları elektromaqnit dalğaları ilə şüalandırdıqda eyni vaxtda tutulmanın ən kəsiyini və tələlərin konsentrasiyasını təyin etmək olmur. Digər əsas çatışmamazlıq isə TSC-da pikin vəziyyətindən və formasından asılı olaraq tutulma mərkəzlərinin parametrlərini təyin etdilir. Ona görə də TSC üsulundan istifadə etdikdə alınan nəticələrin dürüstlüyünə əmin olmaq üçün digər asılı olmayan üsullardan da istifadə olunur [31, s. 67-69], [219, s. 463], [284, s. 3714-3716]. Əgər nümunədə bir neçə YM varsa, onda TSC spektrində bir neçə maksimum alınır. TSC-nın forması və temperatur şkalasının

vəziyyəti ilə YM-rinin parametrləri təyin edilir. Bu üsul nümunədə həm tez, həm də gec YM olduqda belə, mürəkkəb YM-lərini tədqiq etməyə imkan verir. TSC vasitəsi ilə YM-lərinin parametrlərini təyin etmək üçün YS-lərinin tipini bilmək lazımdır. Bunun üçün aşağıdakı kriteriyadan istifadə olunur.

$$\delta = \frac{T_2 - T_m}{T_2 - T_1} \leq e^{-1} \left(1 + \frac{2kT_m}{E_t} \right), \quad (2.2.7)$$

Burada T_1 - TSC-da cərəyanın artma istiqamətinin yarımhündürlüyünə uyğun olan temperatur, T_2 - TSC-da cərəyanın azalma istiqamətinin yarımhündürlüyünə uyğun olan temperatur, T_m - TSC-də alınmış pikə uyğun olan temperatur, E_t -tələlərin yerləşmə dərinliyi. Tez YM-ləri üçün

$$\delta = \frac{T_2 - T_m}{T_2 - T_1} \geq e^{-1} \left(1 + \frac{2kT_m}{E_t} \right), \quad (2.2.8)$$

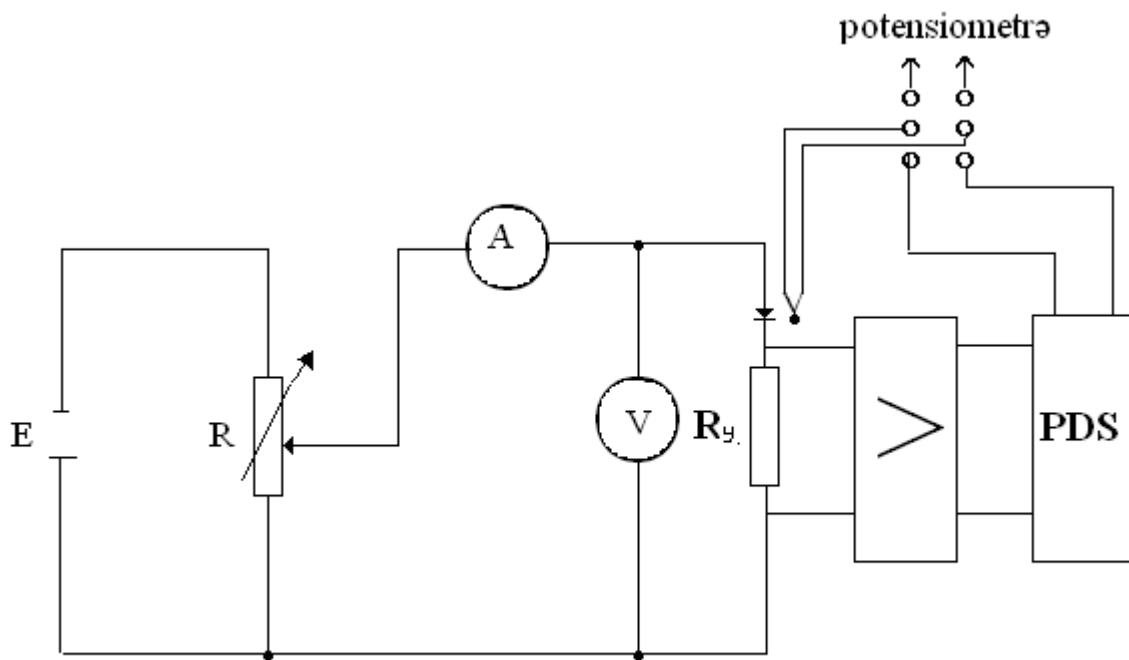
TSC-nı tədqiq etmək üçün qurğunun sxemi şəkil 2.2.2-də göstərilmişdir.

Nümunədən keçən cərəyan R_y yük müqavimətinə paralel olaraq, qoşulmuş B2-15 mikrovoltmetri vasitəsi ilə ölçülür. Mikrovoltmetrin çıxışına ikikoordinatlı PDS-021 özüyazanı qoşulmuşdur. Özüyazanın girişinə isə temperaturu ölçmək üçün—EDS termocütü qoşulur. Temperatur mis-konstantan termocütü vasitəsi ilə ölçülür.

LS-lərin parametrlərini təyin etməkdən ötrü istifadə olunan ən geniş yayılmış üsullardan biri də TSP üsuludur. Hər bir parametrlərinə görə adı çəkilən üsul TSC üsulunun eynidir. Bu qruplara daxil olan kristalların əsas xüsusiyyətlərindən biri onların qadağan olunmuş zonalarında LS-lərin olmasıdır ki, onların da yaranmasına səbəb struktur defektlərinin olmasıdır.

Yükdaşıyıcıların generasiya və rekombinasiyası [72, s. 321-322], [136, s. 312; s. 328; s. 348]. Yarımkəçiricilərin valent zonasındaki bütün enerji səviyyələri elektronlarla doludur, keçiricilik zonası isə boşdur. İki zona arasındakı qadağan olunmuş zonanın eni ΔW enerji səviyyəsini təşkil edir. Elektronun atomla əlaqəsinin qırmaq və onun sərbəst yükdaşıyıcısına çevirilməsi üçün o, keçiricilik zonasına düşməlidir. Bunun üçün elektrona ΔW -yə bərabər və ya ondan çox əlavə enerji verilməlidir.

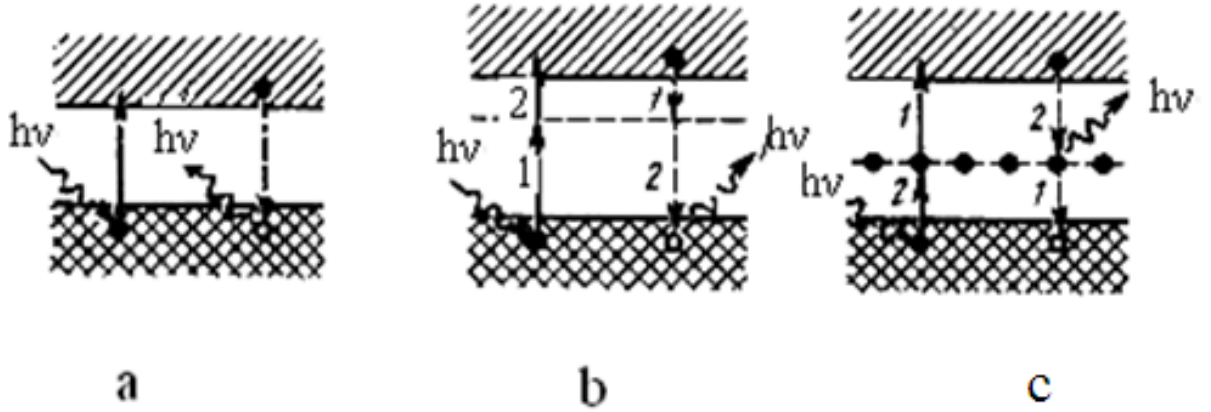
Temperatur mütləq sıfırdan yuxarı qalxdıqca, elektronların bir hissəsi əlavə enerji aldığından kovalent əlaqələri qıraraq, valent zonasındaki enerji



Şəkil 2.2.2 TSC-nın tədqiq edilməsi üçün qurğunun prinsipial sxemi: E-mənbə, R- reostat, V-Voltmetr, A-Ampermetr, R_y -yük müqaviməti.

səviyyəsini tərk edərək, keçiricilik zonasına keçirlər və orada sərbəst elektronlar yadırlar. Valent zonasında əmələ gəlmiş boş yerlərə deşik deyilir. Deşiklər elektrik və maqnit sahələrində özlərini yükü elektronun yükünə bərabər müsbət sahələrində özlərini yükü elektronun yükünə bərabər müsbət yüklü hissəciklər kimi aparırlar.

Kristalda bu cür elektron-deşik cütünün yaranması prosesinə yük daşıyıcıların generasiyası deyilir. İstilik enerjisinin təsirindən elektronlar keçiricilik zonasında, deşiklər isə valent zonasında xaotik hərəkət edirlər. Bu hərəkətlər nəticəsində elektronların bir hissəsi öz enerjisini itirər, keçiricilik zonasından valent zonasına qayıdaraq oradakı boş səviyyələri tuturlar, bu da elektron-deşik cütünün yox olmasına gətirib çıxarır və bu prosesə yük daşıyıcılarının rekombinasiyası deyilir [136, s.312; s.328]. Kristala xarici elektrik sahəsi təsir etsə, onun təsirindən elektronların və deşiklərin hərəkətləri istiqamətlənir: elektronlar sahə qüvvə xətlərinə qarşı, deşiklər isə qonşu atomların valent elektronları ilə tutulduqlarından sıçrayışlarla sahə qüvvə xətləri istiqamətində hərəkət edirlər. Temperaturun sabit qiymətində kristalın 1sm^3 həcmində elektronların və deşiklərin sayına yükdaşıyıcılarının tarazlıq konsentrasiyası deyilir [58, s.321]. Yarımkeçiricidən elektrik cərəyanının keçməsinə təsir edən əsas üç növ rekombinasiya mövcuddur: zonalarası rekombinasiyada əmələ gələn sərbəst elektronlar keçirici zonadan valent zonaya keçdikdə baş verir. Bu zaman sərbəst elektronların və deşiklərin bir cütü yox olur. Bu cür keçidlərdə ayrılan enerji elektronun valent zonadan keçirici zonaya keçidinə sərf olunur. Enerji foton (şüalandırma rekombinasiyası) yaxud fonon (şüalandırmayan rekombinasiyası) şəklində olur. Əksər yarımkeçiricilərdə şüalandırma rekombinasiyasının ehtimalı şüalandırmayan rekombinasiyadan bir neçə tərtib kiçikdir. Yarımkeçiricidən elektrik cərəyanının keçməsinə təsir edən əsas üç növ rekombinasiya mövcuddur. Rekombinasiyanın növləri şəkil 2.2.3 a)-da göstərilmişdir [136, s. 312; s. 328; s. 348]. Rekombinasiya 2 mərhələdə davam edir [136, s. 348]: I mərhələdə rekombinasiya edən tələlər (yaxud rekombinasiya edən tələlərin energetik səviyyələri) məsələn keçirici zonadan elektronu zəbt edir şəkil 2.2.3 (b). Beləliklə də elektron keçiricilik prosesindən kənarlaşır. Bu vəziyyətdə tələ yanına deşik yaxınlaşana və ya kristalların bu yerində valent zonanın sərbəst



Şəkil 2.2.3 Yükdəşıyıcıların generasiya və rekombinasiyalarının müxtəlif mexanizmləri [136, s.348]:

a – zonalararası generasiya və rekombinasiyalar; b – boş rekombinasiyalı tələlərin iştirakı ilə generasiya və rekombinasiya; c – elektronlarla dolmuş rekombinasiya tələlərinin iştirakı ilə generasiya və rekombinasiya; — generasiyanın şərti işarəsi; ---- rekombinasiyanın şərti işarəsi.

energetik səviyyəsi olmayana qədər qalacaqdır. Bu mərhələ başa çatandan sonra rekombinasiyanın II mərhələsi başlayır, elektron valent zonada sərbəst səviyyəyə keçir şəkil 2.2.3 (c).

İki mərhələli rekombinasiya prosesi çox ehtimallıdır, çünki kristalın verilən yerində eyni zamanda sərbəst elektron və deşiyin olmasını tələb etmir.

Rekombinasiyalı tələlər hərəkət miqdarının və impulsun saxlanması qanununa riayət edir və prosesin rekombinasiyadan azad olması üçün enerjinin bir hissəsini də götürür. Rekombinasiyalı tələlərin rolunu, kristallara müxtəlif cür daxil edilmiş aşqar atom və ionlar, kristal qəfəsin dolmamış düyünləri, çatlar, həcmi və səthi qeyri mükəmməlliklər oynaya bilər. Kristallarda sadalanan həcmi defektlərdən fərqli olaraq, səthi defektlər çox olduğundan onda rekombinasiya prosesi intensiv surətdə gedir. Yarımkəçiricilərin qadağan olunmuş zonalarında rekombinasiya səviyyələrindən başqa hər hansı tip yükdaşıyıcıyı tuta bilən lokal səviyyələrdə mövcuddur. Bu səviyyələrdə yerləşən yükdaşıyıcılar müəyyən müddətdən sonra azad olur və keçiricilikdə iştirak edir. Bu proses təkrarlana bilər.

Tunel və selvari deşilmə elektrik sahəsinin mövcudluğu ilə əlaqədardır. İstilik deşilməsi keçiddə səpələnən gücün artması və bu zaman səpələnən istiliklə əks cərəyan axanda keçiddə ayrılan güc arasında tarazlığın pozulması ilə əlaqədardır. Səthi deşilmə kristalın üzərində səth yükünün mövcud olması ilə əlaqədardır. Tunel deşilməsi yüksək elektrik sahəsinin təsirindən yarımkəçiricidə enerji zonaları əyilir və elə bil ki, qadağan olunmuş zona ensizləşir. Bunun nəticəsində elektronların keçid sahəsində valent zonasından keçiricilik zonasına tunelvari keçməsi ehtimalı yaranır. Elektrik gərginliyi artdıqca atomlarla əlaqədə olan elektronların enerjisi artır, onlar atomlardan ayrılmağa hazırlaşır. Elektrik sahəsi olmayan hala nisbətən belə ayrılma daha az enerjili fotonlarla baş verir.

Ona görə də temperaturun fotonların orta enerjisini müəyyən edən hər hansı qiymətində belə ayrılmanın sayı artır, yəni həmin temperaturda valent zonasından keçiricilik zonasına keçən elektronların sayı artması deməkdir ki, bu da qadağan olunmuş zonanın eninin azalmasına ekvivalentdir.

Selvari deşilmə sahə gərginliyinin kiçik qiymətində neytral atomların sürətli

yükdaşıyıcılar vasitəsilə zərbə ionlaşması nəticəsində baş verir [136, s. 260-269]. Keçid sahəsində qeyri-əsas yükdaşıyıcıları elektrik sahəsi ilə sürətlənərək ionlaşdırma üçün kifayət edən enerji əldə edirlər və keçid sahəsində yarımkeçirici atomlarından valent əlaqələrini qırırlar. Nəticədə yeni yükdaşayəcə cütlər yaranır və proses bunların təsiri altında daha da inkişaf edir. Bu halda keçiddən axan ümumi cərəyan ionlaşma olmadığı haldan çox ollur, sahə gərginliyinin böyük qiymətlərində ionlaşma selvari xarakter daşıyır və cərəyan bu halda xarici müqavimətlə məhdudlaşır. Qeyri-əsas yükdaşıyıcıların keçid sahəsində hərəkət vaxtı kifayət qədər enerji alması üçün onların дрейф müddəti mümkün qədər olmalıdır. Ona görə də selvari deşilmə enli keçidlərdə (yüksək müqavimətli materialda) baş verir.

İstilik deşilməsi sahə gərginliyinin çox kiçik qiymətlərində keçiddən vahid zamanda kənara verilən istiliyin əks cərəyanın təsirindən keçiddə ayrılan istilikdən az olması halında baş verir. İstiliyin təsirindən valent elektronları keçiricilik zonasına keçir və keçiddə cərəyanı daha da artırır. Bu əlaqə cərəyanın selvari artması və keçidin deşilməsinə gətirib çıxarır. Ətraf mühitin temperaturu artdıqca istilik mexanizmlə deşilmə gərginliyi azalır. Kiçik əks cərəyana malik keçidlərdə deşilmə gərginliyi az olur.

Səthi deşilmədə sahə gərginliyinin keçiddə paylanması yarımkeçiricinin səthində yığılan yükləri kəskin azalda bilər. Səth yükləri keçidin qalınlığını artırır azalda bilər. Nəticədə səthdə sahə gərginliyinin həcmi deşilmə üçün tələb olunandan kiçik müəyyən qiymətlərində səthi deşilmə baş verə bilər. Belə deşilmənin baş verilməsində yarımkeçiricinin səthi ilə həmsərhəd olan mühitin dielektrik xüsusiyyətləri mühüm rol oynayır. Belə deşilmənin baş vermə ehtimalını azaltmaq üçün yüksək dielektrik sabitli örtüklərdən istifadə olunur.

Keçidin xüsusiyyətləri temperaturdan çox asılıdır və temperatur artdıqca elektron-deşik cütlərinin yaranması sürətlənir, qeyri-əsas yükdaşıyıcılarının konsentrasiyası və kristalın məxsusi keçiriciliyi artır. Ona görə də temperatur artdıqca həm düz, həm də əks cərəyanın qiyməti artır. Ancaq bu artma eyni olmur, çünki düz cərəyanın qiyməti əsasən aşqarların konsentrasiyasından asılıdır.

Keçidin xüsusiyyətləri həm də tətbiq olunan gərginliyin tezliyindən asılıdır.

Bunun səbəbi n və p təbəqələrin arasında xüsusi tutumun mövsud olmasındadır.

Əks cərəyan tətbiq edilərkən hər iki işarəli yükdaşıyıcıları keçidin hər iki tərəfindən yığılırlar və keçidin özündə onları sayı az olur. Bu halda keçidi tutum kimi təsvir etmək olar. Bu tutumun qiyməti keçidin sahəsindən, enindən və yarımkeçiricinin dielektrik nüfuzluğundan asılıdır. Bu tutuma sədd tutumu deyilir.

Əks gərginliyin kiçik qiymətlərində müxtəlif işarəli yükdaşıyıcıları biri-birindən çox da uzaqda olurlar. Ona görə sədd tutumu çox böyük olur. Əks gərginlik artdıqca keçidin eni böyüyür və sədd tutumu azalır. Bu xüsusiyyət keçidi əks gərginliyi dəyişməklə idarə olunan tutum kimi istifadə etməyə imkan verir.

Sədd tutumunun mövcudluğu keçidin xüsusiyyətlərinə təsir göstərir. Yüksək tezliklərdə işləyərkən keçidin tutum müqaviməti $X_{sədd}=1/\omega \cdot C_{sədd}$ azalır və əks qoşulmuş keçidin böyük müqavimətini şuntlayır. Bu zaman keçid bir tərəfli cərəyan keçirmə xüsusiyyətini itirir. Sədd tutumundan əlavə keçid diffuziya tutumuna da malik olur. Bu tutum düz qoşulma rejimində yükdaşıyıcıların injeksiyası nəticəsində yaranır. Diffuziya tutumu keçidin işinə çox təsir etmir, çünki o həmişə keçidin kiçik düz müqaviməti ilə şuntlanmış olur.

2.3. Dielektrik xassələrinin tədqiqat üsulları

A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqları yüksək müqavimətə malik olduqlarından iki metallik (gümüş pastası) plastinika (kontakt) arasında özlərini dielektrik kimi aparırlar. Əgər köynəklər arasında boşluq olarsa (atmosfer havası), kondensatorun tutumu C_0 -dir, köynəklər arasında dielektrik olduqda isə tutum C -yə bərabərdir. C ε qədər C_0 tutumundan çoxdur [192, s.205]. Onda

$$C=\varepsilon \cdot C_0, \quad (2.3.1)$$

Həmişə dielektrikin daxilindəki sahə boşluğa nisbətən az olur. Ona görə ki, maddə atom və molekulardan ibarətdir. Atom və molekulalar mənfi və müsbət yüklərdən (nüvə və elektron) ibarətdir. Dielektrikin tərkibində həm mənfi, həm də müsbət yüklər vardır. Bunlara dipollar deyilir. Çox vaxt mənfi və müsbət yüklər təsadüfi yerləşirlər, bəzi hissədə müsbət yüklər çoxluq, bəzi hissədə isə mənfi yüklər çoxluq təşkil edirlər. Xarici sahə olmadıqda, molekulalar xaotik düzülüşə malik olurlar. Əgər

dielektriki elektrik sahəsinə qoysaq, onda hər bir molekulaya qüvvə təsir edir və hamısı xətti istiqamətdə düzülür [192, s. 207].

Sabit və dəyişən elektrik sahəsində dielektrik əmsallarını ölçməklə yarımkeçiricilər haqqında mühüm məlumatlar əldə etmək olar. Bərk dielektriklərin dielektrik nüfuzluğu əsasən aşağıdakı kimi hesablanır

$$\varepsilon = \frac{kd}{S} C_\varepsilon = \frac{C_\varepsilon}{C_0}, \quad (2.3.2)$$

d-dielektrik nümunənin qalınlığı, S-yan tərəfin sahəsi, k-mütənasiblik əmsalı, C_0 -vakuumdakı tutum və C_ε -köynəklər arasında dielektrik yerləşdirildikdən sonra tutumdur.

Dielektrik daxilində sahə. Dielektriklərdə molekulun tərkibinə daxil olan yüklərə bağlı yüklər deyilir. Sahə təsiri ilə onlar yalnız tarazlıq vəziyyətini dəyişə bilirlər. Dielektrikdən kənar və həmçinin dielektrik daxilində olub, molekulların tərkibinə daxil olmayan yüklərə kənar və ya sərbəst yüklər deyilir [192, s. 219-227].

Dielektrikin daxilində sahə kənar və bağlı yüklərin yaratdığı sahənin superpozisiyasına bərabərdir. Yekun sahə mikroskopik sahə olub molekullar arası məsafədə kəskin dəyişir və başqa yüklərin hərəkəti ilə əlaqədar olaraq zamana görə dəyişir.

$$\vec{E}_{\text{mik}} = \vec{E}_0 + \vec{E}_{\text{bağ}}, \quad (2.3.3)$$

Makroskopik nöqtəyi nəzərdən bu dəyişmələr nəzərə alınmaya bilər və (2.3.3)-ün sonsuz kiçik həcm üzrə götürülmüş orta qiyməti sahənin xarakteristikası ola bilər [192, s. 227-229].

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}', \quad (2.3.4)$$

Burada $\vec{E} - \vec{E}_{\text{mik}}$, $\vec{E}_0 - \vec{E}_{\text{kən}}$, $\vec{E}_{\text{bağ}} - \vec{E}'$ -dir.

\vec{P} -nin ifadəsindəki \vec{E} elə (1.26)–lə təyin olunan \vec{E} -dir.

Dielektriklərdə yükə təsir edən qüvvə.

ε dielektrik nüfuzluğuna malik mühitdə nöqtəvi yükün sahə intensivliyi:

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{q}{r^2}, \quad (2.3.5)$$

(2.3.6)-lə təyin olunan sahədə q_0 yükünə təsir edən qüvvə.

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{qq_0}{r^2}, \quad (2.3.6)$$

ϵ -dielektrik nüfuzluğunu hesablamaq üçün Klauzius-Mosotti düsturundan istifadə

$$\text{olunur} \quad \frac{\epsilon-1}{\epsilon+2} = \frac{n\beta}{3}, \quad (2.3.7)$$

n -vahid həcmdəki molekulların sayı, β -molekullun polyarizəlməsidir.

Həcmi və səthi bağlı yüklər: Dielektrik polyarizəlməsində bağlı yüklərin həcmi β' və səthi σ' sıxlığı sıfıra bərabər olur [192, s. 230-235]. Polyarizəlmə zamanı səthi və bir sıra hallarda həcmi bağlı yüklərin sıxlığı sıfırdan fərqli olur.

Qeyri-polyar və polyar dielektriklərin polyarizəlməsi dielektrikin səthində bir işarəli bağlı yüklərin nazik təbəqəsinin meydana çıxmasına səbəb olur [192, s. 239-237].

Hesablamalar göstərir ki, bağlı yüklərin səth sıxlığı dielektrikin polyarizasiya vektoru \vec{P} -dan aşağıdakı şəkildə asılıdır:

$$\sigma' = P \cdot \cos\alpha = P_n \epsilon \epsilon_0 E_n, \quad (2.3.8)$$

Burada α , \vec{P} və ya \vec{E} -nin dielektrikin müsbət yüklənmiş səthinin xarici normalı (\vec{n}) ilə əmələ gətirdiyi bucaqdır.

Əgər $0 < \alpha < 90^\circ$ isə $P_n > 0$ və $\sigma' > 0$ əks halda σ' (-) yüklərin səth sıxlığıdır. Həmçinin hesablamalarla müəyyənləşdirilib ki, müəyyən S səthi ilə əhatə olunmuş həcm daxilindəki, əlavə bağlı yüklərin miqdarı bu səthdən polyarizasiya vektorunun selinə əks işarə ilə bağlıdır [192, s. 240-247].

$$q_{\text{ə}} = \oint_S P_n dS, \quad (2.3.9)$$

$q_{\text{ə}} = \sum q'$, yəni əlavə bağlı yüklərin miqdarı, həmin həcmi daxilindəki bağlı yüklərin cəbri cəminə bərabərdir.

$$\Phi_p = \oint_S P_n dS = -\sum q', \quad (2.3.10)$$

Dielektrik daxilindəki yekun sahənin olduğunu qeyd etmişik

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}', \quad (2.3.11)$$

Bağlı yüklərin sərbəst yüklərdən fərqi yalnız onların tərkibinə daxil olduqları molekulu tərk edə bilməməsinə görədir [192, s. 248]. Qalan xassələri eynidir. Belə ki,

bağlı yüklərdə də $\frac{q'}{\varepsilon_0}$ qədər \vec{E} -nin xətləri qurtarır və ya başlanır. Onda (2.28)-lə təyin olunan \vec{E} -ru üçün Ostrogradski-Qauss teoremi belə şəkllə düşür:

$$\Phi_B = \oint_S \vec{E}_n dS = \frac{1}{\varepsilon_0} (\Sigma q + \Sigma q'), \quad (2.3.12)$$

\vec{E} -nin qapalı səthdən selinin hesablanmasında təkcə Σq -nu deyil həmçinin $\Sigma q'$ -də tapmaq lazımdır. Ona görə də (2.3.11) münasibəti dielektrik daxilində \vec{E} -nu hesablamaq üçün az əlverişlidir. Belə ki, \vec{E} -nu \vec{E} -dən asılı olan q' ilə (bağlı yüklərlə) əlaqələndirir. ($\sigma' = \varepsilon \varepsilon_0 E_n$).

Bu çətinlikdən yalnız sərbəst yüklərin fəzada paylanması ilə təyin olunan və \vec{E} -ru ilə sadə şəkllində bağlı olan köməkçi kəmiyyət daxil etməklə çıxmaq olar. Bu köməkçi, kəmiyyəti təyin etmək məqsədi ilə (2.3.9) və (2.3.11)-i müqayisə edək. İşarə və $\frac{1}{\varepsilon_0}$ vuruğu dəqiqliyi ilə (2.3.11)-in sağ tərəfi (2.3.9)-un ikinci toplananı ilə üst-üstə düşür. Bu isə (2.3.9)-dakı q' -i \vec{P} -nin seli ilə əvəz etməyə imkan verir. (2.3.9) və (2.3.11)-i birləşdirərək:

$$\varepsilon_0 \Phi_H + \Phi_P = \oint_S (\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) dS = \varepsilon q, \quad (2.3.13)$$

$$\Phi_D = \oint_D \vec{D}_n dS = \Sigma q = \oint_V dV, \quad (2.3.14)$$

(2.30) dielektriklər üçün Ostrogradski-Qauss teoremi olub, qapalı səthdən induksiya vektorunun seli həmin səth daxilindəki sərbəst yüklərin cəbri cəminə bərabərdir.

$\varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \vec{D}$ köməkçi kəmiyyətdir və elektrik dəyişməsi və ya elektrik induksiya adlanır [192, s.250]. (2.3.14) ifadəsi \vec{D} -ru ilə:

Vakuumba $\vec{P} = 0$ $\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E}$ [\vec{D}]= Kl-dur.

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} = \varepsilon_0 (1 + \varepsilon) \vec{E}, \quad (2.3.15)$$

$1 + \varepsilon = \varepsilon$ – mühitin dielektrik nüfuzluğu adlanır.

Dielektriklərin polyarlaşması. Məlumdur ki, istənilən maddənin, o cümlədən, elektrik izolyasiya materiallarının, atomları və molekulları elementar (+) və (–) yüklü hissəciklərdən ibarətdirlər [192, s.100-110]. Adi şəraitdə, nə zaman ki, dielektriklər elektrik sahəsinin təsiri altında olurlar ($E=0$ (elektrik sahə gərginliyi),

$F=0$ (molekula təsir edən qüvvə), onda bu maddənin və ya dielektriklərin hissəcikləri arasında müxtəlif əlaqələr olur şəkil 2.3.4.

Dielektrik xarici elektrik sahəsində qüvvə təsir etdikdə ($E>0$, $F>0$) onda, müəyyən qüvvənin F təsiri nəticəsində $+$ hissəciklər öz yerlərini sahənin E istiqaməti üzrə dəyişərək hərəkət edirlər, $-$ hissəciklər isə sahənin əksi istiqamətdə hərəkət edirlər şəkil 2.3.5. Bu hadisəyə dielektriklərin polyarlaşması deyilir.

Praktikada polyarlaşmanın növü çoxdur [192, s. 262]. Biz onlardan yalnız üç əsası ilə tanış olacağıq: 1. Elektron polyarlaşması. 2. İon polyarlaşması. 3. Dipol polyarlaşması.

1. Elektron polyarlaşması onunla xarakterikdir ki, atomun xarici elektronları elektrik sahəsinin təsiri altında bir qədər əks qoyulmuş sahə istiqamətinə sürüşürlər. Elektron polyarlaşma prosesi tez baş verir və elektrik enerjisinin dağılması ilə müşayiyyət olunmayan çox qısa müddət ərzində başa çatır. Elektron polyarlaşması $t = 10^{-35} \dots 10^{-16}$ san. ərzində baş verir və sona çatır. Ona görə də praktiki hesablamalarda elektrik enerjisi itkisi nəzərə alınmır.

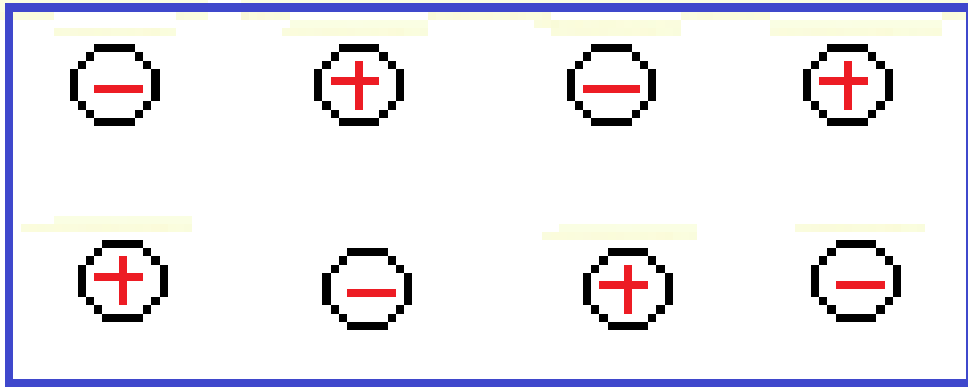
2. İon polyarlaşması. Molekulun ion quruluşu zamanı xarici elektrik sahəsinin təsiri altında $+$ ionlar elektrik sahəsi istiqamətində hərəkət edirlər, $-$ ionlar isə sahənin əksinə. Məsələn, transformator yağı dielektrik kimi transformatora doldurulduqda polyarlaşma, d.d. ionların sürüşməsi baş verir.

3. **Dipol polyarlaşması.** Polyarlaşmanın bu növünün mənası ondadır ki, dipol molekulları istilik hərəkəti sayəsində hər zaman öz istiqamətlərini dəyişirlər.

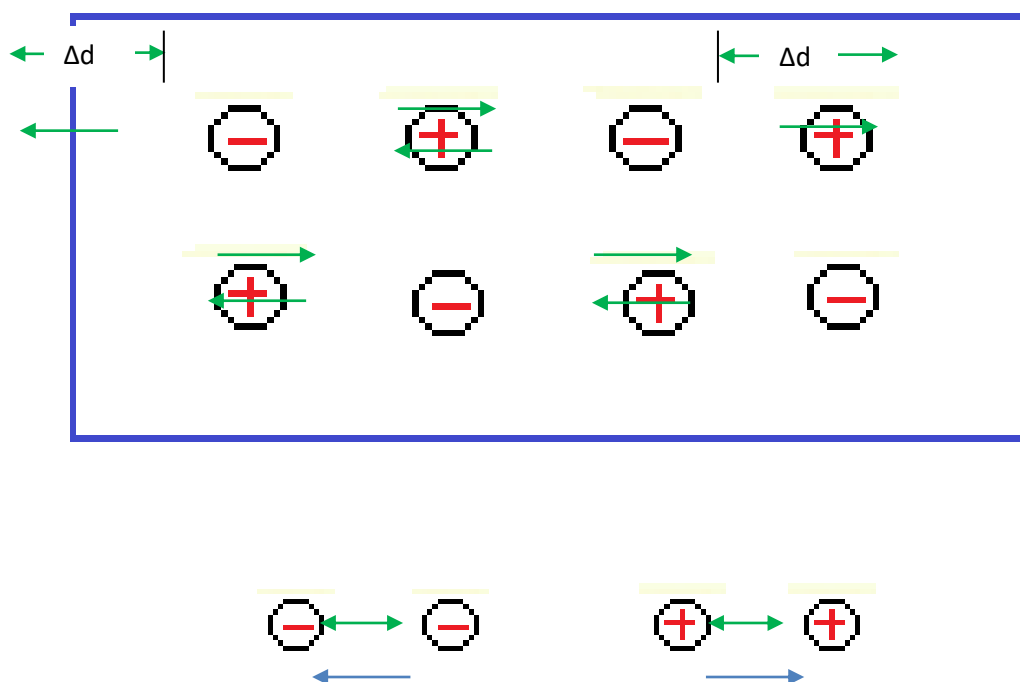
Xarici elektrik sahəsi olmadıqda dipol molekulların istiqamətləri xaotik olur, yəni elektrik sahəsi olmadıqda hər bir zaman anında müxtəlif istiqamətlərə istiqamətlənmişlər, dipol molekullarına elektrik sahəsinin təsiri nəticəsində isə elektrik sahəsinin təsiri istiqamətində hərəkət edirlər. Elektrik sahəsi olmadıqda ($E = 0$ və $F=0$) hissəciklər öz yerlərində olurlar. Nəzəri və təcrübi tədqiqatların göstərdiyi kimi dielektrikə elektrik sahəsi təsir edərkən ($E > 0$ və $F > 0$) dielektrikin $+$ və $-$ hissəciklərinin elektrik sahəsinin qiymətindən asılı olan Δd qədər sürüşmə baş verir.

$$E = f(\Delta d), \quad (2.3.16)$$

Elektrik sahəsinin qiyməti (E) nə qədər böyük olarsa, sürüşmə də bir o qədər



Şəkil 2.3.4 Adi şəraitdə dielektrikin daxilində bağlı yüklərin (dipol) düzülüşü [192, s.205].



Şəkil 2.3.5 Dielektriklər elektrik sahəsində [192, s.206].

böyük olar. Qeyd etdiyimiz kimi elektrik sahəsinin qiyməti (E) nə qədər böyük olarsa, sürüşmə də bir o qədər böyük olar. Əksər dielektriklər üçün bu asılılıq düz mütənasibdir. Müəyyən elektrik sahəsi (E) verildikdə hissəciklər müəyyən məsafəyə (Δd) sürüşürlər, dielektrik mütənasib sürüşürlər. Dielektriki materialın imkanları azalan zaman deşilmə prosesi baş verir. Məsələn, hər hansı bir dielektrik götürək (kabel kağızı və ya laklı parça) və АИИ-70 deşmə aparatında yüksək gərginlik verək. Müəyyən ana qədər (deşilməyə qədər) polyarlaşma prosesi gedir [192, s. 270-286].

Dielektriklərin intensiv qızması yalnız yüksək tezlikli elektrik sahəsində alına bilər. Kondensatorun lövhələri arasındakı sahədə qızma 0,5-dən 100 MHz-ə qədər olan tezliklərdə gedir. Daha yüksək tezliklər, yəni 100-dən 300 MHz-ə qədər olanlar isə ifrat yüksək tezliklərə aiddir. Həddən artıq yüksək tezliklərdə (yəni, ifrat) qızma böyük həcmli rezonatorlarda və ya elektromaqnit enerjisinin istiqamətlənmiş şüa seli vasitəsilə aparıla bilər. Dielektrik qızma üçün olan yüksək tezlikli lampalı generatorlar induksion qızmada istifadə edilən generatorlara çox oxşayır. Onlarda da generator lampasından istifadə olunur və işləmə prinsipləri də eynidir.

Hər iki halda öz-özünə təsirlənən generatorlardan (avtogeneratorlardan) istifadə edilir. Yüksək tezlikli diapazonlarda (5...10 MHz-dən yuxarı tezliklərdə) generatorların işinə parazit tutum və induktivliklər, həmçinin lampanın elektrodlar arası tutumu təsir edir: katod – anod; tor – katod; tor – anod. Yüksək tezlikli generatorlarda elektrodlar arası tutumdan torun əks rəbitə elementi kimi istifadə edilir. Yuxarıda göstərilmiş şəkildə belə element olaraq elektrodlar arası tutum (tor – anod) qəbul edilmişdir, bu qırıq – qırıq xətlərlə göstərilmişdir: C_{ca} .

Lampalı generatorların nəzəriyyəsinə əsasən bu halda tor ilə katod arasındakı reaktiv müqavimət əks işarəli olmalıdır (yəni, induktiv xarakterli olmalıdır). Onda torun əks rəbitəsi də induktiv olacaqdır.

Dielektrik elektrik sahəsində olduqda onun qızmasına sərf olunan elektrik gücünə **dielektrik itgisi** deyilir [192, s. 205-208].

Dielektrik itgiləri həm sabit, həm də dəyişən gərginliklərdə baş verir:

Dielektrik itgiləri öz fiziki təbiətlərinə və xassələrinə görə dörd əsas növə ayrılır:

1). Dielektrik, müəyyən həcmi və səthi elektrikkeçiriciliyinə malikdirsə, onda elektrikkeçiriciliyi hesabına itgi müşahidə olunur. Bu növ dielektrik itgisi tezlikdən asılı deyil və $\text{tg}\delta$ tezlikdən asılı olaraq, hiperbolik qanunla azalır.

Əgər nümunənin xüsusi müqaviməti ρ və verilən tezlikdə onun ϵ -nu məlum olarsa, həmən tezlikdə dielektrik itgi bucağı aşağıdakı düsturla hesablanır

$$\text{tg}\delta = \frac{1,8 \cdot 10^{10}}{\epsilon f \rho}, \quad (2.3.17)$$

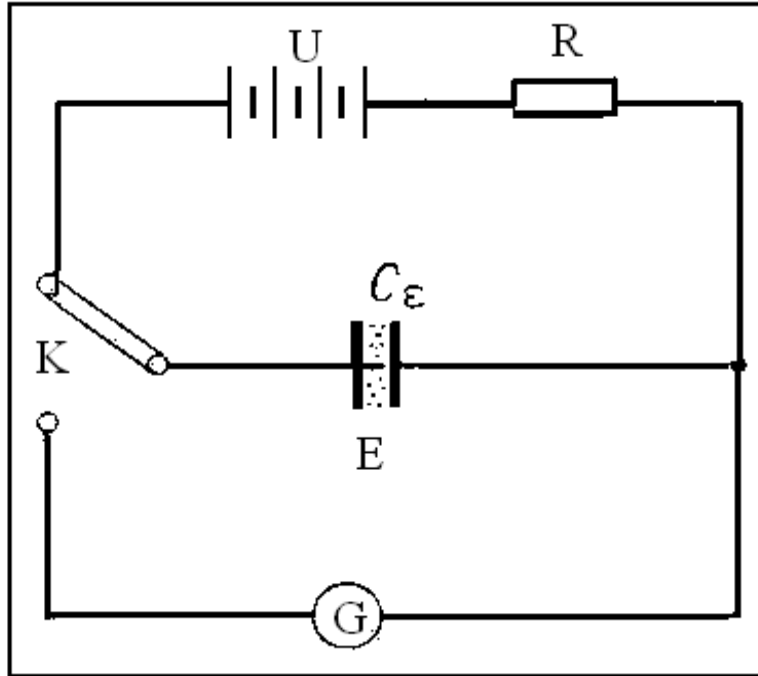
2). Dielektrikin polyarizəşməsi yüksək tezlikli sahədə sahənin dəyişmə tezliyindən geri qalırsa, relaksasiya itgisi baş verir. Relaksasiya itgisinin mexanizminə baxmaqla, qarşılıqlı əlaqəli maksimumları ilə fərqlənən $\text{tg}\delta$ -nın temperatur və tezlik asılılığını izah etməyə imkan yaradır. Kiçik temperaturlarda maye dielektrikin özlülüyü böyükolduqda polyarizasiyanın vaxtı relaksasiya vaxtından böyükdür ($\tau_0 \gg 1/\omega$). Temperatur artdıqca, mayenin özlülüyü azalır və relaksasiya vaxtı sahənin dəyişmə periodunun vaxtına yaxınlaşır. Temperatur lap çox olduqda relaksasiya zamanı sahənin gərginliyinin dəyişmə periodu vaxtından çox olur [192, s. 205-208].

3). İonizasiya itgisi qaz şəkilli dielektrikin əlamətlərindəndir. Sonralar bu dielektrik itgisinə aqreqat halından asılı kimi baxılacaq [192, s. 205-208].

4). Elektrik sahəsinin tezliyi bərk cisim maddəsinin məxsusi tezliyi ilə üst-üstə düşərsə, onda rezonans itgisi alınır. Bu vaxt $\text{tg}\delta$ -nın tezlik asılılığındakı maksimum temperatur dəyişdikdə sürüşür [192, s. 205-208].

Elektrik sahəsinin müxtəlif tezliklərində tutum və dielektrik itgisi müxtəlif üsullarla ölçülür: Sabit sahədə və kiçik tezliklərdə tutum ballistik qalvanometr vasitəsi ilə ölçülür (şəkil 2.3.6).

Mühəndislik texnikasında elektrik sahəsində dielektrikin öz enerjisini səpmək xüsusiyyətini xarakterizə etmək üçün dielektrik itgi bucağı anlayışından həmçinin bucağın tangensindən istifadə edilir. Dielektrikin itgi bucağı (δ) elə bucağa deyilir ki, cərəyanla gərginlik arasındakı (φ) faza yerdəyişməsini 90° -yə kimi tamamlayır. İdeal dielektrik halında belə dövrdə cərəyan vektoru gərginlik vektorunu 90° qabaqlayır ki, bu zaman $\text{tg}\delta=0$ olur. Dielektrikdə güc nə qədər çox səpilərsə φ faza fərqi az olur və o qədər itgi bucağı böyük olar.

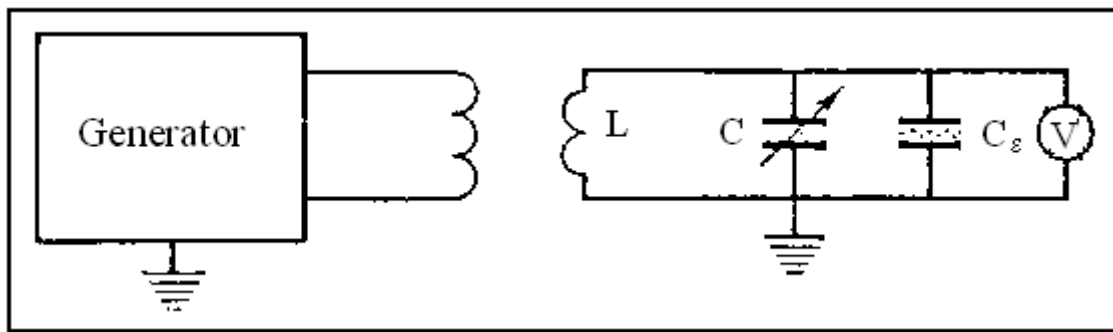


Şəkil 2.3.6 Galvanometrlə dielektrik nüfuzluğunun ölçülməsi sxemi [192, s.207].

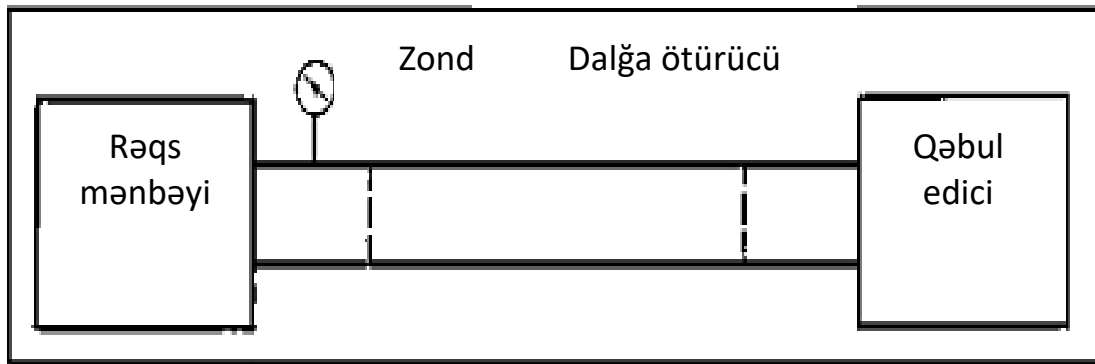
Əgər tezlik onlarla Hs-dən 10^7 Hs-ə qədər olduqda dielektrik itgi bucağının tangensi və tutum əsasən Şerinqin körpü üsulu ilə müəyyən olunur. 10^5 -dən 10^8 Hs-ə tezliklərdə C və ε -nu rezonans üsulu ilə ölçülür (şəkil 2.3.7). C və $\text{tg}\delta$ həmçinin kumetr üsulu ilə ölçülür. Bu tezliklərdə həmçinin biyeni üsulu da tətbiq edilir. 10^8 -dən 10^{11} Hs-ə qədər tezliklərdə həcmi rezonator və radiodalğa ötürücüsü qurgusundan, həmçinin sərbəst fəzada elektromaqnit dalğalarının yayılması qanuna uyğunluğundan istifadə edilir (şəkil 2.3.8). Dissertasiya işinin gedişində nümunələrin dielektrik xassələri sabit elektrik sahəsində L, C, R rəqəmsal E 7-8 və ölçmə tezliyi 10^3 Hs olan universal E 7-11 və dəyişən elektrik sahəsində isə dəyişmə tezliyi $f = 5 \times 10^4 - 3,5 \times 10^7$ Hs olan rezonans metodunun köməyi ilə ölçən TESLA BM 560-dan istifadə edilmişdir.

Dielektrik deşilməsi [192, s. 209-215]. Elektrik sahəsində dielektrikdə keçici kanalın yaranmasına dielektriklərdə deşilmə hadisəsi deyilir. Deşilmənin baş verdiyi gərginliyin minimal qiymətinə deşilmə gərginliyi deyilir. Deşilmə hadisəsi zamanı Rekombinasiyalı tələlər hərəkət miqdarının və impulsun saxlanması qanununa riayət edir və prosesin rekombinasiyadan azad olması üçün enerjinin bir hissəsini də götürür. Rekombinasiyalı tələlərin rolunu, kristallara müxtəlif cür daxil edilmiş aşqar atom və ionlar, kristal qəfəsin dolmamış düyünləri, çatlar, həcmi və səthi qeyri mükəmməlliklər oynaya bilər. Kristallarda sadalanan həcmi defektlərdən fərqli olaraq, səthi defektlər çox olduğundan onda rekombinasiya prosesi intensiv surətdə gedir. Yarımkəçiricilərin qadağan olunmuş zonalarında rekombinasiya səviyyələrindən başqa hər hansı tip yükdaşıyıcını tuta bilən lokal səviyyələrdə mövcuddur. Bu səviyyələrdə yerləşən yükdaşıyıcılar müəyyən müddətdən sonra azad olur və keçiricilikdə iştirak edir. Bu proses təkrarlana bilər.

Tunel və selvari deşilmə elektrik sahəsinin mövcudluğu ilə əlaqədardır. İstilik deşilməsi keçiddə səpələnən gücün artması və bu zaman səpələnən istiliklə əks cərəyan axanda keçiddə ayrılan güc arasında tarazlığın pozulması ilə əlaqədardır. Səthi deşilmə kristalın üzərində səth yükünün mövcud olması ilə əlaqədardır. Tunel deşilməsi yüksək elektrik sahəsinin təsirindən yarımkəçiricidə enerji zonaları əyilir və elə bil ki, qadağan olunmuş zona ensizləşir. Bunun nəticəsində elektronların keçid



Şəkil 2.3.7 Tutum C_ε və dielektrik nüfuzluğunun rezonans metodu ilə ölçülməsi sxemi [192, s.208]: L –induktivlik makarası və dəyişən cərəyan generatoru ilə zəif əlaqədə olan, konturu qapayan nümunəvi kondensator C .



Şəkil 2.3.8 ϵ və $tg\delta$ ölçmək üçün dalğa ötürücü qurğunun sxemi [192, s. 208].

dielektrikdə cərəyan kəskin artır və Om qanunu pozulur. Onda gərginlik $dJ/ dU=\infty$ qiymətini alır və ya differensial keçiricilik sonsuz böyük olur.

Deşik gərginliyi dielektrikin qalınlığından, elektrodların konfiqurasiyasından elektrik sahəsinin formasından və həmçinin dielektrikin özündən asılıdır. Ona görə də tək cə maddənin xassəsindən deyil, eyni zamanda konkret nümunənin nə qədər böyük elektrik sahəsinə dözməsindən asılıdır [192, s. 211-214].

Dielektriki deşilməyə gətirən bircins elektrik sahəsinin minimal gərginliyinə elektrik davamlılığı deyilir və $E_{np}=U_{np}/h$.

Müxtəlif materialların xassələrini müqayisə etmək üçün onun elektrikə davamlılığından istifadə edirlər. Əgər deşilmə qazabənzər dielektrlərdə baş verirsə, deşilmə oblastında molekulların yürüklüyünün böyük olması hesabına gərginlik götürüldükdən sonra material öz xassəsini bərpa edir. Əks halda bərk dielektrlərdə bu izolyasiyanın pozulmasına gətirir. Dielektrikin deşilməsi elektrik və istiliyin təsiri ilə ola bilər: **1. İstilik tarazlığı** pozulan zaman proses selvari xarakteri daşıyır. İstilik deşilməsi elektrik sahəsində materialı ərimə temperaturuna kimi gətirir.

Dielektrikin gərginliyi verilən gərginliyin tezliyindən, əhatə olunan mühitin temperaturundan, materialın istiliyə davamlılığından və s. asılıdır. Üzvi dielektrlər (məs. polistirol) elektrik istilik deşik gərginliyinə, qeyri üzvi (məs. kvars, keramika) eyni şəraitdə. Müxtəlif şəkilli istilik deşilmələrini ionlaşmış deşilmə adlandırmaq olar. Bu vəziyyət nahamar (digir-digir səthli) bərk dielektrlərdə baş verir.

2. Elektrik deşilməsi. İstilik vasitəsi ilə bütün deşilmə növlərini izah etmək olmur. Məs. nə üçün aşağı temperaturalarda gərginlik sahələrində deşilmələr temperaturdan asılı deyil və temperatur artdıqca azalır kiumi izah etmək olmur. Bu daş duzu ölçdükdə görünür. Əgər material nazik olduqda istilik deşilmələri ilə bilikdə çox yüklənmə prosesi baş verir. İzolyatorların elektrik müqavimətlərini azaltmaq üçün nəinki temperatur qalxanda həm də elektrik sahəsində ola bilər. Bu zaman selvari yükdaşıyıcılar yaranır və onda ionizasiya mənbəyi ion və elektronların toqquşması kimi qəbul olunur. Sahə gərginliyi ion toqquşmasında kristallarda yeni ionların yaranmasıdır. Bu halda yox olan konsentrasiya az olur. İxtiyari dielektrik ancaq kritik həddə çatmadığı gərginlikdə istifadə olunur. Əgər gərginlik kritik həddə

çatırsa dielektrikdə deşilmə baş verir və dielektrikin müqaviməti kəskin azalır. Deşilmə yerində qığılıcı əmələ gəlir.

Dielektrik dispersiyası. Müasir klassik elektrodinamikaya görə güman edilir ki, dielektrik və maqnit nüfuzluğu tezlikdən asılıdır. Elektrodinamikanın əsas tənliyinin banisi Maksvel hesab edirdi ki, bu parametrlər tezlikdən asılı deyildir və fundamental sabitlərdir. Dielektrik və maqnit nüfuzluğu uzun müddət sabit hesab edilirdi. Ancaq sonralar göstərildi ki, dielektrik və maqnit nüfuzluğu tezliyin funksiyasıdır; bu tək tezlikdən deyil həm də dalğa vektorundan asılıdır [66, s. 200], [227, s. 170-180], [200, s. 17-19].

Dielektrikin gərginliyi verilən gərginliyin tezliyindən, əhatə olunan mühitin temperaturundan, materialın istiliyə davamlılığından və s. asılıdır. Üzvi dielektriklər (məs. polistirol) elektrik istilik deşik gərginliyinə, qeyri üzvi (məs. kvars, keramika) eyni şəraitdə. Müxtəlif şəkilli istilik deşilmələrini ionlaşmış deşilmə adlandırmaq olar. Bu vəziyyət nahamar (digir-digir səthli) bərk dielektriklərdə baş verir.

2. Elektrik deşilməsi. İstilik vasitəsi ilə bütün deşilmə növlərini izah etmək olmur. Məs.nə üçün aşağı temperaturlarda gərginlik sahələrində deşilmələr temperaturdan asılı deyil və temperatur artdıqca azalır kiymi izah etmək olmur. Bu daş duzu ölçdükdə görünür. Əgər material nazik olduqda istilik deşilmələri ilə bilikdə çox yüklənmə prosesi baş verir. İzolyatorların elektrik müqavimətlərini azaltmaq üçün nəinki temperatur qalxanda həm də elektrik sahəsində ola bilər. Bu zaman selvari yükdaşıyıcılar yaranır və onda ionizasiya mənbəyi ion və elektronların toqquşması kimi qəbul olunur. Sahə gərginliyi ion toqquşmasında kristallarda yeni ionların yaranmasıdır. Bu halda yox olan konsentrasiya az olur. İxtiyari dielektrik ancaq kritik həddə çatmadığı gərginlikdə istifadə olunur. Əgər gərginlik kritik həddə çatırsa dielektrikdə deşilmə baş verir və dielektrikin müqaviməti kəskin azalır. Deşilmə yerində qığılıcı əmələ gəlir. Qəbul olunmuş konsepsiyada buraxılan səhvlər elə gözə çarpandır ki, qəribə görsənir buna ki, belə elementar fiziki səhv elektrodinamikaya və bərk mühit fizikasının fundamental əsərlərinə daxil olub. Buraxılan səhvlərin mənasını asan başa düşmək olar paralel rezonans konturunda, harada ki, tutum və induktivlik dövrəyə paralel qoşulur. Belə ki, yalnız tezlikdən asılı

tutum kimi belə konturu riyazi ekvivalent sxem kimi təsvir etmək olar. Bunun üçün konturun reaktiv müqavimətini tutum və rezonans tezlik konturu kimi göstərmək lazımdır. Beləliklə konstruksiya edilmiş tezlikdən asılı tutum konturun ekvivalent sxemi kimi induktivlik aşkar olmadan halda olacaq konturun tezlik rezonans tərkibində. Asanlıqə başa düşmək olar ki, paralel rezonans konturu tezlikdən asılı induktivlik kimi görmək olar. Əgər fəzanın vahid həcmində hər-hansı sərbəst yükdaşıyıcılar varsa, məsələn plazma, onda belə həcmə ekvivalent sxemini tutum kimi təsvir etmək olar, bu vakuumin dielektrik nüfuzluğunu induktivliyə paralel birləşdirməklə bu da yüklərin xüsusi induktivlik tutumuna belə həcmi elementin ekvivalent sxemini, həmçinin paralel kontur kimi, vakuumin dielektrik nüfuzluğunun tezlikdən asılılığı kimi və ya xüsusi kinetik induktivliyin tezlikdən asılılığı kimi təsvir etmək olar. Bu heç də o demək deyil ki, vakuumin dielektrik nüfuzluğu və ya xüsusi kinetik induktivlik tezlikdən asılı olsun. Beləliklə qəbul etmək olar ki, Maksvel doğru deyirdi ki, dielektrik və maqnit nüfuzluğu fundamental sabitlərdir və tezlikdən asılı deyildilər. əsasında ultrasəs mənbələri qurulmuşdur.

Dielektrik qavrayıcılığı χ_e . Dielektriklərin əsas fiziki xarakteristikalarından biridir [227, s. 181-192], [236, s. 1329-1330]. Elektrik sahəsində dielektrikin polyarlaşmasını təsvir etmək üçün dielektrik nüfuzluğu ilə bərabər istifadə olunur. İzotrop mühitlər üçün χ_e adsız kəmiyyət olub P polyarlaşma və E elektrik sahəsinin intensivliyi vektorları arasında mütənasiblik əmsalı kimi daxil edilir. Bu vektorlar arasında əlaqə $P = \chi_e \epsilon_0 E$ şəklindədir, burada ϵ_0 elektrik sabitidir. Anizotrop mühitlər üçün χ_e tenzor kəmiyyətdir. Burada mütənasiblik əmsalı χ vahidsizdir, elektrik qavrayıcılığı adlanır və dielektrikin quruluşundan (E-dən yox) asılıdır. Elektrik cərəyanını keçirməyən maddələrə dielektriklər deyilir. Dielektriklər təşkil olunduğu molekulların quruluşuna görə iki qrupa bölünür. Qeyri-polyar dielektriklərdə molekullar simmetrik quruluşa malikdirlər və xarici sahə olmadıqda (–) və (+) yük mərkəzləri üst-üstə düşür. Belə molekullar məxsusi dipol momentinə malik olurlar (H_2 , O_2 , N_2 və s.). Polyar dielektriklərdə molekullar qeyri-simmetrik quruluşa malikdir və yüklərin mərkəzi bir-birinə nəzərən sürüşmüşdür. Deməli məxsusi dipol momentinə malikdir. Xarici sahənin təsiri ilə q/polyar dielektriklərin

molekullarında yüklərin mərkəzi sürüşür və təcrübənin göstərdiyi kimi qiyməti sahə intensivliyi ilə mütənasib olan dipol momenti əmələ gəlir. \vec{P} və \vec{E} -nin eyni istiqamətliliyini nəzərə alaraq:

$$P = \beta \epsilon_0 \vec{E}, \quad (2.3.18)$$

β -molekulun polyarizəlməsidir.

Xarici sahə polyar dielektrlərdə molekulları elə şəkildə döndərməyə çalışır ki, onların dipol momenti sahə istiqamətində yönəlsin. Sahə dipol momentinin qiymətinə demək olar ki, təsir etmir [227, s.192].

Sahədə və ya dielektrikdə qeyri-bircinslilik varsa dielektrikin polyarizəlməsini verilmiş nöqtədə təyin etmək üçün həmin nöqtəni daxilində saxlayan kiçik ΔV həcmi götürüb, bu həcmdəki molekulların $\sum \vec{P}_i$ -ni hesablayıb ΔV -yə bölmək lazımdır.

$$\vec{P} = \frac{\sum \vec{P}}{\Delta V}, \quad (2.3.19)$$

Bu şəkildə daxil edilən vektoru kəmiyyətə dielektrikin polyarizəlməsi deyilir. \vec{P} -ru $\epsilon_0 \vec{E}$ -nin ölçü vahidinə malikdir:

$$\vec{P} = \alpha \epsilon_0 \vec{E}, \quad (2.3.20)$$

Münasibəti izotrop dielektrlər üçün doğrudur. α - \vec{E} -dən asılı olmayan ölçüsüz kəmiyyətdir və dielektrikin dielektrik qavrayıcılığı adlanır. Polyar dielektrlər üçün:

$$\alpha \sim \frac{1}{T}, \quad (2.3.21)$$

İon kristallarına nəhəng bir molekula kimi baxmaq olar. Belə kristal qəfəsinə bir-birinin içərisinə qeydirilmiş, birinin təpəsində (+), digərində (-) ionlar olan iki qəfəs kimi baxa bilərik. Sahə təsiri ilə onlar bir-birinə nəzərən sürüşür və yekun dipol momenti əldə edilir.

2.4. Fotoelektrik xassələrinin tədqiqat üsulları

Bildiyimiz kimi A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqları yüksək müqavimətə malik olduqlarından özlərini dielektrik kimi aparırlar.

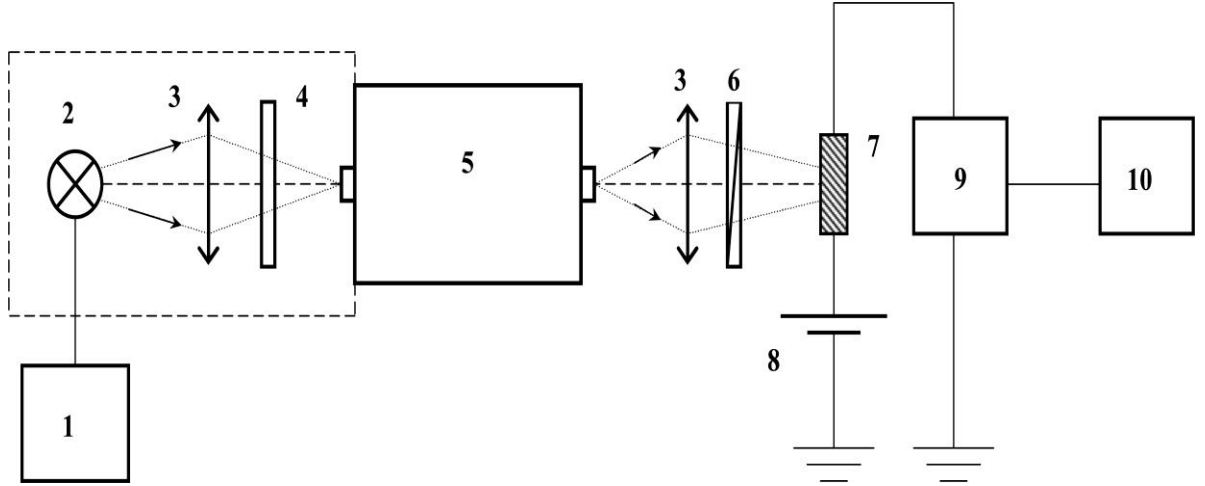
Dielektrlərdə atomlar, molekullar və ionlar sərbəst olaraq böyük məsafəyə

hərəkət edə bilmirlər. Eyni zamanda hər bir dielektrikdə bir neçə zəif əlaqəsi olan yüklü hissəciklər var. Elektrik sahəsinin təsiri ilə bu hissəciklər nizamlı hərəkəti nəticəsində elektrik cərəyanı yaradırlar. Geniş qadağan olunmuş zonaya malik birləşmələrin fiziki xassələrinin tədqiqi yarımkeçiricilər fizikasının ən sürətlə inkişaf edən sahəsidir [64, s.7-10], [99, s. 491], [103, s. 18-36].

Bərk cismlər elektronikasının inkişafı diskret yarımkeçirici cihazların hazırlanmasından, elektron aparatlarının qurğu və sxemlərin yaradılmasına keçirmişdir. Texnikanın bu istiqaməti mikroelektronika adını almışdır. Mikroelektronikanın köməyi ilə həl edilən elmi məsələlər sənayenin müxtəlif sahələrində, kosmosun tədqiqində, təbabətdəki tədqiqatlarda, kompüter və informasiya texnologiyalarının yaradılmasında istifadə olunur. A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının monokristallarının dissertasiya işinin gedişində fotoelektrik xassələrini ölmək üçün istifadə olunan qurğunun prinsipiyl sxemi 2.4.1 şəkilində göstərilmişdir. Fotokeçiriciliyin baş verməsi üçün işıq selinin təsiri ilə yarımkeçiricinin müqaviməti dəyişir və elektronlar keçirici zonaya keçirlər. Fotokeçiriciliyin baş verməsi üçün $h\nu - \Delta W$, harada ΔW -qadağan olunmuş energetik zonanın enidir. İşlərin yerinə yetirilməsi üçün aşağıdakı kimi hərəkət etmək lazımdır. Közəkmə (nakallaşmış) lampadan düşən işıq (3) obyektivi tərəfindən qəfəs monoxromatoru n (5) girişinə (4) işıq filtrindən keçərək düşür. (5) monoxromatorundan çıxan işıq (3) obyektivi ilə fokuslanır (6) polyaroid tərəfindən yarımkeçirici nümunəyə (7) düşür. Nümunə sabit cərəyanda elektrik şəbəkəsinə qoşulur. (7) nümunəsində yaranan fotocərəyan elektrometrik gücləndiricisi (9) vasitəsi ilə gücləndirilir. Və özüyazan potensiometr (10) vasitəsi ilə qeyd edilir. Ölçü sxeminin qidalandırılması yüksəkstabilləşmiş gərginlik (8) mənbə ilə qidalandırılır. (6) polyaroid həyəcanlandırıcı işığın polyarizasiyasını dəyişir belə ki, tədqiq olunan yarımkeçiricinin fotokeçiriciliyinin polyarizasiyadan asılılığı öyrənilir.

2.5. UTREKS kriostatlar sistemi

A^3B^6 laylı kristallar və onların üçqat analoqlarının elektrofiziki,



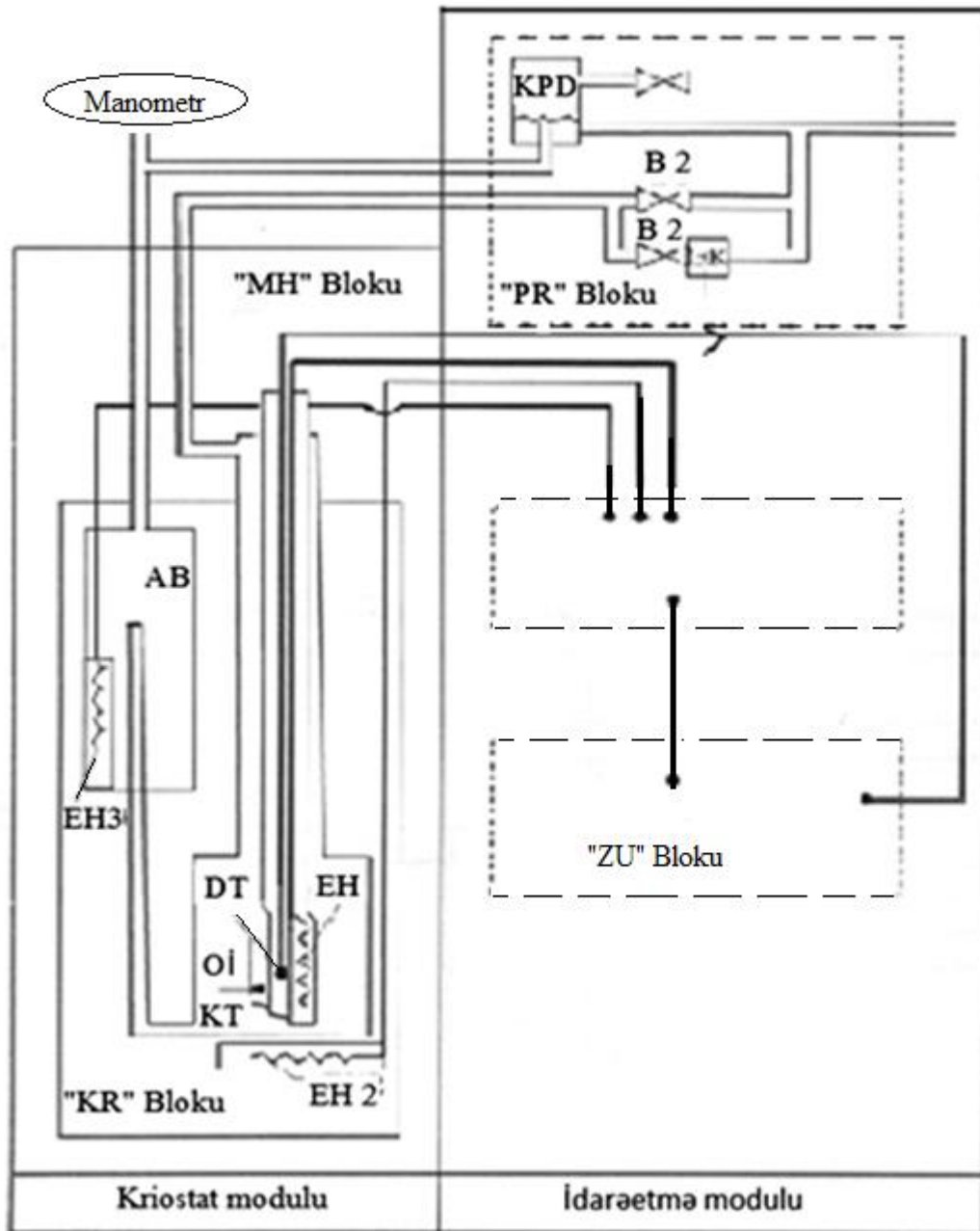
Şəkil.2.4.1 Fotokeçiriciliyi ölçmək üçün istifadə olunan qurğunun prinsipial sxemi: 1-Mənbə; 2- İşıq mənbəyi (nakallamış lampa); 3- obyektivlər; 4-ışıq filtrləri; 5-MCD-2 monoxromatoru; 6- polyaroid; 7-nümunə; 8-B5-50 tip məbə; 9- elektrometrik gücləndirici; 10- KCP-4 özüyazan potensiometr.

dielektrik və fotoelektrik xassələrini ölçmək üçün hazırlanmış nümunələri xarici mühitin təsirlərindən qorumaq üçün onu şəkil 2.5.1-də göstərilən “UTREKS-RTR” kriostatlar sistemində yerləşdirilmişdir. Aşağıtemperaturlu tədqiqatlar “UTREKS-RTR” kriostatlar sistemində aparılmışdır. Bu kriostatda ölçülərin aparılmasında əsas məqsəd nümunəni xarici mühitdən izolyasiya etməkdən ibarətdir. Bu cihaz fiziki tədqiqatlar obyektinin temperaturunu 80-300K intervalında ölçməyə imkan verir, dəqiqlik 0,01K təşkil edir.

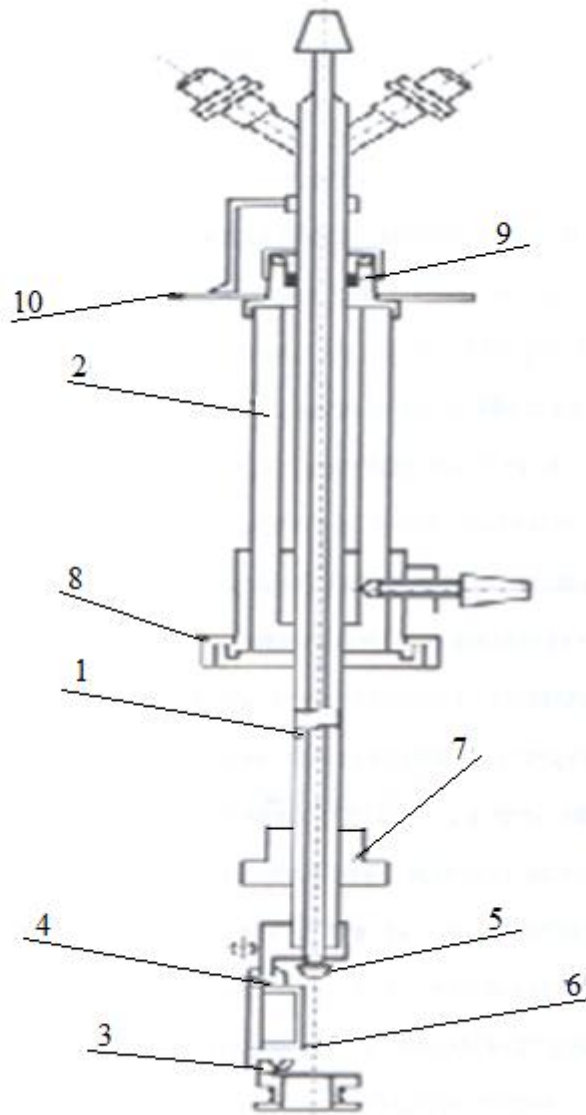
“UTREKS-RTR” sistemləri kriostatir modulundan və temperaturun idarəetmə modulundan ibarətdir. Kriostatir modulu özlüyündə “blok KR”-dən, manipulyatordan “MH”-dan ibarətdir. Temperatur rejiminin termostatlaşma kriostatının idarəetmə modulu – elektron requlyatordan “ER” pnevmatik requlyatordan “blok PR”, temperatur datçikindən, səvf siqnalı gücləndirən “blok ZU” və dayaq siqnalı verən cihazdan ibarətdir. Kriostat-tədqiq olunan obyektin temperaturunun müxtəlif sürətlərdə soyudulma və qızdırılmasının termostatlaşmasını ölçmək üçün lazım olan qurğudur. Kriostatın vakuumlaşmış korpusunda azot çəni yerləşir, burada radiasiyadan qorunma ekranı, termostatlaşma kamerası və daxiletmə borusu (şaxtası) vardır. Kriostatın yuxarı qapağında azot bakı, elektroqızdırıcı, azot səviyyəsini ölçən, həmçinin vakuum kranı və kollektor yerləşir. Azot bakındakı azot sallanan boru vasitəsi ilə kollektora daxil edilir. Azot bakında həmçinin qaz şəklindəki azotu götürmək üçün boru yerləşdirilir. Bağlayıcı kranın maxovikini fırlatmaqlıq iynə vasitəsi ilə maye azotu termostatlaşma kamerasına keçidi yuxarıya bağlayır [44, s. 60-68].

Manipulyator (şəkil 2.5.2) tədqiq olunan obyektin kriostatın termostimullaşmış kamerasına daxil etmək üçün tətbiq olunur. Manipulyator-mərkəzi borudan 1, uzadıcı kabeldən 2, altlıqdan 3 və penoplast armuddan 4, ibarətdir. Uzadıcı kabel 2- qayka 5 ilə kriostatın bağlayıcısına şiberlə bərkidilir. Uzadıcının yuxarı hissəsində salnik kip 6 yerləşir. Boru 1 uzadıcı kabelə görə yuxarı – aşağı və 360 360⁰ fırlana bilir.

Mərkəzi borunun aşağı hissəsinə qızdırıcı 7 bərkidilir. Altlıq 3-ün ortasına tədqiq olunan nümunə yerləşdirilir, bu altlıq gümüşlənmiş səthdən ibarətdir. 2-ci elektrod olaraq gümüş silindirdən istifadə olunur. 2-ci temperaturu qeyd edən vericisi



Şəkil 2.5.1 UTERSK-RTR kiostatlar sistemi [44, s. 60]: “blok KR”-dən, monipulyatordan “MH”, elektron requlyatordan “ER”, pnevmatik requlyatordan “blok PR”, temperatur datçikindən, səvf signalı gücləndirən “blok ZU” və dayaq signalı verən cihaz datçiki 8; 9, 10 elektrik naqillər birləşdirilən cihazlara bərkidilir.



Şəkil. 2.5.2 Manipulyator [44, s. 64]: 1- mərkəzi boru, 2- uzadıcı kabel, 3- althq, 4- penoplast armud, 5- qayka, 6- salnik, 7- qızdırıcı, 8- temperatur datçiki, 9,10- elektrik naqilləri.

olaraq differensial mis-konstantan termocütü götürülür ki, bu da nümunəyə yaxın yerə bərkidilir. Penoplast armud 4- kameranı yuxarıdan termostatla kriostata bağlanır [44, s. 65].

III FƏSİL

A³B⁶ LAYLI KRİSTALLAR VƏ ONLARIN ÜÇQAT ANALOQLARININ SABİT VƏ DƏYİŞƏN ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİ

Elektron və fonon proseslərinin öyrənilməsi bərk cisimlər fizikasının aktual problemlərindən biridir. Elektrik hadisələrinin kompleks öyrənilməsi bərk cisimlərin zona quruluşu, strukturu, yükdaşıyıcıların köçürmə və səpilmə mexanizmi haqqında məlumat almağa imkan verir [61, s. 3-7], [81, s. 45-57].

A³B⁶ laylı kristallar və onların üçqat analoqlarının xüsusi müqavimətləri əsasən yüksək olduğu üçün elektrik parametrlərini İC, TSC, sıçrayışlı keçiricilik və s. üsullarının köməkliyi, həmçinin müqayisəli şəkildə (təsirə qədər və sonra) təyin edilmişdir [86, s. 4], [185, s.255], [214, s. 90-96].

Elektrik sahəsi elektromaqnit şüalanmasının yaranmasının xüsusi formasıdır. Elektrik sahəsinin əsas xüsusiyyəti, sahəyə daxil edilən elektrik yükünə müəyyən qüvvə ilə təsir etməsidir. Bu təsirin qiyməti yükün sürətindən asılı olmur. Elektrik sahəsinə kəmiyyətcə xarakterizə edən əsas parametr elektrik sahəsinin gərginliyidir. Elektrik sahəsinin mənbəyi hərəkətsiz və hərəkət edən elektrik yükləri və zamana görə dəyişən maqnit sahəsidir. Əgər bu yüklü zərrəciklər tərpənməzdirsə, onda onların yaratdığı yeganə sahə - elektrik sahəsi sabit qalır. Elektrik yükləri naqildə istiqamətli hərəkət etdikdə (naqildə sabit elektrik cərəyanı olduqda), naqil ətrafında burulğanlı maqnit sahəsi yaranır. Bu yüklərin təcilli, rəqsi, çevrə üzərində və s. dəyişən sürətli hərəkətində elektrik və maqnit sahələri zamandan asılı olaraq dəyişir. Bunu izah etmək məqsədilə ingilis alimi Ceyms Maksvell belə bir fərziyyə irəli sürürdü ki, fəzanın müəyyən hissəsində zamana görə dəyişən maqnit sahəsi yaranarsa, bu sahə öz ətrafında zamana görə dəyişən elektrik sahəsi yaradar. Deməli hərəkət edən elektrik yüklərinin sürətli hərəkəti nəticəsində dəyişən elektrik sahəsi yaranır. Dəyişən elektrik sahəsi sükunətdəki elektrik yüklərinin yaratdığı elektrostatik sahədən fərqlənir. Belə ki, dəyişən elektrik sahəsinin qüvvə xətləri qapalıdır və sahə burulğanlıdır. Maksvellin fərziyyəsi sonralar aparılan çoxsaylı təcrübələrlə təsdiq olundu. Müəyyən edildi ki, dəyişən elektrik və maqnit sahəsinin mənbəyi təcillə

hərəkət edən elektrik yüküdür. Buna oxşar olaraq, elektrik sahəsinin zamana görə dəyişdiyi bütün hallarda σ , maqnit sahəsi yaradır.

Naqillərin yüksək tezlikli cərəyanla qızdırılması. Fərz edək ki, şalbanvari səthli keçirici silindrə xüsusi müqaviməti- ρ , uzunluğu- l , en kəsiyinin sahəsi- S olmaqla dəyişən cərəyan generatoruna birləşmiş elektrodlar toxundurulmuşdur. R-müqavimətli naqildən, t müddətində I -şiddətli sabit cərəyan keçdikdə ayrılan Q istilik miqdarı Coul-Lens qanununa uyğun olaraq hesablanır.

Ədədi qiymətcə maddənin vahid həcmində, vahid zamanda ayrılan istiliyə bərabər olan istilik miqdarını q qızdırılma intensivliyi adlandırılır.

Beləliklə, naqilin elektrik cərəyanı ilə qızdırılma intensivliyi, onun xüsusi müqaviməti və cərəyan sıxlığının kvadratı ilə düz mütənasibdir. Nəzərə almaq lazımdır ki, dəyişən cərəyanın j fiziki kəmiyyəti cərəyanın sıxlığının effektiv qiymətidir, başqa sözlə $j=j_m/\sqrt{2}$, burada j_m -cərəyanın sıxlığının amplitud qiymətidir.

Dəyişən elektrik sahəsində naqilin qızması [87, s. 112], [133, s. 52]. Fərz edək ki, indi keçirici silindr, rəqs konturunun köynəkləri arasında naqilin elektronlarını hərəkətə gətirən dəyişən elektrik sahəsi olan kondensatorun köynəkləri arasındadır.

Beləliklə, elektrik sahəsində qızma intensivliyi sahə intensivliyinin kvadratı ilə düz və naqilin xüsusi müqaviməti ilə tərs mütənasibdir.

Sabit və dəyişən elektrik sahələrində yükdaşıyıcıların köçürmə mexanizmləri. Aşağıda öyrəndiyimiz kristallarda yükdaşıyıcıların köçürmə mexanizmləri və həmçinin əsas düsturlar verilmişdir ki, bunlar təcrübədən alınan nəticələri interpretasiya etməyə imkan verir.

Sabit və dəyişən elektrik sahəsində amorf, güclü aşqarlanmış və kompensə olunmuş yarımkeçiricilərdə yükdaşıyıcıların köçürmə hadisələrinin üç mexanizmi mövcuddur [136, s.300-369]:

a) Lokal hallardakı yükdaşıyıcıların həyəcanlanması hesabına baş verən keçiricilik.

Keçiricilik əsasən dəşiklər hesabına baş verirsə, onda sabit və dəyişən cərəyanda Drude düsturları ilə ifadə edilir.

Sabit elektrik sahəsində koordinasiya ədədi 6-ya bərabərdir. Buradan $a_E=4 \text{ \AA}$ üçün $\sigma_0 \sim 350 \text{ Om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-1}$, σ_0 bir çox materiallar üçün 100- 500 $\text{Om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-1}$ intervalında dəyişir.

(E_F-E_V) şərtinin ödənilmədiyi temperatur intervalında $\ln\sigma$ -nın $1/T$ -dən asılılığı düz xətt verir $E_F-E_V=E(0)-\gamma T$.

Bu halda $\ln\sigma$ -nın meyilliyi $E(0)/k$ olur və ordinat oxu ilə kəsişməsi $\sigma_0 \exp(\gamma/k)$ -ni verir.

Dəyişən elektrik sahəsində relaksasiya müddəti az olur (10^{-15} s.). Buna görə tezliyin 10^{15} Hz-dən yuxarı qiymətlərində sərbəst daşıyıcıların udulmasında $\sigma(\omega) \sim \omega^{-2}$ özünü göstərir. Amorf, güclü aşqarlanmış və kompensə olunmuş yarımkeçiricilər üçün bu fundamental udulma sərhəddində üstünlük təşkil edən fotonun enerjisinə uyğundur. Yaşama müddətinin (τ) çox kiçik qiymətlərində belə Drude düsturunu tətbiq etmək olar. Maye tellurdan başqa bütün maye metallar üçün bu təcrübi fakt ödənilir. Əgər hal sıxlığı h/τ enerji intervalında dəyişirsə, hətta yaşama müddətinin böyük qiymətlərində Drude düsturundan kənara çıxmalar olacaq. Amorf yarımkeçiricilər üçün sərbəst daşıyıcılardan (zonadaxili udulma) keçiriciliyə əlavələr hesablanmışdır. Radio diapazonunda (10^7 Hz-ə qədər) delokal hallardakı daşıyıcıların tezlikdən asılılığı gözlənilmir.

Zona kənarındakı lokal hallarda yükdaşıyıcıların həyəcanlanması hesabına baş verən keçiricilik.

Əvvəlki kimi cərəyanı əsasən dəşiklər daşıyır.

Bu kiçiklik hal sıxlığının $\frac{E_F-E_V}{kT}$ dəfə azalması və μ_1 yürüklüyünün çox kiçik olması ilə əlaqədardır. Əgər yürüklük E_V -dən E_B enerji intervalına qədər güclü azalırsa, $\ln\sigma \sim 1/T$ asılılığı xətti olur.

Dəyişən elektrik sahəsində daşıyıcılar sıçrayışlarla hərəkət edirlər. Ona görə də onların keçiriciliyi tezlikdən $[\ln(v_{fon}/\omega)]^4$ asılı olur ki, bu da təxminən $\omega^{0,8}$ ilə mütənasibdir, onda $\omega \ll v_{fon}$ olur.+ Bu keçiricilik sabit cərəyandakı sıçrayışlı

keçiricilikdən böyük olmalıdır, tezliyi müəyyən etmək üçün keçiriciliyi $\omega^{0,8}$ qanunundan başlayaraq, dəyişən və sabit cərəyanda müqayisə etmək lazımdır. Dəyişənelektrik sahəsində sıçrayışlı keçiriciliyin temperatur asılılığı sabit cərəyanın uyğun hissəsinin keçiriciliyi ilə uyğun olmalıdır. Məsələn, valent zonasında $\exp\{-(E_F - E_B)/kT\}$ mütənasib olmalıdır.

Fermi səviyyəsi yaxınlığındakı lokal hallarda yükdaşıyıcıların sıçrayışlı keçiriciliyi. Bu güclü aşqarlanmış yarımkeçiricilərdə keçiricilik prosesi ilə analogi prosesə malikdir

Əgər sıçrayışlar yaxın qonşular arasında baş verirsə, onda $\ln\sigma \sim 1/T$ asılılığı düz xətt verir. Temperatur azaldıqca, ΔW_2 azalır. Bu tip keçiricilik üçün $\lg\sigma = f(T^{-1/4})$ asılılığı T_0 meyilliyi ilə düz xətt verir [160, s.211].

Burada T_0 -ın qiymətini bilərək Fermi səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığını qiymətləndirmək olar [160, s.212].

Burada N_F -Fermi səviyyəsi ətrafında hal sıxlığı, k -Bolsman sabiti, a -lokallaşma radiusudur.

Tədqiq etdiyimiz kristallar cırlaşmış yarımkeçiricilər olduqlarından onlarda Fermi enerjisi böyük olur. Buna görə də Fermi enerjisinə uyğun temperatur da yüksək olur. Müxtəlif temperaturlarda tədqiq olunan kristallarda yükdaşıyıcıların sıçrayışının məsafəsi [160, s.59]-da göstərildiyi kimi təyin olunur.

Temperatur artdıqca, $R(T)$ -nin qiyməti azalır. Lokallaşma mərkəzləri arasında sıçrayışların orta məsafəsi 3-6 dəfə artır. Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal halların səpilməsi [160, s.50]-cı işdə göstərilən düstura əsasən sıçrayışların aktivləşmə enerjisi hesablanmışdır.

Dərin tələlərin konsentrasiyasının qiyməti [160, s. 224]-da göstərilə düsturla müəyyən olunur. Radiasiya defektlərinin konsentrasiyası N^0_t - şüalanmadan əvvəl və N^y_t -şüalanmadan sonra qiymətlərin fərqi ilə təyin edilir.

Bütün elektronların energetik hallarında sadalanan proseslərdə tam keçiricilik aşağıdakı inteqral şəkində yazılır. Enerjisi E_F -dən böyük olan hallar üçün Bolsman paylanmasına görə elektrikkeçiriciliyinin [136, s. 195] kimi olur.

Aşağı temperaturlarda yüksək sahələrdə cərəyan sıxlığının dəyişməsi üçün [136, s. 196-212] göstərilən düsturlarla ifadə olunur.

Bu nizamsız sistemlərdə baş verir. Lokallaşmanın müxtəlif yerlərində elektron halları müxtəlif enerjiyə malik olurlar. Elektronların bir haldan digər hala sıçrayışı vaxtı enerji çatışmamazlığını atomun istilik rəqslərinin enerjisi əvəz edir. Sıçrayışlar fononların udulması və ya buraxılması ilə baş verir. Bunlardan ən çox öyrəniləni aşqar elektron halları, arasında tunnəlmə baş verən zəif aşqarlanmış kristallik, həmçinin yükdaşıyıcılar qadağan olunmuş zolağın kənarında lokallaşmış səviyyələrdə baş verən amorf və şüşəyəbənzər yarımkeçiricilərdir. Zəif aşqarlanma dedikdə kristallik yarımkeçiricilərdə donorların konsentrasiyası N_d -metallik haldan dielektrik hala keçmək üçün lazım olan konsentrasiyadan az olan hal başa düşülür. Bu halda qonşu donor atomlarını bürüyən elektron buludu azlıq təşkil edir. Buna görə də hər bir donora hidrogenəbənzər atom kimi baxmaq qəbul etmək olar ki, xarici elektron nüvədən $a=0,5 \cdot 10^{-8}$ sm məsafədə yerləşir və $\sim 13,6$ eV əlaqə enerjisinə (nüvə ilə) malikdir. Belə yarımkeçiricilərdə sıçrayışlı keçiricilik aşağı temperaturlarda baş verir ($T \sim 10K$).

Dəyişən elektrik sahəsində keçiriciliyin tezlikdən asılılığı ikinci halda olduğu, yəni $\sigma \sim \omega^{0,8}$ kimidir. İstilik enerjisi defektlərinin zonaya dolan hissəsinin enerjisindən çox azdırsa, keçiricilik temperaturla mütənasib olur və keçiriciliyin temperaturdan eksponensial asılılığı başa çatır. Əks halda keçiricilik temperaturdan asılı olmur. Devis və Mott, Ostin və Mott tərəfindən alınmış düsturlardan istifadə edib aşağıdakı nəticəyə gəlmişdilər

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{3} \pi e^2 k T [N(E_F)]^2 \alpha^{-5} \omega \left[\ln \left(\frac{v_{fon}}{\omega} \right) \right]^4 \quad (3.22)$$

Pollak tərəfindən bu düstura dəqiqlik gətirilmiş və düsturdakı $\pi/3$ vuruğu $\pi^3/96$ vuruğu ilə əvəz olunmuşdur. O, bu sıçrayışlı prosesdə 2 mərkəz iştirak etdiyini və polyar effektləri nəzərə almışdır. Bu səbəblərə görə də, keçiriciliyin düsturu mürəkkəbləşmişdir [278, s. 521-524].

Dəyişən elektrik sahəsində keçiriciliyi düsturuna əsasən Fermi səviyyəsi yaxınlığındakı enerjili elektronlarla əlaqəli sabit cərəyanda sıçrayışlı keçiriciliyin

qiyməti ilə müqayisə etsək əgər $N(E_F) = (\Delta W_2 R^3)^{-1}$ qəbul edilir.

Sadalanan köçürmə mexanizmlərindən b və v hallarında tezliyin yuxarı qiymətlərində $\sigma \sim \omega^{0,8}$ olur. Köçürmə mexanizminin a halında olduqda isə tezliyin bütün qiymətlərində keçiricilik ondan asılı olmur.

Köçürmə hadisələri ancaq dayaz səviyyələrdə baş verən fiziki hadisələri öyrəndikdə tətbiq edilir. Dərin səviyyələrdə baş verən fiziki hadisələri öyrəndikdə GRP tətbiq edilir.

İdeal dielektriklər. İdeal dielektriklərdə heç bir YM-i və tarazlıqda olan sərbəst yükdaşıyıcılar olmur. İnjeksiya olunan bütün elektronlar sərbəst qalırlar və ya onlar keçiricilik zonasında yerləşirlər beləliklə də onlar FYMC təşkil edirlər. Bu termoelektron vakuum diodunun analoqudur. Dielektriklər vakuumdən yükdaşıyıcıların səpilməsi, istilik rəqsləri və qəfəsin qeyri mükəmməlliyinə görə fərqlənir [136, s.369-371]. Məsələyə termiki yolla daxil edilmiş sərbəst elektronların n_0 konsentrasiyalarının daxil edilməsidir. Belə elektronların mənbəyi olaraq kiçik donor səviyyələri ola bilər ki, bu səviyyələr də elektronlar üçün tələ rolunu oynaya bilməz. Beləliklə də qadağan olunmuş zonada dərin elektron yapışma səviyyələri olmur. Bu hal üçün Om qanunu $I = en_0 \mu \frac{V}{L}$ olur. Bu injeksiya olunmuş qeyri tarazlıqdakı sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası n_i tarazlıqda olan n_0 sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası tərtibində olana qədər ödənilir.

Tələli dielektriklər. Real dielektrik üçün elektron yapışma səviyyələrinin olması adi haldır. Bu vaxt kiçik injeksiyalarda cərəyan çox dəyişmir, I halda səviyyələr boş olur. Başqa sözlə dielektriklərə verilən gərginlik U -isə qeyri tarazlıqdakı yüklər $Q = CU$ olur.

LS haqqında ətraflı məlumat almağın əsas üsullarından biri injeksiya cərəyanı metodudur.

İnjeksiya cərəyanı [136, s.369-371]. İnjeksiya cərəyanı dielektriklər üçün kifayət qədər yaxşı zond kimi tədqiq oluna bilər. Həmçinin qadağan olunmuş zonada yerləşən LS haqqında qiymətli məlumatlar almaq üçün yaxşı üsuldür. Bununla yanaşı o LS haqqında məlumat almağın yeganə üsulu deyil. Qadağan olunmuş zonada

yerləşən LS haqqında məlumat almaq üçün həmçinin TSC, TSD, TSP və s. kimi üsullardanda istifadə olunur. Təkcə, cərəyanın dəyişməsi ilə LS təyin edilmir, həmçinin VAX-ın formasının dəyişməsi hesabına LS yaranır.

Əgər ilk cəhtdə LS (lokal səviyyələr) tam dolmayıbsa, onda dielektrikin energetik spektrində ancaq bir tip LS olur ya E_{m1} ya da E_{tp1} .

İnjesiyanın bir neçə növü vardır ki, onlar haqqında da qısa məlumat verək:

Bipolyar injeksiya [136, s.258]. İnjesiya zamanı elektrik neytrallığı pozulmadan elektron-deşik cütünün konsentrasiyasının artmasına bipolyar injeksiya deyilir.

Qeyri əsas yükdaşıyıcılar yarımkeçiricilərə bağlayıcı kontaktlardan injeksiya olunur.

Monopolyar injeksiya [136, s. 13-75]. Monopolyar injeksiya zamanı kristallara bir tip yükdaşıyıcılar daxil edilir. Bu vaxt elektrik neytrallığı o dəqiqə pozulur və FYMC gətirir [136, s.369-371].

İkiqat injeksiya [136, s. 237-262]. İkiqat injeksiyada dielektrikin qadağan olunmuş zonasında monoenergetik rekombinasiya səviyyələri olur ki, bu rekombinasiya səviyyələri elektronların və deşiklərin en kəsiyini müəyyən edir. Bu vaxt elektronlar və deşiklər seli ayrı-ayrı elektrodlardan qarşı-qarşıya, p-n keçidi kimi, injeksiya olunur və p-n keçidin konsentrasiyası dəyişir. Adi injeksiyadan fərqli olaraq, ikiqat injeksiyada injeksiya cərəyanı həcmi yüklərin neytrallaşdırılmasından, yükdaşıyıcıların rekombinasiyalarının yaşama müddətləri böyük olduqda, elektron və deşiklərin yürüklüyü nisbətən böyük olduqda baş verir.

Hazırda A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarında injeksiya cərəyanı geniş öyrənilir. İnjesiya cərəyanı yarımkeçiricilərdə tələ səviyyələlərinin öyrənmək üçün əsas üsuldur. Tələ səviyyələlərinin səpilməsi xarakteri voltamper xarakteristikasının mürəkkəb strukturaya malik olmasını göstərir. Yarımkeçiricidə injeksiya cərəyanını öyrənməklə tələ səviyyələlərinin konsentrasiyasını, qadağan olunmuş zonadakı energetik vəziyyətlərini, sərbəst yükdaşıyıcıların tutulmasının en kəsiyini müəyyən etməyə imkan verir.

10^5 V/sm-ə kimi elektrik sahəsinin qiymətlərində və 77-300K temperatur intervalında elektrik xassələrini tətqiq etməklə tələlərin aktivləşmə enerjilərini təyin

etməyə imkan yaradır. Aktivləşmə enerjisi lyuminessensiya prosesində əsas rol oynayır. Məsələn, $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{0,96}(\text{EuO}_3)_{0,04}$ monokristallarının $10^4\text{V}/\text{sm}$ elektrik sahəsində tələlərin aktivləşmə enerjiləri aşağı düşür [217, s. 2-15].

A^3B^6 laylı kristalların və onların əsasında üçqat analoqlarının alınma üsulundan asılı olaraq elektrofiziki xassələrinə temperaturun, elektromaqnit dalğalarının, tezliyin, verilən elektrik sahəsinin gərginliyinin, şüalanmanın və s. təsiri intensiv surətdə araşdırılır. Bunlardan bəzilərinin qısa məzmununa baxaq: Yüksək müqavimətli laylı InSe, GaSe və GaS monokristallarının C oxu istiqamətində 77-450K intervalında, VAX-ın temperatur asılılığı öyrənilmişdir. Məlum olmuşdur ki, bu yarımkeçiricilərdə cərəyankeçiriciliyin mexanizmi temperaturdan kəskin asılıdır. Nisbətən yüksək temperaturlarda $T > 200\text{K}$ -də nümunələrin VAX-ı FYMC nəzəriyyəsinə, $77 \leq T \leq 200\text{K}$ FYMC nəzəriyyəsinə və həm də makroqeyribircins yarımkeçiricilər üçün işlənmiş iki çəpərli modelə tabe olur [134, s. 40-42].

Qrin funksiyası nəzəriyyəsinə əsasən və orbitləri bağlayan modelə görə kompensasiya olunmuş A^3B^6 yarımkeçiricilərində lokal defektlərin elektron strukturu təyin edilmişdir. Anion və kation vakansiyalı GaS, GaSe, InSe yarımkeçiricilərinin elektron sıxlıqlarının dəyişiklərinə görə yarandığı qadagan olunmuş zonalar hesablanmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, bu elementlərin atomlarının vakansiyaları eyni tetrayedrik koordinata malik atomlarla kompensasiya olunduqda lokal səviyyələr yox olur. Həmçinin göstərilmişdir ki, bu mexanizm nəinki kristalların parametrlərini bərpa edir və onun xarakteristikalarını yaxşılaşdırır [157, s. 1033-1035].

Re keçid elementi ilə aşqarlanmış GaSe monokristallarında 77-350K temperatur intervalında injeksiya və termostimullaşmış cərəyanlar, fotokeçiricilik, fotolüminessensiya tədqiq edilmiş, cərəyankeçiriciliyinin mexanizmi, yapışma və rekombinasiya səviyyələrinin parametrləri müəyyən edilmişdir. Göstərilmişdir ki, Re elementi GaSe-nin xüsusi müqavimətini azaldır, yüksək temperaturlarda nümunənin fotohəssaslığını artırır [220, s. 85].

GaSe monokristallarını qalayla aşqarladıqda, yaranan donör səviyyələrin bir hissəsi ilkin kristallardakı akseptor səviyyələrlə kompensasiya olunur və monokristalların konsentrasiyası $10^{17}-10^{18} \text{sm}^{-3}$ olur. Qalay ilə aşqarlanmış GaSe

monokristallarının elektrikkeçiriciliyi elektrik sahəsinin və temperaturun geniş intervalında öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, $T < 200\text{K}$ -də dəyişən addımlı sıçrayışlı keçiricilik mövcuddur. Aşqarlanmış kristallik və amorf yarımkəçiricilərdə yükdaşıyıcıların sıçrayışlı keçiriciliyi daima tədqiqatçıların maraq dairəsindədir [165, s. 384-387].

[123, s. 18-28]-də GaSe-də heç-bir homogen sahə müəyyən edilməmişdir. Ga-Se sistemində iki binar birləşmə yaranır: uyğun olaraq, ərimə temperaturu 1210 və 1283K olan GaSe və Ga_2Se_3 . GaSe-TlSe kəsiyinin fiziki-kimyəvi metodla analizi tədqiq edilmişdir. T-x diaqramına əsasən demək olar ki, GaSe-TlSe sistemində ərimə temperaturu 1091K olan TlGaSe_2 birləşməsi əmələ gəlir. GaSe və TlSe-in ilkin birləşməsi əsasında məhdud sahədə bərk qarışıq əmələ gəlir. GaSe əsaslı məhlulunda TlSe 3-4 mol%-a qədər həll olur. TlSe və GaSe-nin böyük konsentrasiyalarında ikinci faza ayrılır və faza tərkibi GaSe+ TlGaSe_2 qarışığından ibarət olur [134, s. 606-607]. Məhz ona görə də ölçmələr üçün monokristallar hazırlananda bu kriteriyalar nəzərə alınmışdır.

[25, s. 752-755]-ci işdə göstərilmişdir ki, InSe laylı kristalları müəyyən olunduqdan sonra bu kristallarda cərəyan daşıyıcılarının yürüklüyünün fiziki mexanizminin izahı diskussiyalara səbəb olmuşdur.

İkiqat və üçqat halkogen A^3B^6 , $A^3_2B^6_3$, AB_2C_4 tip yarımkəçiricilərin güclü elektrik sahələrində TSC, TAC, RP tədqiq edilmiş və yeni yaxın yayılan səviyyələr müəyyən edilmişdir. Həmçinin müxtəlif amillərin (nümunələrin həyəcanlanma müddətini dəyişməsinin və s.) TSC və RP-nə təsirini öyrənmişlər. Generasiya-rekombinasiya prosesinin sxemini vermişdilər ki, bu da tələlərin tipini müəyyən etməyə imkan verir [136, s.348-350].

$T=77-350\text{K}$ temperatur intervalında və $E \leq 2,5 \cdot 10^3 \text{ V/sm}$ -də aşqarlanmamış və qadolonium atomları ilə aşqarlanmış, aşqarlanma səviyyələri ($N = 10^{-5}, 10^{-4}, 10^{-3}, 10^{-2}, 10^{-1} \text{ at\%}$) olan TlInS_2 monokristallarının qaranlıqda müxtəlif xüsusi müqavimətlərə malik ($\rho_{d.r.} \approx 10^4-10^8 \text{ om}\cdot\text{sm}$) yükdaşıyıcıların yürüklüyünün elektrik sahəsinin gərginliyindən asılılığı öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, $T \leq 150 \text{ K}$

temperatur oblastında aşqarlanmamış yüksək müqaviətli ($\rho_{d.r.} \geq 10^4 \text{ Om}\cdot\text{sm}$) və zəif ($N \leq 10^{-2} \text{ at}\%$) aşqarlanmış kristallar üçün sərbəst yükdaşıyıcıların yürüklüyü nümunəyə verilən $E \geq 10^2 \text{ V/sm}$ gərginlikdən asılıdır [165, s. 384-385].

InSe monokristallarında laylara paralel və perpendikulyar istiqamətdə xüsusi müqavimətlərinin temperatur asılılığı öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, bu kristallarda elektrikkeçiriciliyinin anizotropiyası ρ_{\perp}/ρ_{11} yükdaşıyıcıların effektiv kütləsinin anizotropiyası ilə uyğunluq təşkil etmir. Aşağı temperaturlarda laylı InSe yarımkeçiricisində laylara perpendikulyar istiqamətdə və PG 300 və PG 2700 markalı pirotilik qrafitlərində keçiricilik lokal hallarda yükdaşıyıcıların sıçrayışları ilə baş verir [29, s. 115-117].

5-300K temperatur intervalında laylı p-InSe və n-InSe monokristallarında tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və yükdaşıyıcıların yürüklüyü müəyyən edilmişdir. Uyğun olaraq: p-InSe $p_0 = 1,84 \cdot 10^{13} \text{ sm}^{-3}$ və $\mu_p = 85 \text{ sm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$; n-InSe<0,2 at.% Sn> $n_0 = 1,56 \cdot 10^{15} \text{ sm}^{-3}$ və $\mu_n = 600 \text{ sm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$, n-InSe<0,4 at.% Sn> $n_0 = 7,5 \cdot 10^{15} \text{ sm}^{-3}$ və $\mu_n = 250 \text{ sm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ olmuşdur [115, s. 75], [116, s. 9-11].

InSe üçün elektrikkeçiriciliyinin güclü anizotropiyaya malik olması onun xarakterik xüsusiyyətlərindəndir, belə ki, temperatur azaldıqca, anizotropiya dərəcəsi artır və $T=80\text{K}$ -də 10^5 -ə bərabər olur [51, s.112], [53, s. 498-500], [73, s.230-233], [107, s.47].

[33, s. 2283]-də təcrübi olaraq n-InSe monokristallarında C oxu istiqamətində VAX tədqiq olunmuş və ilk dəfə aşırıcı effekt müəyyən olunmuşdur. Müxtəlif amillərin verilən gərginliyin, kontakt materiallarının, temperaturun, işığın çevirici parametrlərə təsiri öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, bütün hallarda verilən gərginliyin, kontakt materiallarının, temperaturun, işığın intensivliyindən asılı olmayaraq müxtəlif gərginliklərdə aşırma (çevirici) effekt baş verir. Alınan nəticələr digər ədəbiyyatlarla müqayisə olunmuş və müəyyən edilmişdir ki, n-InSe monokristallarında çevirici effekt onun laylı struktura malik olması ilə əlaqədardır.

Tallium monosulfid A^3B^6 qrupuna daxildir və müxtəlif cür kristallaşır, çox vaxt TlSe tip tetraqonal strukturda və monoklin strukturda (TlGaSe₂-nin struktur analoqu).

260-440K temperatur intervalında və sabit elektrik sahəsində TIS monoklin monokristallarında sabit cərəyanda elektrikkeçiriciliyinin və dielektrik xassələrinin temperatur asılılığı öyrənilmişdir. TIS monoklin monokristalları ona görə maraqlıdır ki, məhz bu sinqoniyada atmosfer təzyiqində FK-di baş verir. Elektrikkeçiriciliyinin, dielektrik nüfuzluğunun və dielektrik itgi bucağının temperatur asılılığında 411K temperaturunda anomaliya görünüb ki, bu da FK-i ilə əlaqədardır. Görünən anomaliyanın I növ FK-nə uyğun olması müəyyən edilmişdir [43, s.110-126], [154, s. 42-45].

Müəlliflər TlInS_2 , TlGaSe_2 və TlGaS_2 monokristallarında LS parametrlərini TSC metodu ilə müəyyən etmək istəmişdilər. Ölçülər aparılan vaxt qızdırılma sürəti 5-15 dər/dəq olmuşdur. TlGaS_2 və TlInS_2 monokristallarının TSC spektrlərində heç bir pik qeydə alınmamışdır. TlGaSe_2 monokristallarının spektrində 215K temperaturda isə bir pik qeydə alınmışdır [196, s. 42-45].

TlInS_2 monokristallarında laylar itiqamətində tezliyin 10^3 - $3 \cdot 10^7$ Hs intervalında elektrikkeçiriciliyinin, dielektrik nüfuzluğunun və dielektrik itgi bucağının tezlik asılılığı öyrənilmişdir. TlInS_2 monokristallarının dielektrik nüfuzluğu tezliyin 10^3 - $3 \cdot 10^7$ Hs intervalında 9,56-dan 13,1-ə qədər dəyişir. 10^3 - 10^5 Hs tezlik oblastıda $\sigma_{ac} \sim f^{0,5}$, 10^5 - 10^6 Hs tezlik oblastıda $f^{0,8}$ -keçiricilik üçün, $f \leq 10$ Hs tezlik oblastıda isə $\sigma_{ac} \sim f^2$ qanunu ilə dəyişir. Laylı TlInS_2 kristallarında sabit və dəyişən cərəyanda yükdaşıyıcıların köçürmə hadisələrini öyrənərkən, müəyyən olunmuşdur ki, aşağı temperaturalarda ($T < 200\text{K}$) və tezliyin 10^4 - 10^6 Hs intervalında Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal hallarda sıçrayışlı keçiriciliyin mövcud olduğu görünmüşdür. Fermi səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığı $N_F = 6,5 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{sm}^{-3}$, tələlərin səpilmə halları $J \sim 4 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$, sıçrayışların orta müddətini $\tau = 2 \text{ } \mu\text{s}$ və sıçrayışların orta məsafəsi $R = 117 \text{ } \text{Å}$ hesablanmışdır [161, s. 106-107], [172, s. 2142-2143].

TlGaSe_2 monokristallında laylar istiqamətində $f = 5 \cdot 10^4$ - $3 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında σ_{ac} elektrikkeçiriciliyinin, dielektrik nüfuzluğunun və dielektrik itgi bucağının tezlik asılılığı öyrənilmişdir. TlGaSe_2 nümunəsinin dielektrik nüfuzluğu öyrənilən tezlik intervalında 26-dan 30-a qədər dəyişmişdir. Müəyyən edilmişdir ki,

$f=5 \cdot 10^4 - 10^6$ Hz tezlik diapazonunda dəyişən cərəyanda elektrikkeçiriciliyi $\sigma_{ac} \sim f^{0,8}$ və $f > 10^6$ $\sigma_{ac} \sim f^2$. Deməli $f=5 \cdot 10^4 - 10^6$ Hz tezlik intervalında σ_{ac} elektrikkeçiriciliyi sıçrayışlı keçiricilik mexanizmi mövcuddur. Fermi səviyyəsi yaxınlığındakı hal sıxlığı $N_F = 2,1 \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{sm}^{-3}$ sıçrayışların orta müddətini $\tau = 2$ və sıçrayışların orta məsafəsi $R = 103 \text{ \AA}$ təyin edilmişdir [169, s. 48-51].

Təcrübi olaraq müəyyən edilmişdir ki, aşağı temperaturlarda GaSe ($\leq 250 \text{ K}$), TlGaS₂, TlGaSe₂ və TlInS₂ monokristallarında ($\leq 200 \text{ K}$) laylara perpendikulyar və paralel istiqamətdə Fermi səviyyəsi yaxınlığında dəyişən addımlı sıçrayışlı keçiriciliyi baş verir ki, bu da GaSe-də 111-167K, TlGaSe₂ və TlInS₂ monokristallarında 110-150K temperatur intervalında aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiricilik ilə əvəz olunur, sıçrayışların uzunluqları üzrə potensial enerjinin düşməsi hesablanmışdır $eFR = 3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ [8, s. 3-4], [9, s. 11-13], [11, s. 177-180], [173, s. 1041-1043], [182, s. 208-209].

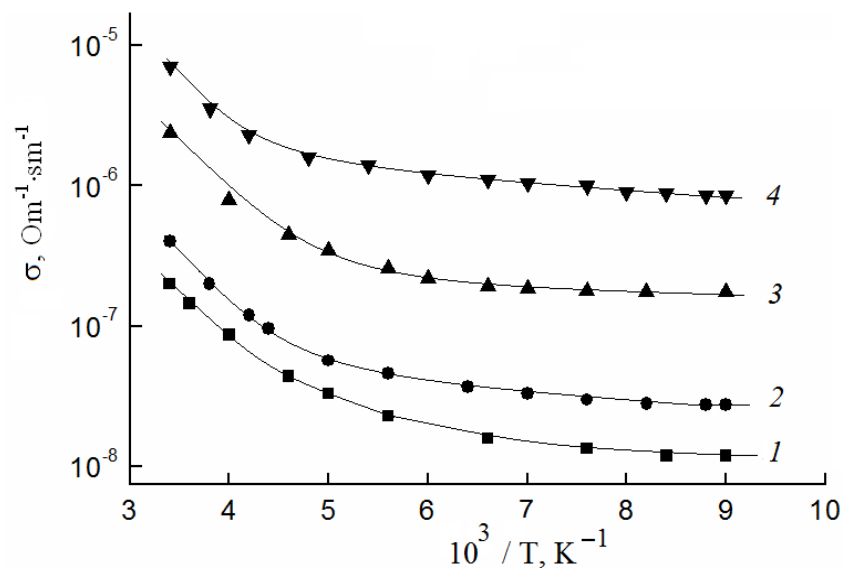
TlGaS₂ monokristalları laylı, geniş qadağan olunmuş zonalı yarımkəçiricilər sinifinə daxildir (məxsusi fotocərəyanın maksimumu 300K-də 2,72eV-də baş verir). Bu qrupa daxil olan kristallar unikal xüsusiyyətlərə malik olduqlarına görə daima tədqiqatçıların diqqət mərkəzindədir. Təcrübədən alınan nəticələrə görə demək olar ki, bu kristalların elektrik və fotoelektrik xassələrinə qadağan olunmuş zonalarında struktur defektlərinin hesabına yaranan energetik səviyyələr güclü təsir edir. Lokal hallar kristallardan keçən cərəyanın zamandan asılı olaraq dəyişməsinə səbəb olur. Beləliklə də demək olar ki, göstərilən eksperimentlərdən alınan təcrübi faktlara əsasən TlGaS₂ monokristalları əsasında hazırlanmış cihazlardan elektrotexnikanın müxtəlif sahələrində (fotohəssas rezistorların, rentgen detektorlarının və s. hazırlanmasında) istifadə olunur [164, s. 979-981].

3.1. p-GaSe monokristallarında lokal halların parametrlərinə tallium aşqarlarının təsiri

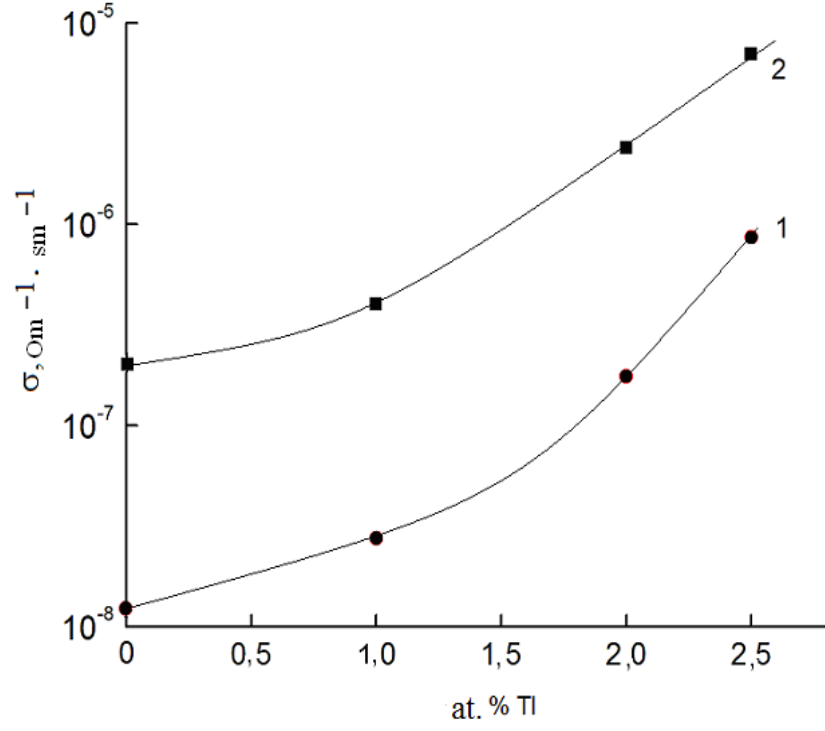
GaSe laylı monokristallarının fiziki xassələrinin kifayət qədər öyrənilməsinə baxmayaraq, elektrik və optik xassələri yüksək keyfiyyətlərə malik olduqlarına görə daim tədqiqatçıların diqqətini cəlb edir [14, s. 25], [19, s. 47-48], [21, s. 613-616], [27, s.

91]. İşin məqsədi sabit elektrik sahəsində və müxtəlif faizli talliumla aşqarlanmış p-GaSe monokristallarında sıçrayışlı keçiriciliyi tədqiq etməkdən eyni zamanda LS-in elektrik parametrlərini təyin etməkdən ibarətdir [123, s. 12-14], [162, s. 619- 621], [173, s. 1040-1043]. GaSe monokristallarında <Tl> aşqarlarının (1; 2; 2,5at.%Tl) konsentrasiyalarının seçilməsi GaSe-TlSe kəsiyinin hal diaqramına əsaslandırılmışdır. Seçilən tərkib GaSe əsasında Ga-Se-Tl sistemində homogen oblastının dar diapazonunu təşkil edir. GaSe-də aşqarın konsentrasiyası 2,5at.-%-dən artıq olduqda, nümunə aşağı müqavimətli olur və bircinsliyi, həmçinin yetişdirilmə morfologiyası pozulur. GaSe<Tl> nümunəsini homogen almaq üçün birbaşa sintez metodundan, başqa sözlə ilkin yüksək təmizliyə malik komponentlərin kimyəvi qarşılıqlı təsirindən istifadə olunmuşdur. GaSe<Tl> (0; 1; 2; 2,5 at.% Tl) monokristallarının alınması və onlardan nümunələrin hazırlanması, eyni zamanda elektrik xassələrinin ölçülmə qaydaları I fəsilə göstərilmişdir. Elektrik ölçüləri 111-294K temperatur intervalında aparılmışdır. Şəkil 3.1-də p-GaSe və GaSe+1 at%Tl, GaSe+2 at%Tl, GaSe+2,5 at.%Tl monokristallarının omik keçiriciliyinin temperatur asılılıqları göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, bu əyrilər [24, s. 1009-1011]-ci işdə göstərilənlərlə uyğunluq təşkil edir. Şəkil 3.1.1-dən görüldüyü kimi GaSe monokristallarının tərkibində tallium aşqarlarının konsentrasiyası artdıqca, elektrikkeçiriciliyi artır. Şəkil 3.1.2-də GaSe<Tl> monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin 111 və 294K temperaturlarında tallium aşqarlarının miqdarından asılılığı göstərilmişdir.

Şəkildən görünür ki, GaSe-nin tərkibinə 2,5 at.% Tl əlavə etdikdə elektrikkeçiricilik ~2 dəfə artır. Yəni müxtəlif üsullarla yaradılmış defektlərin miqdarı artır və beləliklə də Fermi səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığı və dərin tələlərin konsentrasiyası artır ki, bu da onları energetik struktur nöqtəyi nəzərinə amorf maddələrə yaxınlaşdırır. Şəkil 3.1.2-dən görüldüyü kimi GaSe<Tl>(0; 1; 2; 2,5 at.%Tl) monokristalları üçün yarımləqorifmik miqyasda $\lg\sigma=f(T^{-1})$ asılılığında müxtəlif faizli tallium atomları ilə aşqarlanmış GaSe monokristallarında Fermi səviyyəsində meyillilik yoxdur və temperatur azaldıqca, yükdaşıyıcıların aktivləşmə



Şəkil 3.1.1 Arrhenus koordinatında p-GaSe (1), p-GaSe <1 at. % Tl> (2), p-GaSe<2at. % Tl> (3) və p- GaSe <2,5 at. % Tl> (4) monokristallarının qaranlıqda omik keçiriciliyinin temperatur asılılığı.



Şəkil 3.1.2 p-GaSe<Tl> monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin T=111(1), 294K (2) temperaturlarında talliumdan asılılığı.

enerjisi monoton olaraq, azalır. Buradan görünür ki, həm aşqarlanmamış, həm də müxtəlif miqdarlarda aşqarlanmış lokal hallar arasındakı yükdaşıyıcıların sıçrayışlı keçiriciliyi mövcuddur. Mott nəzəriyyəsinə əsasən bu tip keçiricilik üçün $\lg\sigma=f(T^{-1/4})$ asılılığı qurulur. Şəkildən görünür ki, bu qrafik müəyyən T_0 meyilliyi ilə düz xətt verir [160, s.212].

Mott nəzəriyyəsinə görə $\lg\sigma=f(T^{-1/4})$ koordinatında 167-250K temperatur intervalında dəyişən addımlı sıçrayışlı keçiricilik baş verir. 111-167K temperatur intervalında aktivləşməmiş keçiriciliyə keçir.

Burada keçiriciliyin temperaturdan asılılığı olduqca, zəifdir yəni aktivləşmə enerjisi tədricən sifirə yaxınlaşır. Bu çox aşağı temperaturlarda baş verən aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiricilikdir. Bu tip keçiricilikdə yükdaşıyıcıların potensial enerjisinin sıçrayışların uzunluqları boyu dəyişməsi aktivasiya enerjiləri tərtibində olur [160, s.50-212], [240, s.260].

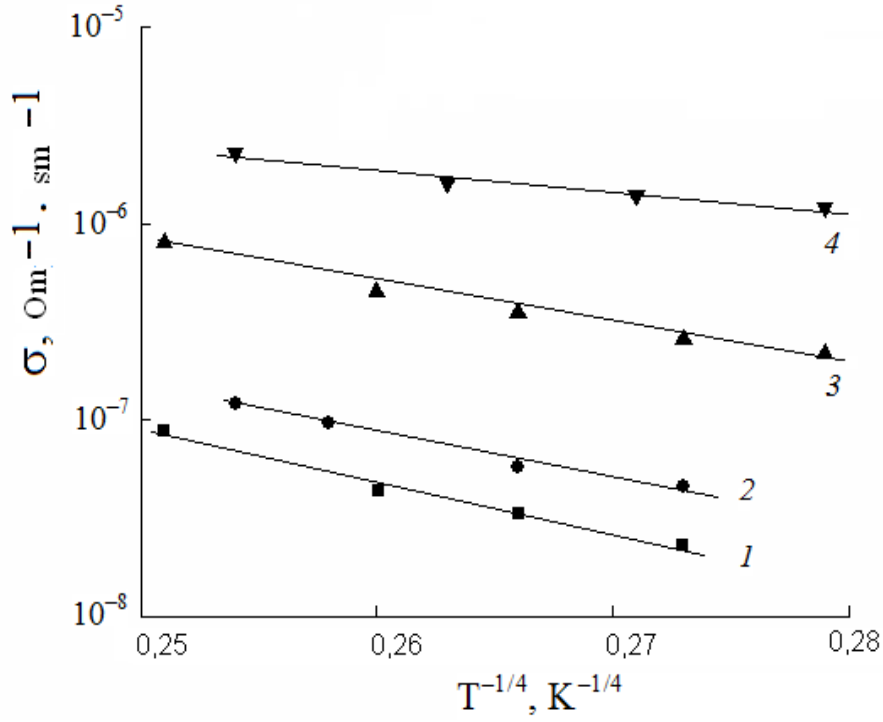
Birləşmənin tərkibində tallium artdıqca, T_0 -ın qiyməti azalır. T_0 -ın qiymətləri aşağıdakı düsturun köməyi ilə müxtəlif tərkiblər üçün Fermi səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığı qiymətləndirilmişdir.

$$T_0 = \frac{16}{N_F K a^3}, \quad (3.1.1)$$

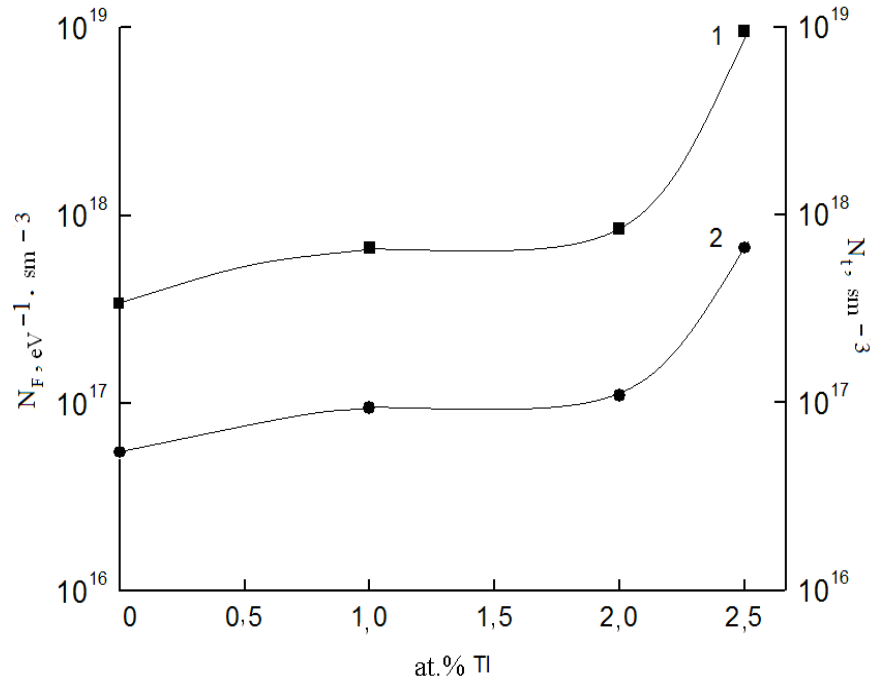
Burada N_F -Fermi səviyyəsi ətrafında hal sıxlığı, k -Bolsman sabiti, a -lokallaşma radiusudur. GaSe monokristalları üçün lokallaşma radiusunun qiyməti $a=34 \text{ \AA}$ götürülüb. Yüksək sahənin cərəyan sıxlığından asılılığı təcrübi yolla müəyyən edilmişdir [157, s. 1031], [160, s.59], [246, s. 327-336].

Şəkil 3.1.3-də GaSe və GaSe<Tl> monokristalları üçün $\lg\sigma=f(T^{-1/4})$ asılılığı göstərilmişdir. Aşqarların miqdarından asılı olaraq bütün monokristallar üçün T_0 -ın qiyməti yuxarıda göstərilən asılılığın meyilliyindən müəyyən edilmişdir. T_0 qiymətləri uyğun olaraq $1,4 \times 10^7$; $7,1 \times 10^6$; $5,5 \times 10^6$ və $4,9 \times 10^5$ K təşkil edir.

Şəkil 3.1.4-də əyri 1-də GaSe<Tl> monokristallarında N_F üçün tapılan qiymətlər göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, GaSe monokristallarının tərkibində Tl aşqarlarının konsentrasiyası artdıqca, N_F -in qiyməti artır. Beləliklə tərkibində 2,5 at.% Tl olan GaSe-nin N_F -i aşqarlanmamış GaSe-nin N_F -inə nisbətən 30 dəfə çox olur.



Şəkil 3.1.3 Mott koordinatında p-GaSe<Tl> monokristallarının aşağı temperaturda keçiriciliyinin tərkiblərinə görə: Tl 0(1), 1(2), 2(3), 2,5 at. %(4) $T^{-1/4}$ –dən asılılığı.



Şəkil 3.1.4 p-GaSe monokristallarında Fermi səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığının (1) və dərin tələlərin konsentrasiyasının (2) tərkibindəki talliumun konsentrasiyasından asılılığı.

Müxtəlif temperaturalarda tədqiq olunan kristallarda yükdaşıyıcıların sıçrayış məsafəsi

$$R(T) = \frac{3}{8} a \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/4}, \quad (3.1.2)$$

düsturuna əsasən təyin olunmuşdur [160, s.50; s.224]. Temperatur artdıqca, $R(T)$ -nin qiyməti azalır. Şəkil 3.1.5-də 167-250K temperatur intervalında GaSe<Tl> monokristallarında sıçrayışların orta məsafəsinin qiyməti göstərilmişdir. GaSe<Tl>-nin tərkibində tallium aşqarının konsentrasiyası artdıqca, sıçrayışların orta məsafəsi azalır. Tərkibində 2,5 at.% Tl olduqda, R -in qiyməti aşqarlanmamış GaSe-nə nisbətən 2 dəfədən çox azalır.

Şəkil 3.1.5-dən görüldüyü kimi aşqarlanmamış və Tl ilə aşqarlanmış GaSe monokristallarında yükdaşıyıcıların lokal mərkəzləri arasında sıçrayışların orta məsafəsi 3-6 dəfə artır.

Tədqiqat aparılan monokristallarda Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal halların energetik səpilməsi

$$\Delta E = \frac{3}{2\pi R^3 \cdot N_F}, \quad (3.1.3)$$

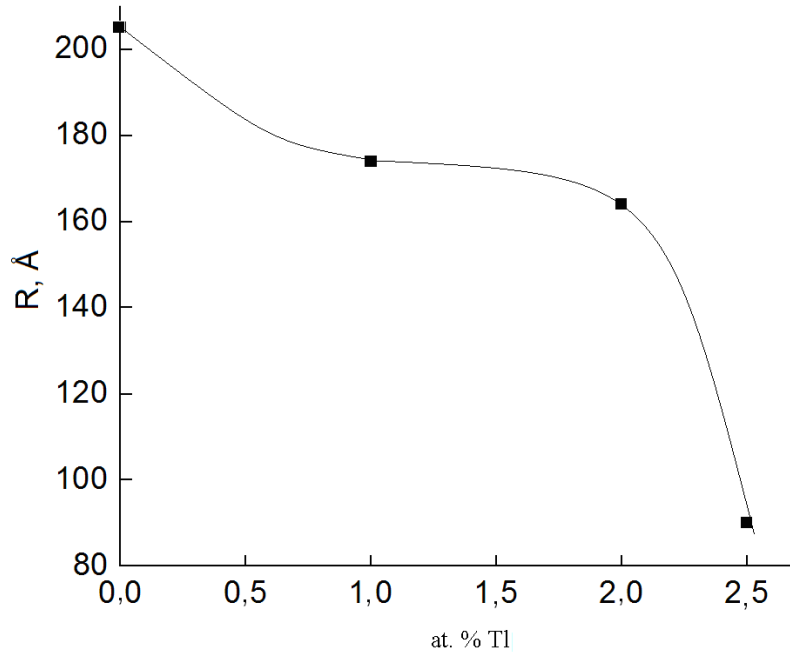
düsturuna əsasən müəyyən edilmişdir (şəkil 3.1.6, əyri 1). Şəkil 3.1.6, əyri 1-dən görüldüyü kimi GaSe-nin tərkibində Tl artdıqca, Fermi səviyyəsi yaxınlığında enerji zolağı 0,16-dan 0,07 eV-a kimi sıxılır, başqa sözlə GaSe-də yükdaşıyıcıların sıçrayışı energetik zolaq üzrə baş verir. Göstərilən düstura əsasən [160, s. 50] GaSe və GaSe<Tl> monokristallarında sıçrayışların aktivləşmə enerjiləri

$$\Delta W(T) = \frac{(kT)^{3/4}}{(N_F a^3)^{1/4}}, \quad (3.1.4)$$

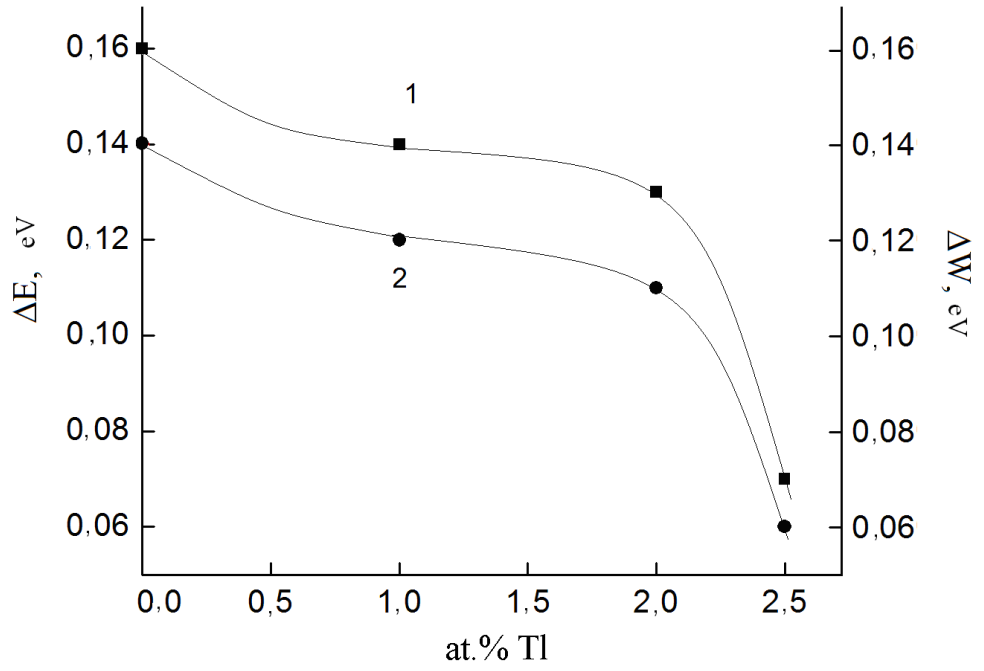
düsturu ilə hesablanmışdır və şəkil 3.1.6, əyri 2-də 200K-də ΔW -nin qiymətləri verilmişdir. ΔW -nin qiyməti ΔE -nin qiymətindən bir qədər az olur. GaSe monokristallarının tərkibində Tl artdıqca, sıçrayışların aktivləşmə enerjiləri uyğun olaraq 0,14-dən 0,06 eV-a qədər azalır. GaSe-də sıçrayışlı keçiriciliklə bağlı olan dərin tələlərin konsentrasiyasının qiyməti

$$N_t = N_F \cdot \Delta E, \quad (3.1.5)$$

düsturu ilə müəyyən olunmuş və alınan nəticələr şəkil 3.1.4, əyri 2-də göstərilmişdir.



Şəkil 3.1.5 $T=167\text{--}250\text{K}$ $p\text{-GaSe}\langle\text{Tl}\rangle$ -də sıçrayışların orta məsafəsinin Tl-dan asılılığı.



Şəkil 3.1.6 p-GaSe<Tl> monokristallarında Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal halların energetik səpilmələrinin (1) və sıçrayışların aktivləşmə enerjilərinin (2) talliumdan asılılığı.

GaSe-nə 2,5 at.% Tl əlavə etdikdə N_t bir tərtibdən çox artır. GaSe monokristallarında talliumla aşqarlanmanın parametrlərinin müqayisəsi göstərir ki, aşqarlanma 1-dən 2,5 at.% Tl-ə qədər artanda keçiricilik, Fermi səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığı və dərin tələlərin konsentrasiyası artır. Sıçrayışların orta məsafəsi və aktivləşmə enerjiləri isə azalır. Aşqarlanmamış və 1; 2; 2,5at.% talliumla aşqarlanmış p-GaSe monokristallarında təbii laylar istiqamətində sabit elektrik sahəsində $T < 250$ K-də dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiricilik baş verir. Fermi səviyyəsi yaxınlığında isə hal sıxlığı ($N_F = 3,4 \times 10^{17} - 9,6 \times 10^{18} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{sm}^{-3}$), energetik səpilmə ($\Delta E = 0,07 - 0,16 \text{ eV}$), aktivləşmə enerjisi ($\Delta W = 0,06 - 0,14 \text{ eV}$) və sıçrayışlar arasındakı orta məsafə ($R = 90 - 205 \text{ \AA}$) olur.

Demək olar ki, GaSe-də aşqarların miqdarının artması hesabına lokal səviyyələrin sıxlıqları artır. Müəyyən edilmişdir ki, sabit cərəyanda aşqarların miqdarından asılı olmayaraq GaSe<Tl>-də $T < 250$ K temperaturlarda Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal səviyyələr arasında dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiricilik baş verir. GaSe-də 111-167K temperatur intervalında isə bu aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiriciliyə keçir.

Beləliklə də aparılan təcrübələrin nəticələrinə əsasən müəyyən edilmişdir ki, <Tl> aşqarlarının konsentrasiyası artdıqca, monokristalların elektrik keçiriciliyi və Fermi səviyyəsi yaxınlığındakı hal sıxlığı artır, həmçinin sıçrayışların orta məsafəsi və aktivləşmə enerjisi azalır.

3.2. InSe və InSe<Sn> monokristallarının elektrofiziki xassələri

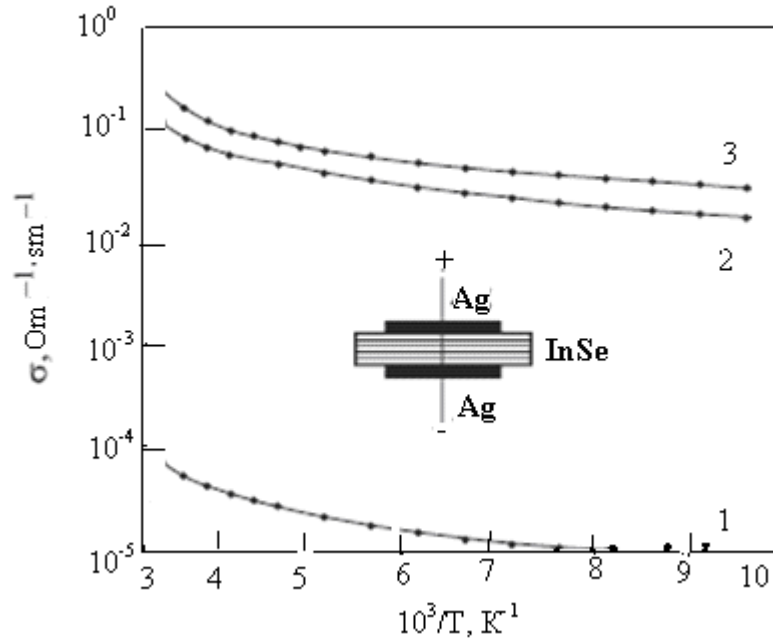
InSe kristallarını <Sn> ilə aşqarlamaqda məqsəd: keçiriciliyin tipini dəyişməkdir. Belə ki, aşqarlanmamış InSe p-tip keçiriciliyə malikdir. Onu <Sn> ilə aşqarladıqda isə n-tip keçiriciliyə malik olur. Yəni burada aşqarlar kompensasiya edici rol oynayır. p-InSe yüksək müqavimətə malik olduğundan orada baş verən prosesləri müşahidə etmək çətin olur. Aşağı müqavimətli n-InSe kristallarında bu çətinlik aradan qalxır [108, s. 130-131]. İşin məqsədi sabit elektrik sahəsində, aşağı temperatur intervalında InSe və InSe<Sn> monokristallarında yükdaşıyıcıların

köçürmə hadisələrini tədqiq etmək, elektrikkeçiriciliyin mexanizmini, həmçinin qadağan zonadakı lokal halların parametrlərini təyin etməkdən ibarətdir.

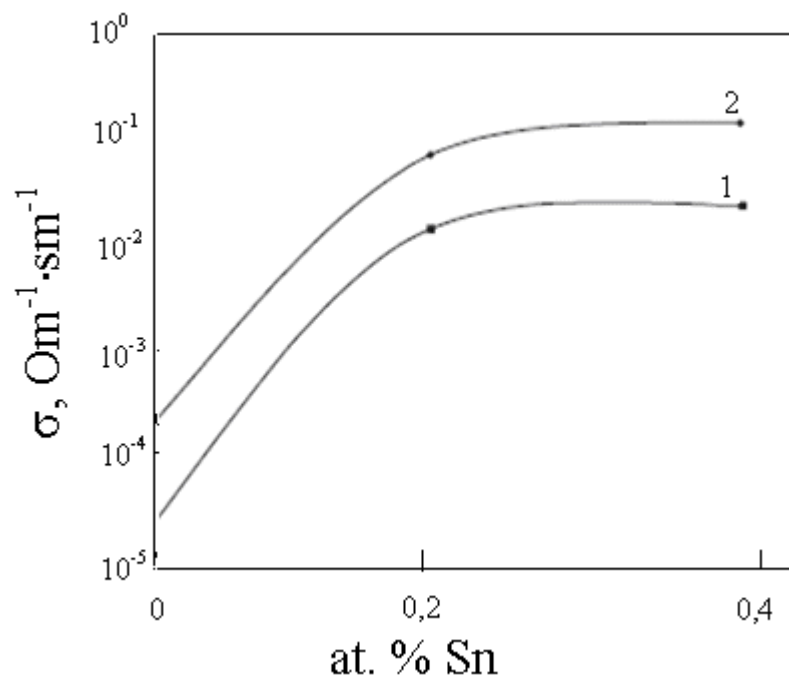
100-293K temperatur intervalında InSe monokristalları p-tip keçiriciliyə malik olmuşdur. InSe monokristallarını qalay ilə (0,2 və 0,4 at% Sn) aşqarladıqda, alınan nümunələr n tip keçiriciliyə malik olmuşdular.Yəni, p-InSe monokristalları üçün <Sn> aşqarları kompensasiya edici xarakter daşıyır. Aşqarlanma nəticəsində dəşiklər kompensasiya edilir [130, s.220-254].

Şəkil 3.2.1-də InSe və InSe<Sn> monokristallarında omik keçiriciliyin 100-293K intervalında temperatur asılılığı göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi qalay ilə aşqarlanmış monokristallarda elektrikkeçiriciliyi kəskin artır (~3 tərtib) ki, bu əyriyə də [24, 26]-cı işlərdə göstərilənlərlə uyğunluq təşkil edir. Uyğun olaraq şəkil 3.2.2 (əyri 1 və 2) 200 və 293K temperaturlarında elektrikkeçiriciliyinin InSe monokristalının tərkibindəki qalayın faizindən asılılığı göstərilmişdir.

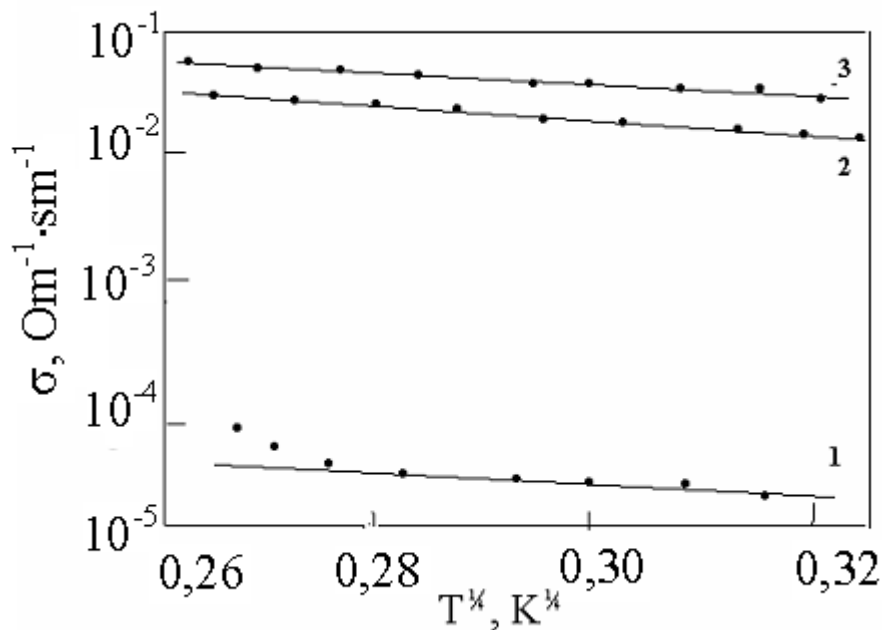
Səkil 3.2.1, əyri 1-3-dəki xarakterik xüsusiyyətləri, yarımləqoriformik miqyasda $\lg\sigma=f(1/T)$ asılılığında sabit meyilliyin olmamasından ibarətdir. Temperatur azaldıqca, aktivləşmə enerjisi eksponensial olaraq, azalır. Bu təcrübi faktlar InSe monokristallarında aşağı temperaturlarda ($T<200K$) Fermi səviyyəsi yaxınlığında dar enerji zolağında dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiriciliyin mövcudluğunu göstərir. Bu tip keçiricilik üçün $\lg\sigma= f(T^{-1/4})$ asılılığı T_0 meyilliyi ilə düz xətlə olur [160, s.212]. Şəkil 3.2.3-də p-InSe və n-InSe monokristallarının $\lg\sigma f(T^{-1/4})$ asılılığı göstərilmişdir. Təcrübi olaraq, bütün tərkiblər üçün T_0 -ın qiyməti tapılmış və cədvəl 3.2.1-də göstərilmişdir. InSe monokristallarında lokallaşma radiusunu müəyyən etmək üçün və həmçinin də aşağı temperaturlarda cərəyan sıxlığının elektrik sahəsindən asılılığı tədqiq olunmuşdur. Bizi $J(F)$ asılılığının yüksək sahədəki əyrisi maraqlandırır. Güclü elektrik sahələrində yükdaşıyıcıların potensial enerjisinin dəyişməsi sıçrayışların uzunluğunun aktivləşmə enerjisi tərtibi ilə uyğundur. Bu onu göstərir ki, yüklər sahə istiqamətində fonon udmadan hərəkət edə bilər, əks halda hər sıçrayışda fonon buraxılır. Sonda göstərilir ki, güclü elektrik sahələrində keçiricilik temperaturdan asılı deyil. Aşağı temperaturlarda yüksək sahələrdə cərəyan



Şəkil 3.2.1 p-InSe (1), n-InSe<0,2 at.% Sn>(2) və n-InSe<0,4at.% Sn>(3) monokristallarının qaranlıqda omik keçiriciliyinin temperatur asılılığı. Çərçivədə nümunənin həndəsi ölçüləri göstərilmişdir.



Şəkil 3.2.2 Müxtəlif temperaturalarda T, K: 200 (1), 93 (2) elektrikkeçiriciliyinin InSe monokristallarının tərkibindəki qalayın miqdarından asılılığı.



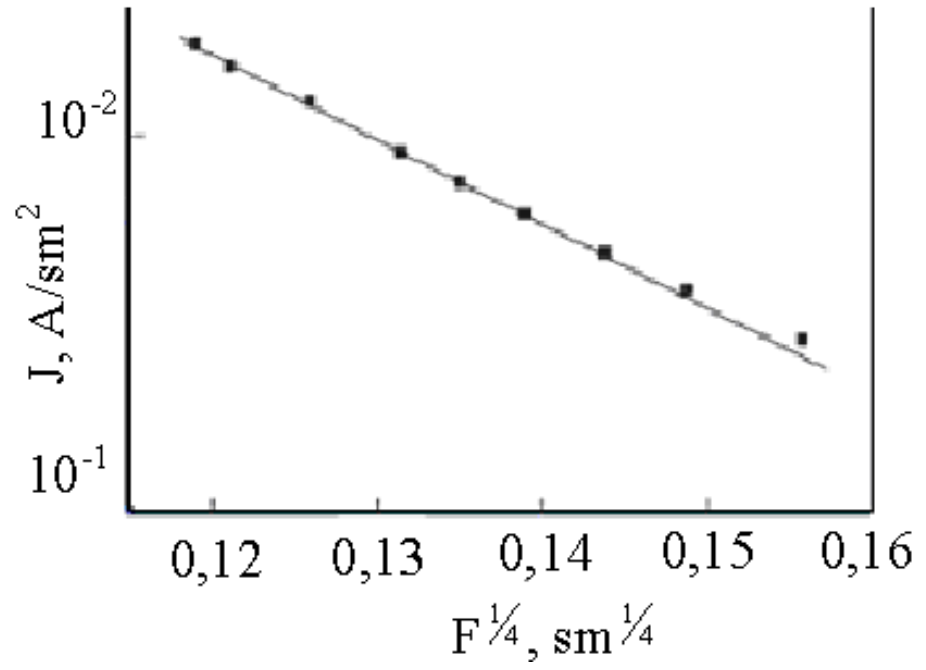
Şəkil 3.2.3 Mott koordinatında p-InSe (1), n-InSe<0,2 at.% Sn> (2) və n-InSe<0,4 at.% Sn> (3) aşağı temperaturalarda elektrikkeçiriciliyinin T^{-1/4}-dən asılılığı .

sıxlığının dəyişməsi [240, s. 272-187] vasitəsi ilə müəyyən olunur. Bu elektrik sahələrində lokallaşmış hallardan icazə verilən zonaya yükdaşıyıcıların emissiyası qadağan olur, keçiricilik hələ də lokallaşmış hallardan qadağan olunmuş zonaya keçidlə baş verir. Şəkil 3.2.4-də InSe monokristalları üçün 100K temperaturunda $I_g J = f(F^{-1/4})$ asılılığı göstərilmişdir. Göstərilən asılılığın meylinə görə $F_0 = 8,3 \cdot 10^6$ V/sm olmuşdur. InSe monokristallarının Fermi səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığı $N_F = 1,72 \cdot 10^{19}$ eV⁻¹·sm⁻³ və lokallaşma radiusu $a = 58 \text{ \AA}$ hesablanmışdır. Qeyd edilir ki, InSe monokristallarında lokallaşma radiusunun qiyməti A³B⁶ qrupuna daxil olan digər kristalların lokallaşma radiuslarından böyükdür: (GaSe ($a = 34 \text{ \AA}$ [166, s. 1; s. 8-9], [273, s. 180-181]) və TlS $a = 33 \text{ \AA}$ [175, s. 1958-1960]). Analoji olaraq qalay ilə aşqarlanmış InSe monokristalların N_F -in qiymətləri hesablanmış və cədvəl 3.2.1-də göstərilmişdir. Müxtəlif temperaturlarda öyrənilən monokristallarda yükdaşıyıcıların sıçrayışları arasındakı məsafəsi (3.1.2) düsturu vasitəsi ilə təyin olunmuşdur. Temperatur artdıqca R(T)-nin qiyməti azalır. 100-200K temperatur intervalında InSe və InSe<Sn> monokristallarında sıçrayışların arasındakı orta məsafə cədvəldə göstərilmişdir. Cədvəl 3.2.1-dən görüldüyü kimi aşqarlanmamış və qalayla aşqarlanmış InSe monokristallarında sıçrayışlar arasındakı orta məsafə yükdaşıyıcıların lokallaşma mərkəzləri arasındakı məsafədən bir neçə dəfə çoxdur.

Cədvəl 3.2.1.

Sabit elektrik sahəsində və aşağı temperaturlarda InSe və InSe<Sn> yarımkəçiricilərində elektrik ölçülərindən alınan lokal halların parametrləri

Monokristallar	T ₀ , K	N _F , eV ⁻¹ ·sm ⁻³	R _{or} , Å	ΔE, eV	N _t , sm ⁻³
1	2	3	4	5	6
p-InSe	5,56·10 ⁴	1,72·10 ¹⁹	99,5	0,028	4,82·10 ¹⁷
n-InSe<0,2 at.%Sn>	1,78·10 ⁵	5,36·10 ¹⁸	130	0,040	2,14·10 ¹⁷
n-InSe<0,4 at.%Sn>	7,72·10 ⁴	1,24·10 ¹⁹	105,5	0,033	4,09·10 ¹⁷



Şəkil 3.2.4 InSe monokristallarının $T=100$ K temperaturunda cərəyan sıxlığını yüksək sahələrdə $F^{-1/4}$ –dən asılılığı.

Tədqiqat apardığımız kristallarda Fermi səviyyəsi yaxınlığında tələ hallarının səpilməsi [160, s.224]-da göstərilmiş (3.1.3) düsturu ilə təyin olunmuş və alınan nəticələr cədvəl 3.2.1-də göstərilmişdir.

InSe monokristallarında sıçrayışlı keçiriciliyə uyğun dərin tələlərin konsentrasiyası (3.1.5) düsturu ilə müəyyən olunmuşdur. Bu cədvəl 3.2.1-in axırını xanasında verilmişdir. Aşqarlanmış InSe-nin parametrlərinin məcmusu göstərir ki, Sn aşqarların (0,2 at%-dən 0,4 at%-ə qədər) artması ilə Fermi səviyyəsi yaxınlığındakı lokallaşmış halların və dərin tələlərin konsentrasiyaları artır, həmçinin kristallarda sıçrayışlar arası orta məsafə azalır.

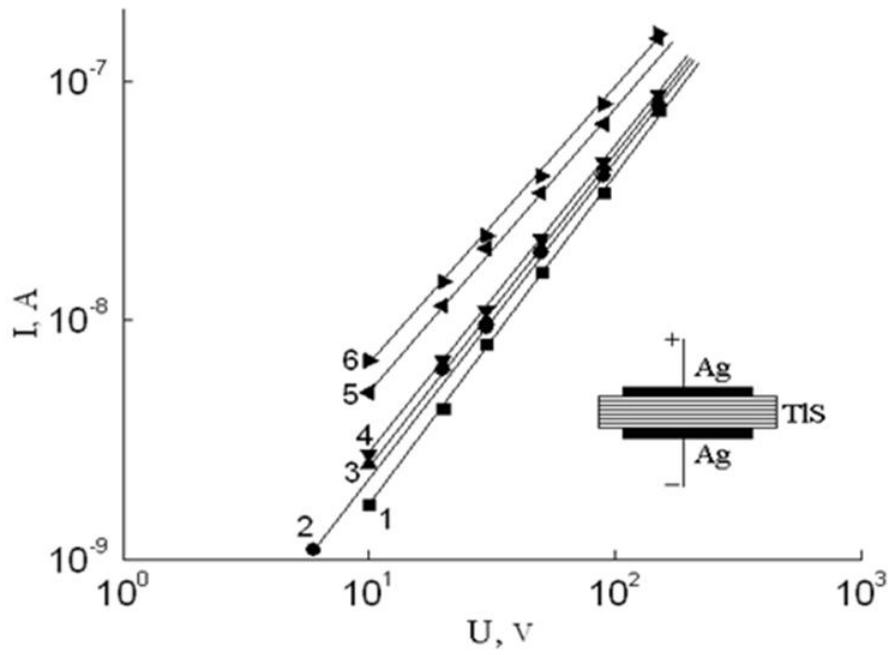
Beləliklə, alınan təcrübi nəticələr göstərir ki, $T < 200$ K-də təmiz və qalayla aşqarlanmış InSe monokristallarında dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiricilik mövcuddur. InSe və InSe<Sn> monokristallarının qadağan olunmuş zonalarında yerləşən lokal halların əsas parametrləri müəyyənləşdirilmişdir və əvvəlki, nəticələri təczib etmir.

3.3. TIS monokristallarında lokal hallar üzrə yükdaşıyıcıların köçürülməsi

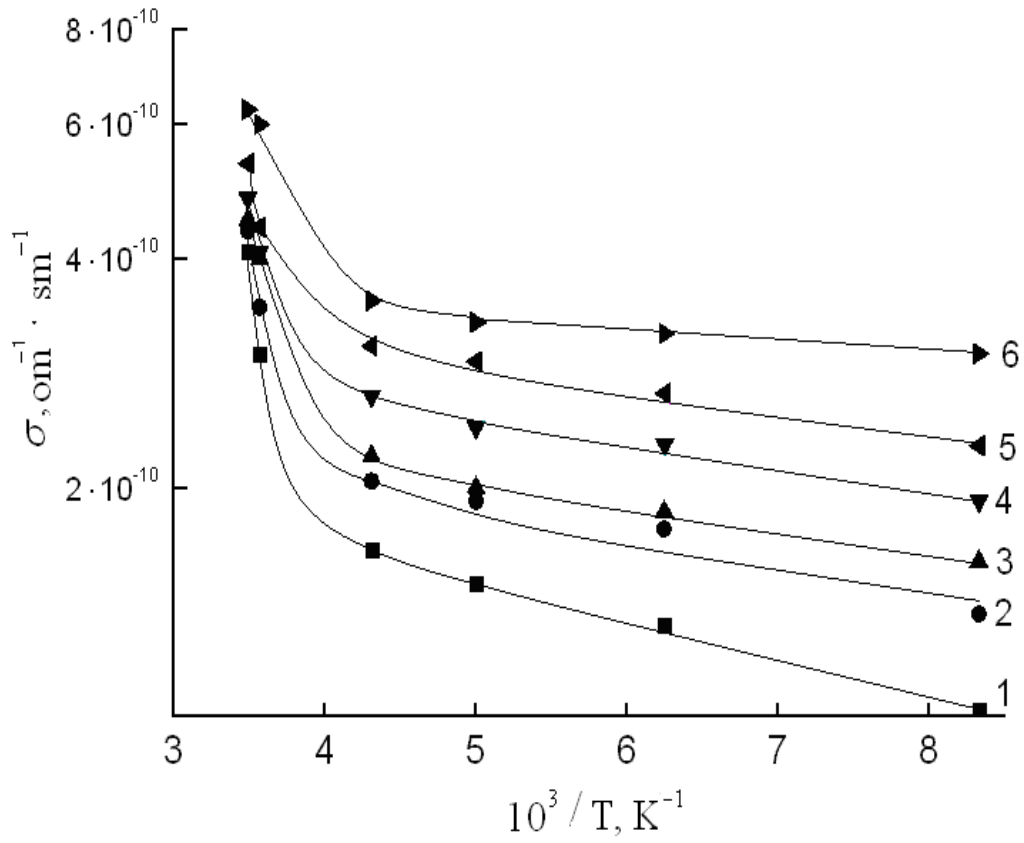
İşin məqsədi TIS laylı monoklin struktura malik monokristallarda aşağı temperatur oblastlarında yükdaşıyıcıların köçürmə hadisələrini tədqiq etmək və keçiriciliyin mexanizmini təyin etməkdən ibarətdir. Nümunəyə verilən sabit elektrik sahəsinin amplitudu $8 \cdot 10^2 - 1,25 \cdot 10^4$ V/sm olmuşdur. Elektrik ölçüləri 120, 160, 200, 232, 280 və 286K temperaturlarda aparılmışdır. Şəkil 3.3.1-də 120, 160, 200, 232, 280 və 286K temperaturlarda TIS+4%S monokristallarının VAX-1 göstərilmişdir. TIS nümunəsindən keçən cərəyan yüksək elektrik sahələrində $F \sim 10^4$ V/sm və 120-232K temperatur intervalında zəif asılıdır (şəkil 3.3.1, əyri 1-4). Temperaturun sonrakı artımında (286K-nə kimi) cərəyan şiddəti gərginliyin bütün qiymətlərində nəzərə çarpacaq dərəcədə artır.

Şəkil 3.3.2-də yuxarıda göstərilən TIS monokristalından hazırlanmış nümunədə elektrik keçiriciliyinin sahənin müxtəlif gərginliklərində temperaturdan asılılığı göstərilmişdir. Yarımloqarifmik miqyasda $\lg \sigma(1/T)$ asılılığında sabit meyillik olur. Keçiriciliyin aktivləşmə enerjisi temperatur azaldıqca, monoton olaraq azalır.

Şəkil 3.3.2, əyri 1-5-dən görüldüyü kimi verilən elektrik sahəsinin gərginliyində



Şəkil 3.3.1 TIS monokristallarının müxtəlif temperaturlarda VAX-ı: 1 – 120; 2–160; 3–200; 4–232; 5–280; 6–286 K. Çərçivədə elektrik xassələrinin ölçülməsi üçün hazırlanmış nümunənin həndəsi forması göstərilmişdir.

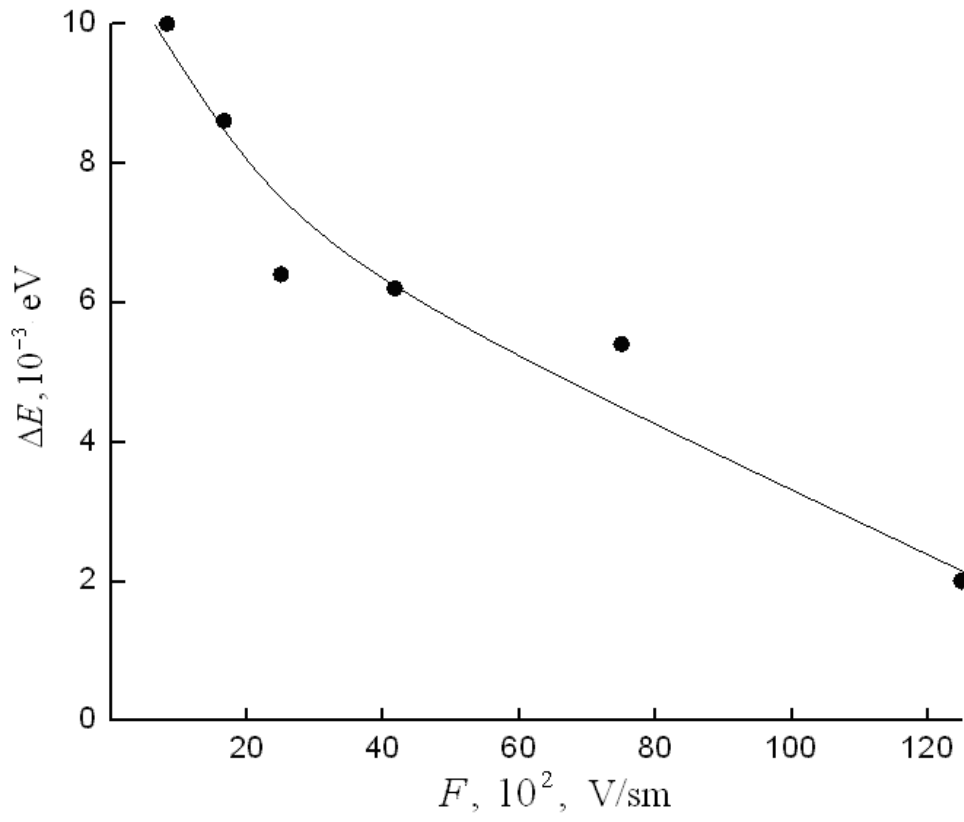


Şəkil 3.3.2 TİS monokristallarının elektrik sahəsinin müxtəlif gərginliklərində elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı $F, \text{V}/\text{sm}$: 1– $8,3 \cdot 10^2$; 2– $1,66 \cdot 10^3$; 3– $2,5 \cdot 10^3$; 4– $4,17 \cdot 10^3$; 5– $7,5 \cdot 10^3$; 6– $1,25 \cdot 10^4$.

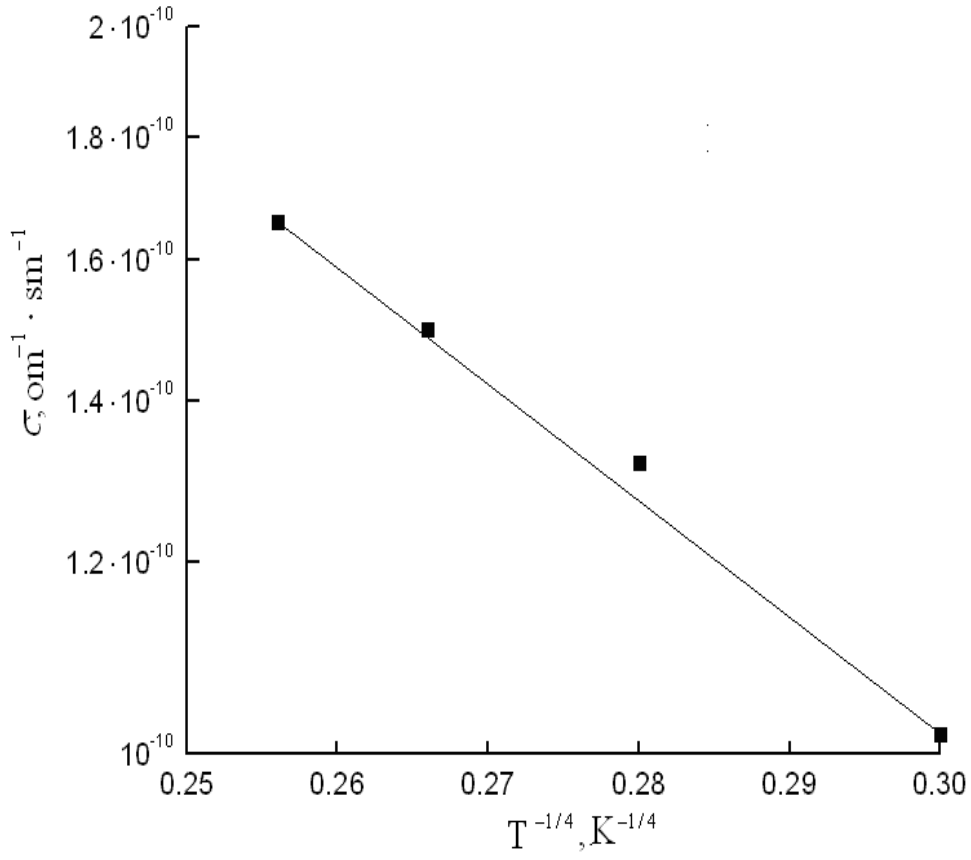
keçiriciliyin aktivləşmə enerjisinin azalması aparılan təcrübənin xarakterik xüsusiyyətidir. $F = 1,25 \cdot 10^4$ V/sm-də (şəkil 3.3.1, əyri 6) $\lg \sigma \sim (1/T)$ asılılığında aşağı temperaturlarda keçiricilik aktivləşməmiş olur. Sahənin müxtəlif gərginliklərində aşağı temperaturlarda $\lg \sigma(1/T)$ asılılığından ΔE -nin təxmini qiymətləri hesablanmışdır. Gərginlik $F = 8,3 \cdot 10^2$ V/sm-dən $F = 1,25 \cdot 10^4$ V/sm-ə qədər artdıqca, ΔE -nin qiymətləri uyğun olaraq 10^{-2} dən $2 \cdot 10^{-3}$ eV-a qədər azalmışdır.

Şəkil 3.3.3-dəki asılılıqda qrafiki olaraq sıçrayışların aktivləşmə enerjisinin elektrik sahəsinin gərginliyindən asılılığı göstərilmişdir. Yuxarıda göstərilən təcrübi amillər sübut edir ki, TlS monokristallarında 120-232 K temperatur oblastında Fermi səviyyəsi yaxınlığında dar enerji zolağında (ΔW) dəyişən addımlı sıçrayışlı keçiricilik halı mövcuddur. Bu tip keçiricilik üçün $\ln \sigma = f(T^{-1/4})$ asılılığından temperaturun T_0 görə (3.1.1) düsturuna əsasən müxtəlif tərkiblər üçün hesablanmışdır [160, s.212].

Şəkil 3.3.4-də TlS monokristallarında $F = 8,3 \cdot 10^2$ V/sm-də $\lg \sigma (1/T^{-1/4})$ asılılığı verilmişdir. Təcrübi olaraq T_0 -ın qiyməti tapılmış və $T_0 = 1,8 \cdot 10^4$ K olmuşdur. TlS monokristallarında lokallaşma radiusunu və Fermi səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığını müəyyən etmək üçün aşağı temperatur oblastında cərəyan sıxlığının elektrik sahəsinin gərginliyindən asılılığı tədqiq olunmuşdur. Güclü elektrik sahələərində sıçrayışların uzunluğuna düşən yükdaşıyıcıların potensial enerjisinin dəyişməsinə eFR (R -yükdaşıyıcıların sıçrayışlararası orta məsafədir) ΔE aktivləşmə enerjisi ilə müqayisə etmək olar. Yəni yükdaşıyıcılar sahə istiqamətində fonon udmadan əks halda hər bir sıçrayışda isə fonon buraxmaqla hərəkət edir. Sonuncuya görə güclü elektrik sahələrində keçiricilik temperaturdan asılı deyil. Aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiricilik haqqında ideya [160, s. 50; s.59; s.212; s.224], [239, s. 2335-2337], [277, s. 124], [278, s. 522-532]-ci işlərdə verilmişdir. Cərəyan sıxlığının sahə asılılığı (3.1.7) və (3.1.8) düsturları ilə göstərilmişdir [239, s. 2338-2339]. Yəni, bu elektrik sahəsində qadağan olunmuş zonadakı lokal hallarda yükdaşıyıcıların emissiyası başa çatır və ya keçiricilik qadağan olunmuş zonadakı lokal hallarda baş verir. Bizim təcrübədə bu sahə $10^3 - 1,25 \cdot 10^4$ V/sm olmuşdur. Elə bu elektrik sahəsində də TlS monokristallarının keçiriciliyi temperaturdan asılı olmur.



Şəkil 3.3.3 TİS monokristallarında sıçrayışların aktivləşmə enerjisinin elektrik sahəsinin gərginliyindən asılılığı.



Şəkil 3.3.4 Mott koordinatında TIS monokristallarının aşağı temperaturlarda elektrikkeçiriciliyi. $F = 8,3 \cdot 10^2 \text{ V/sm}$.

Şəkil 3.3.1-də $T=120\text{K}$ -də TİS monokristalı üçün cərəyan sıxlığı $\lg J = f(F^{-1/4})$ asılılığının meylinə görə $F_0=4,7 \cdot 10^6 \text{ V/sm}$. TİS monokristalları üçün (3.1.7) və (3.1.8) düsturlarından Fermi səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığı $N_F=2,8 \cdot 10^{20} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{sm}^{-3}$ və lokallaşma radiusu $a=33 \text{ \AA}$ müəyyən edilmişdir. (3.1.2) düsturunun koməyi ilə yükdaşıyıcıların sıçrayışları arasında məsafəni təyin etmək olar, belə ki, $T=120\text{K}$ -də $R(T) = 44 \text{ \AA}$ -dir. Temperatur artdıqca, $R(T)$ -nin qiyməti azalır və $T=232\text{K}$ -də $R(T)=37 \text{ \AA}$ olur. Göründüyü kimi TİS-də sıçrayışlar arasındakı məsafə yükdaşıyıcıların lokallaşma mərkəzlərindən olan orta ara məsafələrdən artıq olur. $R(T)$ və a -nin qiymətləri göstərir ki, TİS monokristalları güclü lokallaşmışdır [160, s.212; s.224; s.59], [178, 271, 272].

Zəif lokallaşmada sıçrayışların uzunluğu (R) lokallaşma radiusundan (a) bir neçə dəfə çoxdur. Məs., qallium sulfidində $R/a \approx 3$ [258, s. 73–82], [268, s. 1312]. TİS-də güclü lokallaşmanın olmasını həmçinin Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal halların sıxlığının böyük olması da göstərir ($N_F = 2,8 \cdot 10^{20} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{sm}^{-3}$). Qadağan zonada lokal halların konsentrasiyası böyük olduğundan TİS monokristalları energetik struktur nöqtəyi nəzərinə amorf yarımkeçiricilərə yaxınlaşır. [160, s.48-50] işlərə görə

$$\left(\frac{4}{3}\right)\pi R^3 N_F \left(\frac{\Delta W}{2}\right) = 1 \quad (3.3.1)$$

düsturundan Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların energetik səpilməsi müəyyən olunmuşdur ($\Delta W=0,02\text{eV}$). Sıçrayışlı keçiriciliyə əsasən dərin tələlərin konsentrasiyası (3.17) düsturu ilə müəyyən edilmişdir ($5,6 \cdot 10^{18} \text{ sm}^{-3}$).

Yükdaşıyıcıların sıçrayışı ancaq bu dar ($0,02\text{eV}$) energetik zolaqda baş verir. Yuxarıda göstərilən kimi, TİS-də sıçrayışların maksimum aktivləşmə enerjisi $\Delta E=0,01\text{eV}$ ($F = 8,3 \cdot 10^2 \text{ V/sm}$)-dən elektrik sahəsinin gərginliyi artdıqca, ($F = 1,25 \cdot 10^4 \text{ V/sm}$) ΔE 0-a qədər azalmışdır. Elektrik sahəsində yükdaşıyıcıların potensial enerjilərinin sıçrayışların uzunluqları üzrə dəyişmələrini qiymətləndirmək üçün aktivləşməmiş sıçrayışlı keçid oblastında sıçrayışların uzunluğunu, başqa sözlə aşağı temperaturlarda və güclü elektrik sahələrində bilmək lazımdır [160, s.59]. $F = 7,5 \cdot 10^3 \text{ V/sm}$ -də və $F = 1,25 \cdot 10^4 \text{ V/sm}$ -də $R(F)$ -in qiyməti aşağıdakı düstura əsasən

hesablanmışdır

$$R(F) = \alpha^{1/4} (N_F e F)^{-1/4}, \quad (3.3.2)$$

və uyğun olaraq $R(F)=83 \text{ \AA}$, $R(F)=73 \text{ \AA}$ olmuşdur. Sahənin gərginliyinin yuxarıda göstərilən qiymətlərində $eFR(F)$ -in qiymətləri 0,006 və 0,009 eV olmuşdur. eFR -in bu qiymətləri göstərilən elektrik sahəsində sıçrayışların aktivasiya enerjilərini uyğun olaraq, 0,005 və 0,002 eV artırmışdır. Təcrübənin şərtinə görə $eFR(F) \geq \Delta E$ təsdiq edir ki, TİS monokristallarının qadağan zonasında yerləşən lokallaşmış hallardakı yükdaşıyıcıların köçürülməsi ilə şərtlənən aktivləşməmiş keçiriciliklə əlaqədardır.

Beləliklə alınan nəticələr göstərir ki, TİS monokristallarında $T < 230K$, zəif elektrik sahəsində və laylar istiqamətində aktivləşmiş sıçrayışlı keçiricilik mövcuddur ki, bu da $F \sim 10^4 \text{ V/sm}$ -də aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiriciliyə keçir.

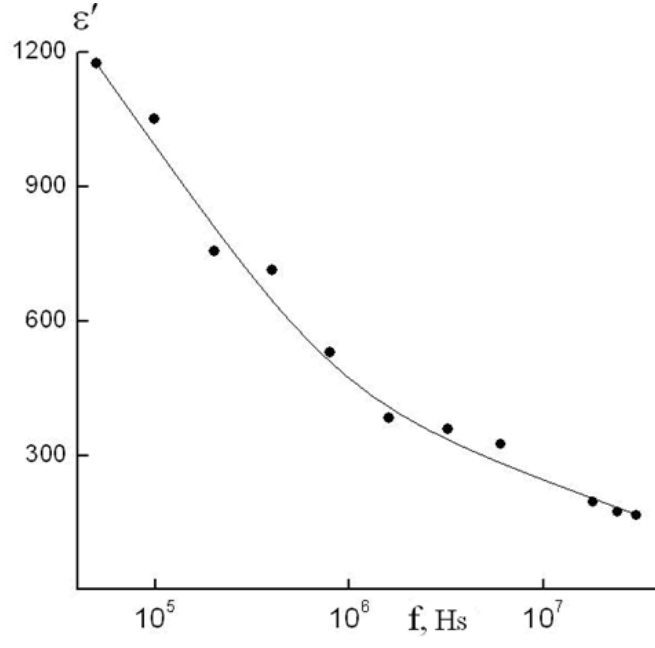
3.4. TİS monokristallarının dielektrik nüfuzluğunun dispersiyası

İşin məqsədi monoklin strukturalı TİS monokristallarının dielektrik əmsallarının tezlik asılılığını və dəyişən elektrik sahəsində yükdaşıyıcıların köçürmə mexanizmlərini tədqiq etməkdən ibarətdir.

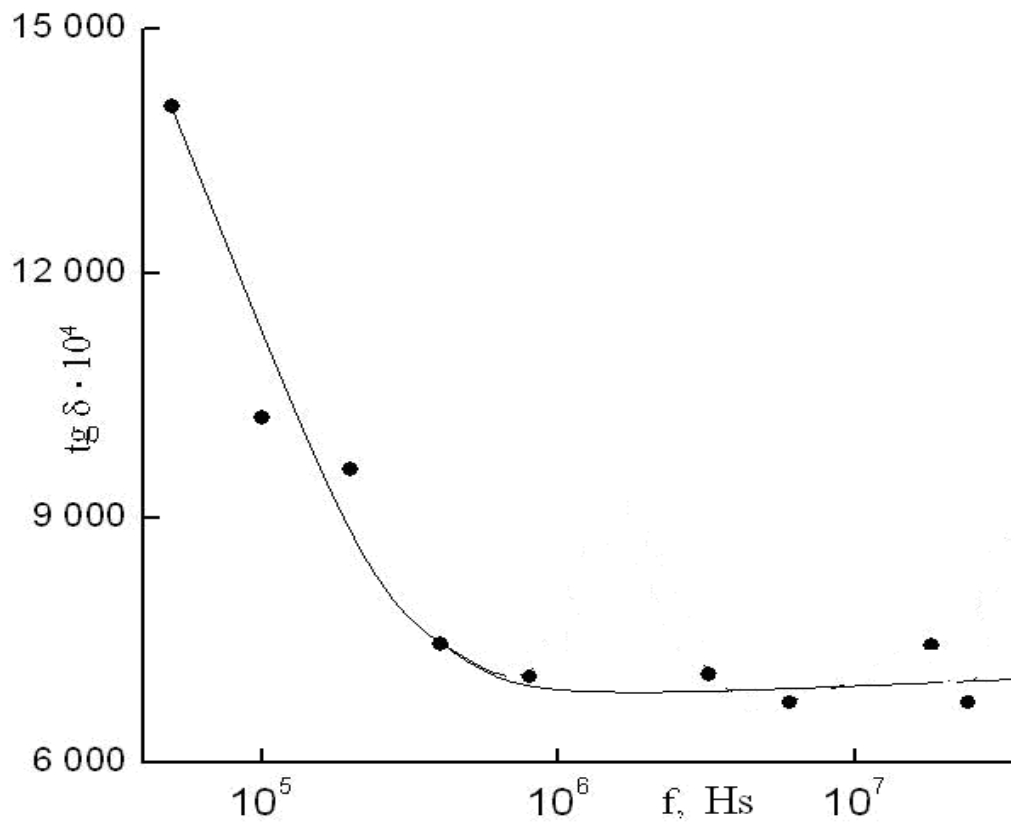
Dielektrik əmsalları 300K temperaturunda rezonans metodu ilə ölçülmüşdür. Şəkil 3.4.1-də TİS nümunəsinin dielektrik nüfuzluğunun tezlik asılılığı göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, öyrənilən bütün tezlik intervalında TİS nümunəsində dielektrik nüfuzluğunun dispersiyası baş verir. Tezliyi $5 \cdot 10^4 - 3 \cdot 10^7 \text{ Hz}$ qiymətinə qədər dəyişdikdə ϵ' 7 dəfə azalıb. Tezlik artdıqca, TİS monokristallarında dielektrik nüfuzluğunun monoton olaraq, azalması relaksasiya dispersiyasının olduğunu göstərir. Şəkil 3.4.2-də TİS monokristallarının dielektrik itgi bucağının tangensinin tezlik asılılığı göstərilmişdir.

Şəkil 3.4.2-dən görüldüyü kimi $f = 5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7 \text{ Hz}$ oblastında tezlik artdıqca, dielektrik itgi bucağının tangensi hiperbolik olaraq, azalır. Bu onu göstərir ki, oradakı itgi elektrikkeçiriciliyinin hesabınadır.

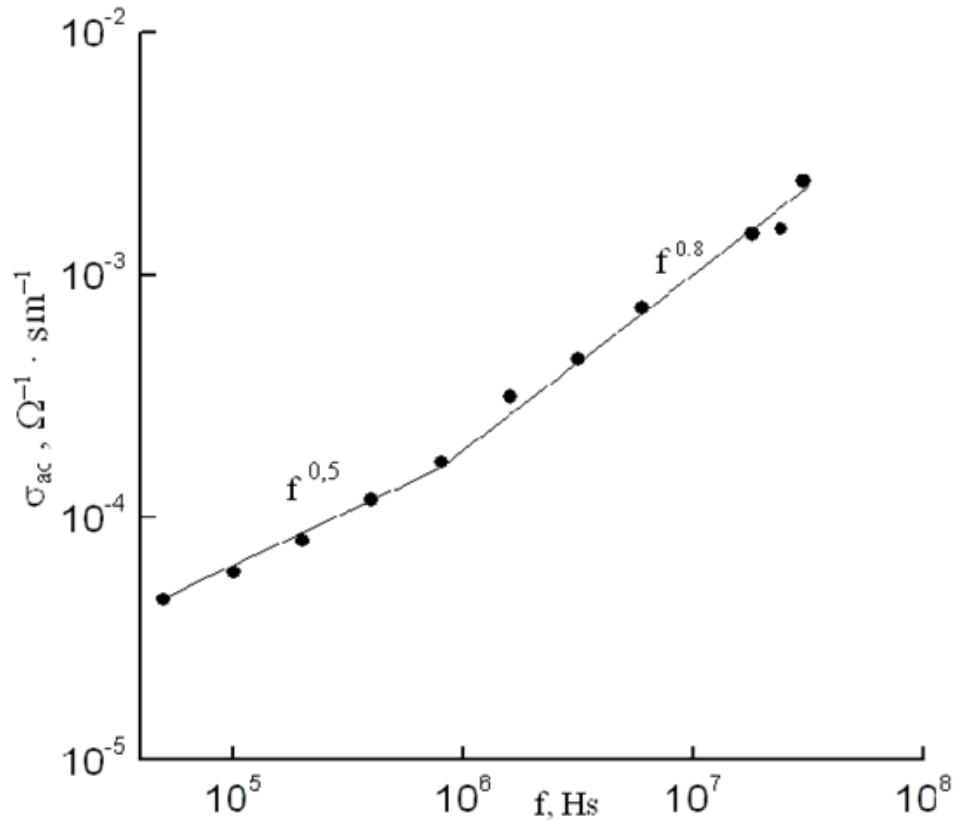
Şəkil 3.4.3-də təcrübi olaraq, TİS monokristallarının 300K-də elektrikkeçiriciliyinin tezlik asılılığı verilmişdir. TİS monokristallarının elektrikkeçiriciliyi tezliyin $f = 5 \cdot 10^4 - 10^6 \text{ Hz}$ qiymətlərində $\sigma_{ac} \sim f^{0.5}$ və $f = 10^6 - 3 \cdot 10^7 \text{ Hz}$ qiymətlərində $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$



Şekil 3.4.1 TIS monokristallarının 300K temperaturunda dielektrik nüfuzluğunun dispersiyası.



Şəkil 3.4.2 TIS monokristallarında dielektrik itgi bucağının tezlikdən asılılığı.



Şəkil 3.4.3 TIS monokristallarının 300K temperaturda elektrikkeçiriciliyinin tezlikdən asılılığı.

qanunu ilə dəyişir. Bu onu göstərir ki, TIS-də elektrikkeçiricilik tezliyinin $f=10^6-3 \cdot 10^7$ Hs diapazonunda qadağan zonada olan lokal hallarda yükdaşıyıcıların sıçrayışlı keçiriciliyi ilə əlaqədardır [160, s.227]. Göstərilən yükdaşıyıcıların köçürülməsi aşağıdakı tənliklə ifadə olunur [277]

$$\sigma_{ac}(f) = \left(\frac{\pi^3}{96}\right) \cdot e^2 k T N_F^2 a^5 f \left[\ln\left(\frac{v_{fon}}{f}\right) \right]^4, \quad (3.4.1)$$

e -elektronun yükü, k -Bolsman sabiti, N_F -Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal halların sıxlığı, $a=1/\alpha$ –lokallaşma radiusu, α -lokallaşmış yükdaşıyıcıların dalğa funksiyasının düşmə sabiti $\Psi \sim e^{-\alpha r}$; v_f - fononun tezliyidir. TIS nümunəsində (3.4.1) düsturunun köməyi ilə və tapılmış $\sigma_{ac}(f)$ -dən Fermi səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığı hesablanıb: $N_F = 2,65 \cdot 10^{20} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{sm}^{-3}$.

TIS üçün N_F hesablanarkən lokallaşma radiusu $a = 33 \text{ \AA}$ götürülmüşdür [173, s. 1040-1043], fononun tezliyi v_f üçün $\sim 10^{12}$ Hs qəbul edilmişdir. Sıçrayışlı keçiricilik nəzəriyyəsinə uyğun olaraq dəyişən cərəyanda [160, s. 224] sıçrayışlar arası orta məsafə

$$R = \left(\frac{1}{2\alpha}\right) \ln\left(\frac{v_{fon}}{f}\right), \quad (3.4.2)$$

düsturu ilə müəyyən olunur: TIS nümunəsi üçün (3.4.2) düsturundan hesablanmış sıçrayışlar arası orta məsafənin qiyməti 78 \AA -ə bərabər olmuşdur. Öyrənilən TIS-də sıçrayışların orta müddəti $6,5 \cdot 10^{-8}$ s olmuşdur. Beləliklə dielektrik əmsallarının tezlik dispersiyasının nəticəsi olaraq, dielektrik itgisinin təbiətini, yükdaşıyıcıların köçürülmə mexanizmini müəyyən etdik və Fermi səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığını, sıçrayışların orta müddəti və sıçrayışlar arası məsafəni hesabladıq. Bu [240, s.200-230] göstərilən sabit elektrik sahəsində aparılan nəticələri təkzib etmir.

3.5. TIInS₂ monokristallarının qaranlıqda və ağ işıqda voltamper xarakteristikaları

Sabit elektrik sahəsində, aşağı temperaturlarda qadağan olunmuş zonada yerləşən Fermi səviyyəsi yaxınlığında sıxlıqları böyük olan lokal hallarda keçiricilikdə əsas rolu icazə verilən zonadakı termohəyacanlanmış yükdaşıyıcılar

oynayır. TlInS₂ monokristalında icazə verilən zona boyu qeyri omik keçiriciliyi tədqiq etmək və cərəyan keçiriciliyinin mexanizmini müəyyən etmək xüsusi maraq kəsb edir ki, bu da işin məqsədini təşkil edir. Elektrik ölçüləri sabit elektrik sahəsində və 293-381K temperatur intervalında aparılmışdır. Şəkil 3.5.1-də Ag-TlInS₂-Ag nümunəsinin müxtəlif temperaturlarda qaranlıqda VAX-ları verilmişdir: 293, 307 və 341K temperaturlarında isə qısa omik sahədən sonra kvadratik sahə görünmüşdür.

Tədqiq olunan 381K temperaturunda ancaq kvadratik $I \sim U^2$ asılılığı mövcud olub. 293K temperaturunda isə kvadratik sahə $I \sim U^2$ sərt qalxan sahə $I \sim U^{6.5}$ ilə əvəzlənmişdir. TlInS₂ monokristalının VAX-ının temperatur asılılığından alınan nəticələr FYMC nəzəriyyəsi ilə izah edilmişdir [136, s.369-371].

Tələlərin konsentrasiyası

$$N_t = 1,1 \cdot 10^6 \frac{\varepsilon V_{\text{ttđ}}}{L^2}, \quad (3.5.1)$$

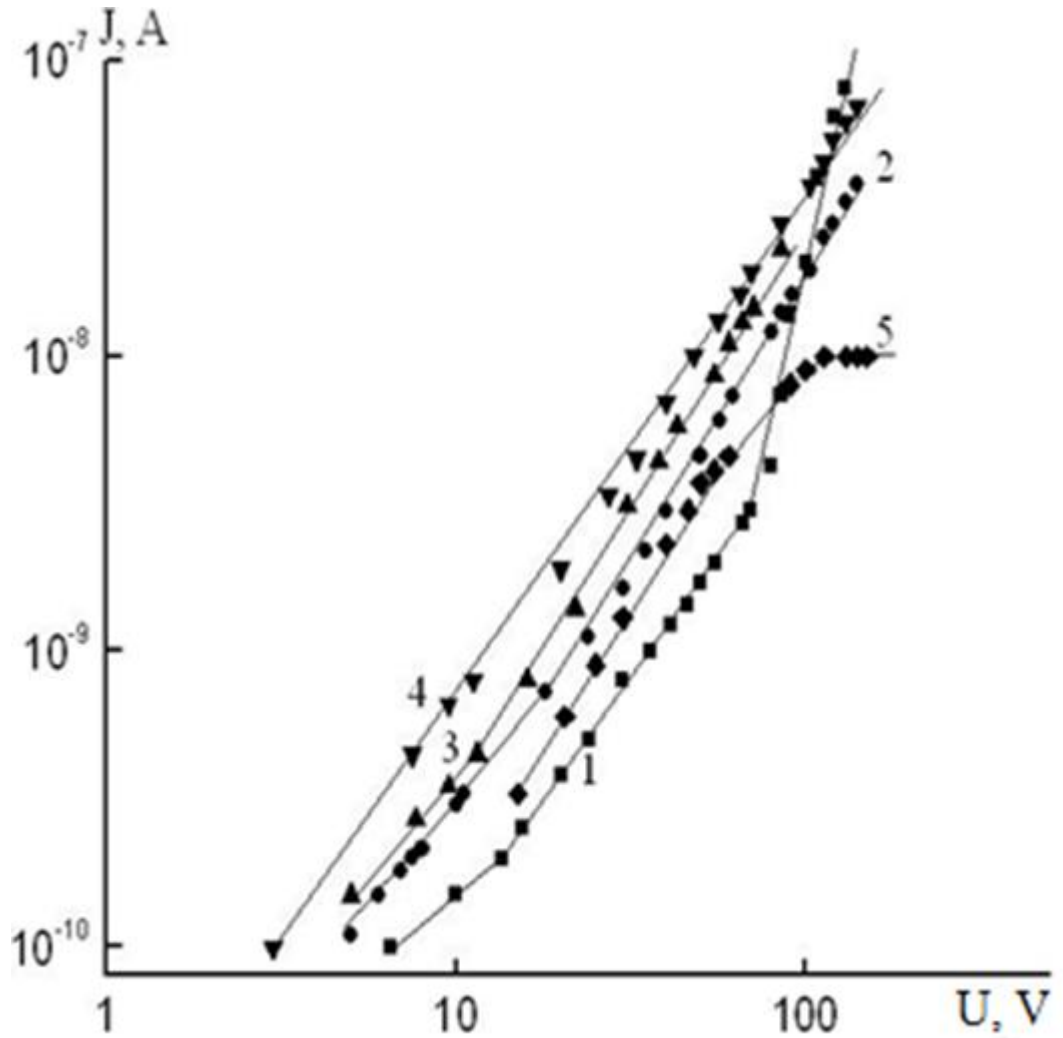
düsturu ilə hesablanmış və $N_t = 10^{12} \text{ sm}^{-3}$ olmuşdur. Tələlərin konsentrasiyası hesablananda TlInS₂ monokristallarının dielektrik nüfuzluğunun qiyməti $\varepsilon = 10$ qəbul edilmişdir [172, s. 2140-2143], [202, s. 1665-1667], [206, s. 119-122]. Tarazlıqda olan əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyası

$$p_0 = \frac{N_t \cdot I(V_{\text{ttđ}})}{I(2V_{\text{ttđ}})}, \quad (3.5.2)$$

düsturunun köməyi ilə hesablanmış və $p_0 = 1,67 \cdot 10^{10} \text{ sm}^{-3}$ olmuşdur. $I(V_{\text{ttđ}})$ -yə uyğun cərəyan şiddəti, $I(2V_{\text{ttđ}})$ -yə uyğun cərəyan şiddətinin 2 mislinə bərabərdir. TlInS₂ monokristallik nümunəsi üçün 293K temperaturunda

$$\theta = 1,8 \cdot 10^{-6} \frac{p_0 L^2}{\varepsilon V_x}, \quad (3.5.3)$$

düsturu vasitəsi ilə tutulma ədədinin qiyməti müəyyən edilmişdir və $\theta = 0,17$ olmuşdur. 293K temperaturunda qaranlıqda məxsusi keçiriciliyi bilərək ($\sigma_0 = 10^{-11} \text{ Om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-1}$), TlInS₂ monokristallik nümunəsinin Omik sahəsinə uyğun gərginlikdən



Şəkil 3.5.1 Ag-TlInS₂-Ag nümunəsinin qaranlıqdakı VAX-ı (1, 2, 3 və 4 ayriləri) və fotocərəyanı , (əyri 5). Əyrilər 1 və 5 uyğun olaraq T, K: 1- 293; 2 – 307; 3 – 341; 4 – 381 K.

deşiklərin yürüklüklərini hesablamışıq: $\mu_0 = 3,7 \cdot 10^{-3} \text{ sm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$.

Təcrübi nəticələrə əsasən VAX-ın kvadratik sahəsinin gərginliyinə uyğun olan qiymətindən hesablanmışdır: $\mu_0 = 3,3 \cdot 10^{-3} \text{ sm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$. Göründüyü kimi hər iki qiymətlər təxminən bir-birinin üstünə düşür. N_t -kvant hallarının effektiv sıxlığını ($\sim 10^{19} \text{ sm}^{-3}$) və θ -tutulma faktorunun ədədi qiymətlərini,

$$E_t = kT \ln \frac{N_p}{2\theta \cdot N_t}, \quad (3.5.4)$$

vədeşiklərin konsentrasiyası N_p bilərək

(3.5.4) düsturunun köməyi ilə injeksiya cərəyanına uyğun olan tələlərin yerləşmə dərinliyi təyin edilmişdir: $E_t = 0,44 \text{ eV}$. TlInS₂ monokristallik nümunədə laylar istiqamətində Omik keçiriciliyin temperatur asılılığından [161, s. 106-108], [179, s. 38-41], həmçinin fotocərəyanın spektrindən [180, s. 167-168] təyin edilmiş aktivləşmə enerjisi $\sim 0,4 \text{ eV}$ -a bərabərdir. TlInS₂ monokristallarında FYMC rejiminin dürüstlüyünü bilmək üçün müxtəlif qalınlıqlarda 100, 200 və 280 mkm olan 3 nümunənin VAX-ı çıxarılmışdır (şəkil 3.5.2, əyri 1-3). Lampert [136, s.369-371] nəzəriyyəsinə görə FYMC-də cərəyanın sıxlığı L^3 -nün tərs qiyməti ilə mütənasib olmalıdır.

Şəkil 3.5.3-dən təyin etmişik ki, Lampert nəzəriyyəsinə görə

$$I = \frac{9}{8} \varepsilon \varepsilon_0 \mu \theta \frac{V^2}{L^3}, \quad (3.5.5)$$

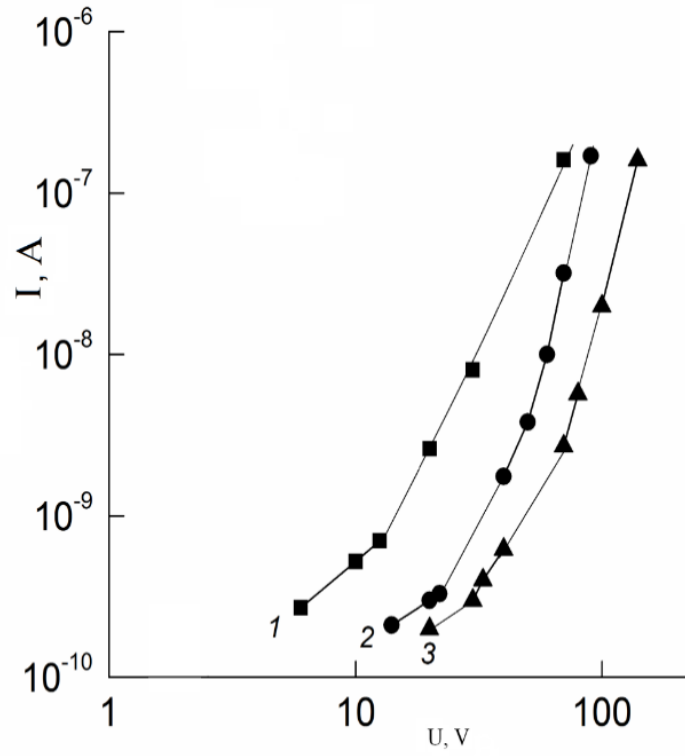
uyğun olaraq TlInS₂ monokristalları üçün $J \sim L^{-3}$ qanunu $U=33 \text{ V}$ olduqda ödənilir (bu VAX-ın kvadratik sahəsinə uyğundur).

ε_0 —dieletrik sabiti; ε —kristalların dielektrik nüfuzluğu; θ —tutulma faktorudur;

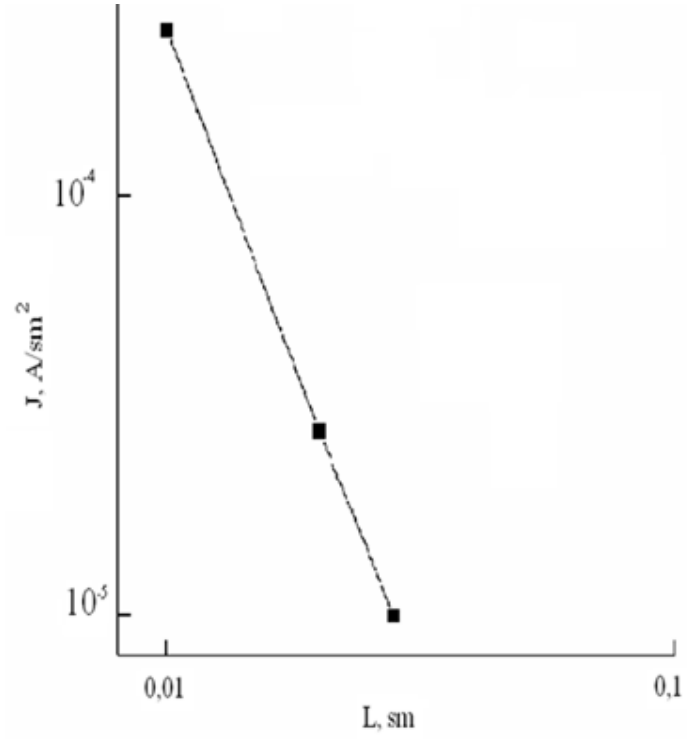
L — nümunənin qalınlığı; μ — yükdaşıyıcıların yürüklüyü; V —verilən elektrik gərginliyidir.

Təcrübədən alınan nəticə (3.5.5) düsturu ilə uyğunluq təşkil edir və göstərir ki, təcrübədən alınmış nəticələri FYMC nəzəriyyəsi əsasında həll etmək olar.

Şəkil 3.5.1-də 5-ci əyridən görünür ki, TlInS₂ nümunəsini işıqlandırdıqda cərəyan monopolyar injeksiyanı saxlayır və işıq FYMC-ni artırır. Bu göstərir ki, kontaktlar tərəfindən injeksiya olunan və tələlər tərəfindən tutulan yük daşıyıcılar

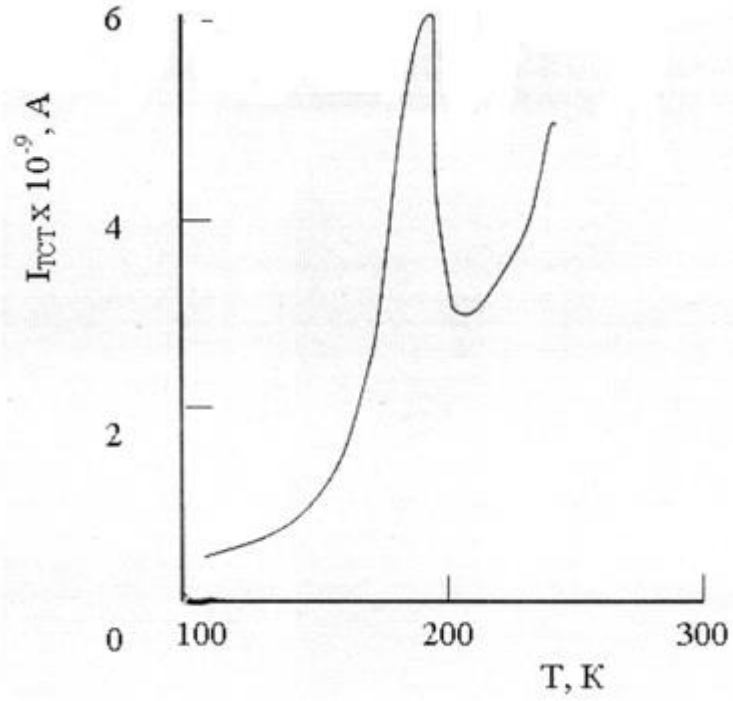


Şəkil 3.5.2 Ag-TlInS₂-Ag nümunəsinin müxtəlif qalınlıqlarda VAX-ları, L , mkm: 1 – 100; 2 – 200; 3 – 280. $T = 293$ K temperaturunda.



Şəkil 3.5.3 TIInS₂ nümunəsində $U=33V$ olduqda cərəyan sıxlığının qalınlıqdan asılılığı

foton udub icazə verilən zonaya keçirlər, başqa sözlə işığın təsiri nəticəsində həcmi yüklərin köçürülməsi və yükdaşıyıcıların tutulması lokal hallar arasında paylanır. Bu halda tam olaraq kristallardakı həcmi yüklər dəyişməz qalır. O verilən gərginlikdən və nümunənin həndəsi ölçülərindən asılı olur. Şəkil 3.5.1-dən görünür ki, həm işığın təsiri altındakı, həm də qaranlıqdakı VAX U^2 qanunu ilə dəyişir ki, bu da FYMC nəzəriyyəsi ilə uyğunluq təşkil edir. Tələlərin tam dolduğu gərginliyə yaxın fotocərəyanın gərginlikdən asılılığı zəifləyir və sonda qaranlıqdakı VAX fotocərəyanla kəşifir. TlInS₂ monokristallarında LS və onun yerləşmə dərinliyini müəyyən etmək üçün TSC ölçülmüşdür. Şəkil 3.5.4-də TlInS₂ monokristallarının TSC spektri verilmişdir (nümunənin qızma sürəti $b=0,3K/s$ və kvazistasionar hala gəlməsi və ya tələlərin tam dolma müddəti 3 dəqiqə təşkil etmişdir). TlInS₂-nin TSC spektrində 198K temperaturda pik alınmışdır. Bu pikin yerləşmə dərinliyi $E_t=0,44eV$ -dur.



Şəkil 3.5.4 TlInS₂ monokristallarının TSC spektri verilmişdir (nümunənin qızma sürəti $b=0,3K/S$ və kvazistasionar hala gəlməsi və ya tələnin tam dolma müddəti 3 dəqiqə təşkil etmişdir).

IV FƏSİL

A³B⁶ LAYLI KRİSTALLARIN VƏ ONLARIN ÜÇQAT ANALOQLARININ SABİT VƏ DƏYİŞƏN ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİNƏ γ -ŞÜALARININ TƏSİRİ

Bu fəsildə A³B⁶ laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının elektrofiziki xassələrinə γ -şüalarının təsiri öyrənilib. Laylı kristallar görünən işığa, rentgen, γ -, elektron, İK şüalanmaya və s. həssas olduqlarına görə onlardan elektronikanın müxtəlif sahələrində geniş istifadə etmək aktualdır. Laylı kristalların əsas xüsusiyyətlərindən biri də onların laylara parçalanması zamanı qırılan rabitənin olmamasıdır [20, s. 6-9].

γ -şüaları atom nüvəsinin energetik halının dəyişməsi və ya hissəciklərin anniqilyasiyası zamanı yaranır. Müxtəlif maddələr içində yarımkeçiricilər yüksək enerjili hissəciklərə daha çox həssasdırlar.

Qamma və Rentgen şüaları və onların maddə ilə qarşılıqlı təsiri.

Rentgen və qamma şüaları qısa dalğa uzunluqlu elektromaqnit rəqslərindən ibarətdir. Rentgen və qamma şüaları arasındakı fərq onların alınma üsullarından və ya γ -şüaların dalğa uzunluqlarının (10^{-8} - 10^{-11} sm), rentgen şüalarının dalğa uzunluqlarından ($\sim 10^{-8}$ sm) kiçik olmasından ibarətdir [22, s. 9-11], [20, s. 3-5].

Çox vaxt sadəlik üçün rentgen və γ -şüaları ümumi γ -kvantlar kimi adlandırılır. γ -kvantlar maddədən keçərkən ya maddə ilə heç bir qarşılıqlı təsirdə olmayaraq öz sürətini və istiqamətini dəyişmir, ya da maddə ilə qarşılıqlı təsir zamanı yox olur. γ -kvantlarının maddə ilə qarşılıqlı təsiri zamanı aşağıdakı proseslər baş verə bilər: fotoeffekt, kompton effekti, elektron-pozitron cütünün yaranması, nüvə fotoeffekti. Az enerjili (0,01-0,05 Mev) kvantlar fotoeffekt, orta enerjili (0,5-5 Mev) kvantlar kompton effekti, yüksək enerjili (5 Mev-dən böyük) kvantlar isə elektron-pozitron cütünün yaranması hadisəsini törədir [62, s. 37-52], [65, s. 111-121].

1). **Fotoeffekt** hadisəsi zamanı γ -kvantları maddənin atomları tərəfindən tam udulur. Onun enerjisinin bir hissəsi elektronu atomundan ayırmağa və digər hissəsi isə

elektronların kinetik enerjisinin dəyişməsinə sərf olunur. Bu hadisə fotoeffekt, atomdan qopub ayrılan elektronlar isə fotoelektronlar adlanır.

2). **Kompton effekti** (Kompton səpilməsi) zamanı enerjisi 0,05 Mev-dən çox olan γ -kvantları ilə maddənin qarşılıqlı təsiri zamanı, kvantın enerjisinin bir hissəsi atomun xarici elektron təbəqəsində yerləşən elektron tərəfindən udulur. Digər hissəsi isə səpələn kvantlar tərəfindən aparılır. Bu zaman başlanğıc kvant enerjisi az olan başqa bir kvanta çevrilir və öz istiqamətini dəyişir, enerji udan elektron isə atomdan qopub ayrılır.

3). Əgər γ - kvantlar atomun nüvəsi ilə qarşılaşarsa, onda onlar **elektron-pozitron cütünə** çevrilir və ya γ -şüalarının enerjisi yaranan elektron-pozitron cütlüyünün sükunət enerjisinin cəmindən $2m_0c=1,02$ MeV böyükdürsə, onda elektron-pozitron cütlüyü yaranır. Buradakı m_0 - elektronun sükunət kütləsi, c - işığın vakuumdakı sürətidir. Enerji ilə kütlənin arasındakı əlaqəni göstərən $E=mc^2$ bərabərliyinə əsasən elektron və pozitronun kütlələrinə uyğun gələn enerji 0,51 Mev-ə bərabərdir. Ona görə də elektron cütünün yaranması üçün kvantın enerjisi 1,02 MeV-dən az olmamalıdır.

Əgər kvant enerjisi atomun nüvəsindəki zərrəciklərin rabitə enerjisindən böyük olarsa, onda belə kvant nüvə ilə qarşılıqlı təsiri zamanı oradan proton, neytron və hətta 2-zərrəcik qoparıb çıxara bilər. Bu hadisə foton effekti adlanır.

Yüksək enerjili neytronlar maddədən keçərkən maddənin təşkil olunduğu atom nüvələri ilə toqquşur və bu zaman neytronların enerjisi nüvəyə verilir. Toqquşma zamanı neytron nüvədən protonu, element yüngül olarsa hətta nüvəni bütünlüklə atomdan çıxara bilər. Ardıcıl bir neçə toqquşmadan sonra neytronun sürəti (enerjisi) azalır və nüvələrin biri tərəfindən tutulub saxlanılır. Toqquşma zamanı nüvədən çıxarılmış protonlar və atomdan bütünlükdə çıxarılmış nüvələr öz hərəkətləri zamanı ionlaşma və həyəcanlanma proseslərini törədir.

Klassik mexanikanın qanunlarına əsasən maddədən neytronlar keçərkən ən böyük enerji keçidi o zaman baş verir ki, neytronlar öz kütlələrinə yaxın kütlə ilə toqquşsun. Məhz buna görə də neytronların ən böyük enerji itkisi özündə çoxlu miqdarda hidrogen nüvələri saxlayan mühitdən keçidi zamanı baş verir.

Beləliklə, ionlaşma və həyəcanlanma mexanizmlərinə görə ionlaşdırıcı hissələri iki qrupa ayırmaq olur:

- a) maddənin atom və molekullarını bilavasitə ionlaşdıran hissəciklər
- b) atom və molekulları dolayı yolla ionlaşdıran yüksüz hissəciklər-kvantlar və neytronlar.

Birinci qrup zərrəciklərin enerjilərinin əsas hissəsi bilavasitə atom və molekulun toplanmasına və həyəcanlanmasına sərf olunur. İkinci qrup zərrəciklərin enerjiləri isə atomdan elementar zərrəciklərin çıxarılmasına və çıxarılmış zərrəciklərin kinetik enerji şəklində cəmləşməsinə sərf olunur. Atomdan çıxarılmış yüklü zərrəciklər birinci qrup hissəciklər kimi öz enerjilərini başqa atom və molekulların ionlaşmasına və həyəcanlanmasına sərf edir.

Neytral atomlarda elektronları atomundan qoparmaq üçün minimal ionlaşma enerjisi 3,89 eV-dan 24,6 eV-a qədər dəyişir.

Laylı yarımkeçiricilər şüalandıqda ilk dəfə yaranan radiasiya defektləri.

Bərk cisimləri şüalandırdıqda defektlərin əmələ gəlməsi bərk cisimlər fizikasının əsas problemlərindəndir. Göstərilən modellərə əsasən kristal qəfəsdə hər bir atom müəyyən potensial çuxurda yerləşir. Deyilənlər kimi atomu bu çuxurdan o zaman ayırmaq olar ki, hissəciklər tərəfindən ona verilən enerji potensial çuxurun yerləşmə dərinliyindən çox olsun. Bu enerjiyə sərhəd enerjisi deyilir. Konna görə sərhəd enerjisi düyünlərdə atomların yerləşməsinə və atomun dörd əlaqəsinin dağılmasına bərabər olan enerjidir. Müxtəlif maddələr üçün onun ədədi qiyməti müxtəlif olur. Germanium üçün bu qiymət 7-15eV arası dəyişir. Ancaq digər hesablamalarda isə bu qiymət göstərilən element üçün 15,7 eV alınıb. Bu fərq laylı kristallardakı oriyentasiyaların seçilməsi ilə əlaqədardır [21, s. 613; s.617], [47, s. 90-92], [94, s. 36-46], [149, s. 77-79], [176, s. 19-20].

Bunların tətbiqinin geniş olması ilə əlaqədar olaraq şüalanmış yarımkeçiricilərdə sadalanan ardıcıl prosesslər öyrənilir. Təcrübi tədqiqatlar göstərir ki, monokristallar ionlaşdırıcı şüalarla şüalandırıldıqda bütün hallarda həm donor, həm də akseptor mərkəzləri yaranır. Radiasiya defetlərinin əmələ gəlməsi kimyəvi aşqarın konsentrasiyasından, maddənin özünün ilkin defeklərindən, tarazlıqda olan

yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından və s. asılıdır. Bütün bu amillər sistemin radiasiya qüsurlarının energetik səviyyələrini müəyyən edir. Şüalanma nəticəsində əlavə atom defektlərinin yaranması bir çox materialın fiziki-kimyəvi xassələrinin dəyişməsinə səbəb olur.

Bu səbəblərdən də bu fəsildə sabit və dəyişən elektrik sahəsində A^3B^6 laylı birləşmələrin və onların üçqat analoqlarının elektrofiziki xassələrinə γ -şüalarının təsiri öyrənilib. Radiasiya şüalarının A^3B^6 laylı birləşmələrinə və onların üçqat analoqlarına təsirinin mükəmməl öyrənilməsi hələ başlanğıc mərhələdədir. Bütün bu təcrübi nəticələrin sistematik olaraq, öyrənilməsi kristalların fiziki xassələrinin izahı eləcə də bu dəyişmələr haqqında əvvəlcədən bəzi məlumatlar verilməsinə imkan verir. Bərk cisimlərin radiasiya nəzəriyyəsinə görə kristallar şüalanan zaman onların atom qəfələrinin düyünlərində atomların vakansiyası yaranır. Bu cür radiasiya defektləri Frenkel defektləri adlanır. İkinci fərziyyədə ionlaşdırıcı şüaların enerjisi kristal atomunu kristal qəfəsin düyünlərindən ayıraraq düyünlərarası vəziyyətə gətirir. Kristallarda radiasiya defektlərinin səviyyələrinin energetik vəziyyətlərini təyin etmək üçün müxtəlif metodlardan istifadə edilir. Bu proseslər fotokeçiricilikdə aşqarların səpilmə spektrinin, fotolyuminisensiyasının və Holl effektinin temperatur asılılığını tədqiq etməklə öyrənilir.

Beləliklə də hazırda binar birləşmələrdə məxsusi defektlərin təbiətinin iki halı mövcuddur ki, bu modellərin köməyi ilə bir çox eksperimentlər izah olunur. Ancaq bütün bunlara baxmayaraq bu metodların da öz çətinlikləri var. [20, s. 27]–də göstərilir ki, bu nəzəriyyəni inkişaf etdirmək lazımdır. Atomlar arasında əlaqə enerjisinin, yükdaşıyıcıların və ionlaşdırıcı defektlərin enerjisini dəqiq əsaslandırılması nəzərə alınmalıdır.

p-n InSe laylı düzləndiricilərinin elektrik və fotoelektrik xassələrinə qamma-neytron şüalanmasının (effektiv enerjisi $E_{ef}=8\text{MeV}$ olan və dozası $10^{12}-10^{13}$ eI/sm² təsiri öyrənilmişdir [210, s.254-258]. Göstərilmişdir ki, dozanın maksimal qiymətində onun VAX-1 yaxşılaşır. Onu da qeyd etməliyik ki, konturda fotocavabın spektrinin dəyişməsi ümumilikdə müəyyən olunmayıb. Alınan nəticələrə əsasən bu

fotodiodlardan müxtəlif növ radiasiyaya davamlı fotodetektorların hazırlanmasında istifadə oluna bilər.

Öz-özünə kompensasiya [32, s. 1505-1527]. Yarımkəçiricilərin aşqarlanması sahəsindəki fundamental tədqiqatların aparılması bərk cisimlər elektronikasının inkişafında böyük rol oynayır. Geniş qadağan zonalı yarımkəçiricilərdə nəzarət olunmayan aşqarlar var. Əlavə olunan aşqarların konsentrasiyası əsas konsentrasiyadan az olarsa, öz-özünə kompensasiya gedir və Fermi səviyyəsinin yeri stimullaşır. Geniş qadağan zonaya malik olan binar yarımkəçiricilərin aşqarlanmasındakı çətinliklər bu kristalların bircins alınmasına maneçilik törədir. Bu işdə təcrübədən alınmış nəticələri izah etmək üçün amorf yarımkəçiricilərdə baş verən öz-özünə kompensasiya hadisəsindən istifadə edilməsinin zəruriliyi göstərilmişdir. Öz-özünə kompensasiyanın ölçüsü n/N_D və ya p/N_p nisbətləri olaraq qəbul edilib. Burada $T=300K$ temperaturunda N_D və N_p donor və akseptor aşqarlarının konsentrasiyası, n və p isə yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarıdır. Müxtəlif aşqarlar üçün $A^{II}B^{VI}$ qrupuna daxil olan kristallarda bu nisbət 10^{-3} - 10^{-8} intervalında dəyişir. Belə fərz olunur ki, öz-özünə kompensasiya kristal qəfəsin məxsusi defektlərinin əmələ gətirdiyi donor və akseptor səviyyələrinin hesabına yaranır. Öz-özünə kompensasiya başqa yarımkəçiriciləri də əhatə edə bilər. Öz-özünə kompensasiya Fermi səviyyəsinin yerdəyişməsinə stimullaşdırır.

Dəmlənmənin radiasiya defektlərinə təsiri. Şüalanma zamanı yaranan defektlərin təbiətini izah etmək üçün dəmlənmə prosesini tədqiq etmək lazımdır. Bu prosesdə yaranan əlavə defektlər ortadan çıxır. Bu prosesin öyrənilməsi defekt dəmlənmələrinin aktivləşmə enerjiləri və onlar arasında müxtəlif reaksiyaların kinetikasından informasiya verir. Əlavə defektlər rekombinasiya və biri digərini kompensasiya etməsi vaxtı yox olur. Əgər iki tip defekt olarsa, onda onlardan biri digərini yox edir və rekombinasiya baş verir. Dəmlənmə zamanı belə proseslərə diünlərarasında atomun və vakansiyanın anniqilyasiyası baş verir [144, s. 373; s.375].

Yüksək enerjili hissəciklərlə şüalanan zaman yarımkəçiricilərə daxil edilən defektlər (əvvəlcə nöqtəvi defektlər və onların kompleksləri dağınıq sahə yaradır)

tablama prosesində mürəkkəbləşir.

Elektronikanın inkişafı yeni maddələr tələb etdiyindən göstərilən kristallarda γ -kvantları ilə süalanmanın təsirindən alınan fiziki proseslər böyük maraq kəsb edir.

77-300K temperatur intervalında elektrikkeçiriciliyinin, Holl əmsalının, əsas yükdaşıyıcıların yürüklüyünün və xüsusi müqavimətin temperatur asılılığı öyrənilmişdir [149, s. 64; s.67], [150, s. 1-4]. Göstərilmişdir ki, A^3B^6 qrupuna daxil olan laylı monokristalların qadağan zonaları lokal səviyyələrlə dolmuşdur. Onun fiziki parametrlərini xüsusi seçilmiş aşqar və ya digər struktur defektləri yaratmaqla idarə etmək olar. Müəyyən olunmuşdur ki, şüalanma (γ -kvantları və elektronlarla) 0,065-0,2eV intervalında akseptor səviyyələri, həmçinin neytronlarla şüalandıqda $E_a \sim 0,33-0,4eV$ olan dərin səviyyələr yaranır. Kiçik dozalı şüalanmada Holl əmsalı və əsas yükdaşıyıcıların (deşiklərin) yürüklükləri azalır, məxsusi müqavimət isə təxminən dəyişmir və 25 MeV elektron seli ilə şüalandırıldıqda bir kiçik dəyişmə olur.

Eyni zamanda ionlaşdırıcı şüaların yaratdığı radiasiya defektlərinin dəmlənməsi öyrənilmişdir.

Bir çox yarımkeçiricilərin fiziki xassələri onların təbiətindən, qadağan olunmuş zonalarında yerləşən lokal səviyyələrdən və s. asılıdır. Yarımkeçiricilərdə VAX-1 və TSC-ni tədqiq etməklə yüksəkmüqavimətli material haqqında bir çox lazımlı məlumatlar əldə etmək olar.

Müəlliflər 300K temperaturda GaS monokristallarının elektrofiziki xassələrinə γ -şüalarının təsirini öyrənmiş və belə nəticəyə gəlmişlər ki, monokristalları γ -şüaları ilə şüalandırıldıqda donor və akseptor tipli radiasiya defektləri yaranır. Bunların təsiri şüalanma dozasından və ilkin materialın mükəmməlliyindən asılıdır. Nümunə şüalandırıldıqda,deşiklərin konsentrasiyasının azalmasına səbəb kiçik dozalarda (30–50krad) ilkin nümunələrdəki, akseptor səviyyələri kompensasiya olunur.

[23, s. 164-165; s.168]-cü işlərdə göstərilmişdir ki, kiçik dozalarda şüalanmada (10^6 rad) γ -kvantları ilə şüalanma GaSe-nin məxsusi struktur defektləri olan və hətta şüalandırılmamış kristallarda mövcud olan mərkəzlərin rekombinasiya şüalanmasının ehtimalını artırır. Böyük dozalı şüalanmada isə şüalar mürəkkəb

komplekslərin yaranmasına gətirir və şüalanmayan mərkəzlər yaradır. Prosesin müxtəlif nümunələrdə özünü müxtəlif cür aparması prosesin konkuqrentliyini göstərir.

Laylı InSe kristallarının elektrik xassələri güclü anizotropiyaya malikdir. Temperatur aşağı düşdükcə, anizotropuluq $N = \sigma_{\perp c} / \sigma_{\parallel c}$ artır və 80 K temperaturda 10^5 olur. Müəyyən edilmişdir ki, elektrik xassələrinin anizotropiyasına səbəb daşıyıcıların laylar arasındakı həddi keçməsinə bağlı çətinlikdir [107, s.15], [138, s. 1921-1923].

TlInS₂ monokristallarının sabit elektrik sahəsində elektrikkeçiriciliyinin və dielektrik xassələrinin temperatur asılılığı öyrənilmişdir [148, s. 77-79], [202, s. 1665-1666; s.1669], [203, s. 1067-1069], [234, s. 581-582; s.584]. Müəyyən edilmişdir ki, γ -kvantları ilə şüalanmanın kiçik dozalarında T_c dəyişikliyə məruz qalmasına baxmayaraq, şüalanma dozası artdıqca, bu dəyişiklik tədricən aradan qalxır və şüalanma dozası $D_\gamma = 10^8$ rad olduqda bu fərq nəzərə alınmayacaq qədər kiçik olur. Ehtimal olunur ki, dayanıqlı relaksor halında qadağan zolağın elektron səviyyələrindən yüklərin köçürülməsi tunelləşmə ilə baş verir.

γ -şüalarının heksaqonal modifikasiyaya malik TlInS₂ monokristallarının VAX-na və elektrikkeçiriciliyinə təsiri öyrənilmişdir [172, s. 2140-2141; s.2143], [179, s. 38-41].

TlInS₂ monokristallarının fiziki xassələri xarici təsirlərə qarşı həssasdır: sabit və dəyişən elektrik sahələrinə TlInS₂ monokristallarının fiziki xassələrini, elektromaqnit və rentgen şüalarının görünən diapazonunda metal ionları ilə interkalyasiya etməklə də idarə etmək olar.

[147, s. 31-34]-də heksaqonal modifikasiyalı TlInS₂ monokristallarının VAX və elektrikkeçiriciliyinə γ -şüalanmanın təsiri öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, şüalanmanın təsiri ilə heksaqonal modifikasiyalı TlInS₂ monokristallarında ionlaşma enerjisi 0,35-0,44 eV olan donor tip defektlər yaranır və şüalanma dozası artdıqca konsentrasiya artır. Yeni tip defektlərin əmələ gəlməsi şüalanma nəticəsində kristalda termik dislokasiyanın əmələ gəlməsi və ya ilkin defektlərin yenidən yüklənməsi hesabınadır.

Şüalanmamış və γ -kvantları ilə şüalanmış TlInS₂ monokristallarında Fermi

səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığı, defekt mərkəzlərinin lokallaşma radiusu, sıçrayışların orta məsafəsi müəyyən edilmişdir. Göstərilmişdir ki, şüalanmamış və γ -kvantları ilə şüalanmış TlInS_2 monokristallarının parametrlərinin dəyişikliyinə səbəb onun şüalanmasıdır [202, s. 1665-1666; s. 1669].

γ -şüalarla şüalanmış $\text{TlInS}_2\langle\text{Cr}\rangle$ kristallarının dəyişən elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyi $\sigma(T)$ tədqiq edilmişdir [201, s. 37-38; s.40]. Göstərilmişdir ki, şüalanma dozəsindən asılı olaraq, aktivasiya enerjisi, radiasiya defektlərinin konsentrasiyası, sıçrayışın uzunluğu, tələ hallarının enerjisi, Foqel-Fulçer (T_f) və Berns (T_d) temperaturları dəyişikliyə məruz qalır. Həmçinin göstərilmişdir ki, $1\text{kHz}\div 1\text{MHz}$ tezlik intervalında elektrik keçiriciliyi $\sim f^{0,8}$ qanununa tabe olur.

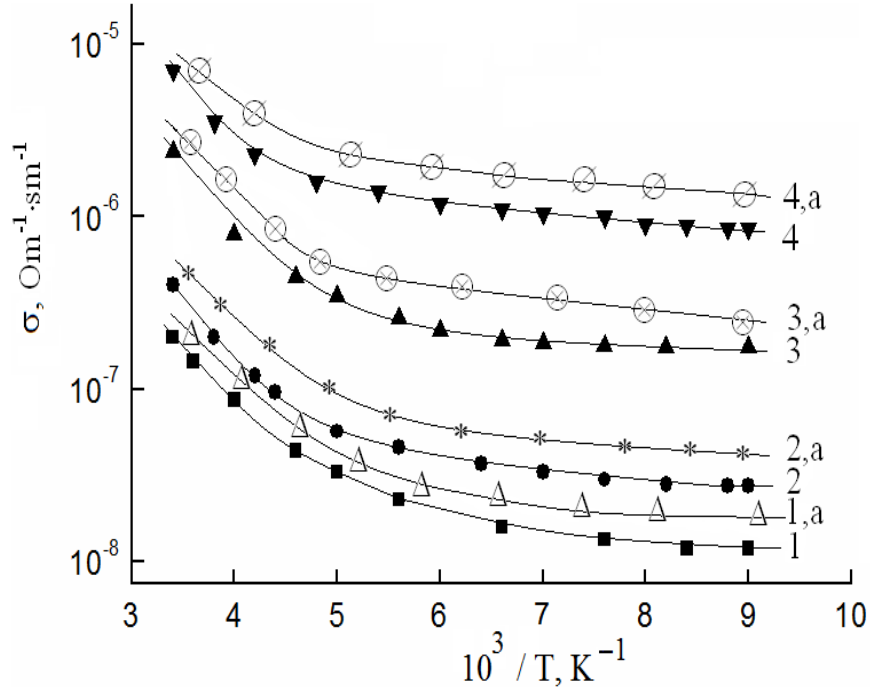
[17, s.16]-dən məlumdur ki, γ -şüalarının təsiri nəticəsində kristallarda lokal dəyişmələr baş verir. Kristalın quruluşunda, atomların aldığı enerji hesabına müəyyən defektlər yaranır və qəfəsin istilik rəqsləri intensivləşir. Kristalın daxilində yaranan bu cür dəyişkənliklər isə öz növbəsində kristalın fiziki xassələrinin dəyişməsinə səbəb olur. Bu baxımdan aşqarlanmış yarımkəçirici seqnetoelektrik TlGaSe_2 birləşməsinin dielektrik və elektrik xassələrinə γ -şüalarının təsiri öyrənilmişdir. Belə birləşmələrin praktikada istifadəsi texnikanın müxtəlif sahələrində tətbiqinə imkanlar açır. Tədqiqatlar nəticəsində γ -şüalarının təsiri nəticəsində TlGaSe_2 birləşməsində dielektrik, polyarizasiya, piroelektrik və elektrik xassələrin tədqiqi nəticəsində alınan nəticələr göstərilmişdir. Müəyyən temperatur oblastında TlGaSe_2 birləşməsində dielektrik nüfuzluğunun $\varepsilon(T)$ temperatur asılılığı güclü yayılır. TlGaSe_2 birləşməsində dielektrik nüfuzluğunun temperatur asılılığının yayımlılığı onunla bağlıdır ki, lokallaşmış yüklər lokal elektrik sahəsi yaradır və bununla induksiya olunmuş polyarizasiyanın yaranmasını şərtləndirirlər. Göstərilib ki, TlGaSe_2 birləşməsində yaranan temperatur oblastında relaksorlara aid xüsusiyyətlər özünü büruzə verir. Müəyyən olunmuşdur ki, 400 və 600 Mrad dozalarda γ -şüaları ilə şüalandırılmış TlGaSe_2 birləşməsinin dəyişən elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyinin $s\sim f(w)$ tezlikdən asılılığı $10^3\text{-}10^6$ Hz tezlik oblastında $s\sim w^{0,8}$ qanununa tabe olur.

γ -kvantları ilə şüalanmış TlGaS₂ monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin və dielektrik nüfuzluğunun tezliyin 0,1; 1; 10 kHs; 1 MHs və temperaturun 200-370K intervalında temperatur asılılığı tədqiq olunmuşdur [237, s. 68-70]. Müəyyən edilmişdir ki, TlGaS₂ monokristallarını $D_{\gamma}=10$ Mrad doza ilə şüalandırdıqda öyrənilən bütün tezliklərdə elektrikkeçiriciliyinin qiyməti artır. Monokristalları 1 Mrad doza ilə şüalandırdıqda dielektrik nüfuzluğu tezliyin 10 kHs və 1kHs qiymətlərində artır, dozanın sonrakı toplanmasında hər iki kəmiyyətin elektrikkeçiriciliyinin və dielektrik nüfuzluğunun qiyməti azalır.

Yuxarıda göstərilən ədəbiyyatların analizi göstərir ki, müxtəlif işlərdə sabit və dəyişən elektrik sahəsində bu kristalların sıçrayışlı keçiriciliyinə və dielektrik əmsallarının temperatur asılılığına γ -kvantlarının təsiri qeyri ardıcıl olaraq öyrənilsə də, eyni kristalların sabit və dəyişən elektrik sahəsində sıçrayışlı keçiriciliyinin elektrik parametrlərinin və dielektrik əmsallarının tezlik asılılığına γ -kvantlarının təsiri ardıcıl surətdə öyrənilməmişdir.

4.1. p-GaSe və p-GaSe <Tl> monokristallarında sabit elektrik sahəsində halların parametrlərinə γ -şüalarının təsiri

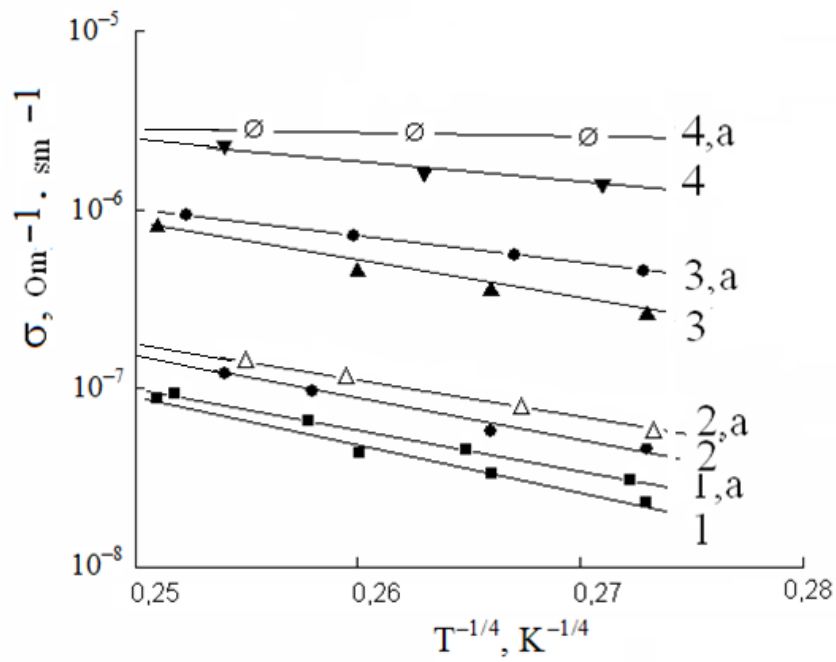
Məqsəd sabit elektrik sahəsində və 111-294K temperatur intervalında p-GaSe, p-GaSe+1at.%Tl, p-GaSe+2 at.%Tl və p-GaSe+2,5 at.%Tl monokristallarında lokal halların parametrlərinə, elektrikkeçiriciliyinin mexanizminə γ -şüalarının təsirini müəyyən etmək və qadağan zonalarında yerləşən lokal halların parametrlərini təyin etməkdən ibarətdir. Şəkil 4.1.1-də 111-294K temperatur intervalında şüalanmamış və γ -kvantları ilə şüalanmış p-GaSe, p-GaSe +1at.%Tl, p- GaSe+2at.%Tl və p-GaSe+ 2,5at.%Tl monokristallarının sabit elektrik sahəsində elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı göstərilmişdir. Təcrübədən alınmış nəticələri müqayisəli şəkildə izah etmək üçün bütün tədqiqatlar şüalanmadan əvvəl və γ -şüalanmadan sonra aparılmışdır. Əvvəlcə şüalanmamış sonra isə 100krad doza ilə şüalanmış nümunələrin elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı yarımlogorifmik miqyasda qurulmuşdur. Şəkildən görünür ki, həm aşqarlanmamış,



Şəkil 4.1.1 Müxtəlif faizli <Tl> atomları ilə aşqarlanmış p-GaSe monokristallarının omik keçiriciliyinin temperatur asılılığı: Şüalanmamış Tl 0(1), 1(2), 2(3), 2,5 at. % (4) və $D\gamma=100$ krad doza ilə şüalanmış Tl 0(1,a), 1(2,a), 2(3,a), 2,5 at. % (4,a).

həm də müxtəlif faizli <Tl> atomları ilə aşqarlanmış monokristallarda şüalanma dozası artdıqca, elektrikkeçiriciliyinin qiyməti (γ -şüalarının $D\gamma=100\text{krad}$ dozalarında) artır. Eyni zamanda temperatur azaldıqca, elektrikkeçiriciliyi azalır və yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisi də azalır. Bu digər aşqar əlavə etdikdə də eyni cür olur [165, s. 384-385; s.387], [166, s. 2-3; s. 9], [264, s. 605-607]. Bu tip keçiricilik üçün Mottun sıçrayışlı keçiricilik nəzəriyyəsinə görə $\sigma\sim(T^{-1/4})$ asılılığı qurulur (şəkil 4.1.2). Burada elektrikkeçiriciliyi temperaturdan asılı olaraq müəyyən mayilliklə düz xətt verir. Bu o deməkdir ki, $T<250\text{K}$ temperaturlarda şüalanmamış və şüalanmış, həm də aşqarlanmamış və müxtəlif faizli <Tl> atomları ilə aşqarlanmış p-GaSe monokristallarının qadağan zonalarında yerləşən Fermi səviyyəsi yaxınlığında iki qonşu LS arasında dəyişən addımlı sıçrayışlı keçiricilik mexanizmi mövcuddur. Şəkil 4.1.2-dən görüldüyü kimi $T<167\text{K}$ temperaturlarda isə bu şüalanmamış və şüalanmış həm də bütün tərkiblər üçün nümunələrin elektrikkeçiriciliyinin temperaturdan asılılıqları azalır. $T<167\text{K}$ temperaturlarda bu nümunələrin elektrikkeçiriciliyi temperaturdan çox zəif asılı olur, yəni aktivləşmə enerjisi sıfıra yaxınlaşır ki, bu da aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiriciliyin baş verməsini göstərir.

Şəkil 4.1.1 və şəkil 4.1.2-yə əsasən sıçrayışlı keçiricilik nəzəriyyəsindən müqayisəli şəkildə (şüalanmaya qədər və şüalanmadan sonra) istifadə edərək, lokal halların elektrik parametrləri təyin edilmişdir. Məlumdur ki, həm GaSe, həm də p-GaSe+1at.%Tl, p-GaSe+2 at.% Tl və p-GaSe+2,5 at.%Tl monokristalları p-tip nümunələrdir. Sabit elektrik sahəsində şüalanmamış və γ -kvantları ilə şüalanmış p-GaSe, p-GaSe+1at.%Tl, p-GaSe+2at.Tl və p-GaSe +2,5 at. % Tl monokristallarının qadağan zonalarında yerləşən Fermi səviyyəsi ətrafında lokal halların elektrik parametrləri müəyyən edilmiş və cədvəl 4.1.1-də GaSe+2at.%Tl və p-GaSe+ 2,5at.%Tl monokristallarının sabit elektrik sahəsində elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı göstərilmişdir. Təcrübədən alınmış nəticələri müqayisəli şəkildə izah etmək üçün bütün tədqiqatlar şüalanmadan əvvəl və γ -şüalanmadan sonra aparılmışdır. Əvvəlcə şüalanmamış sonra isə 100krad doza ilə şüalanmış nümunələrin elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı yarımlogarifmik miqyasda qurulmuşdur.



Şəkil 4.1.2 p-GaSe<TI> monokristallarının aşağı temperaturda elektrikkeçiriciliyinin $T^{-1/4}$ –dən asılılığı: Şüalanmamış TI 0(1), 1(2), 2(3), 2,5 at. % (4) və $D\gamma=100$ krad doza ilə şüalanmış TI 0(1,a), 1(2,a), 2(3,a), 2,5 at. % (4,a).

Sabit elektrik sahəsində şüalanmamış və γ -kvantları ilə şüalanmış p-GaSe, p-GaSe +1 at.% Tl, p-GaSe+2 at.% Tl və p-GaSe+2,5 at. % Tl monokristallarının elektrik ölçülərindən alınan lokal halların parametrləri

N	Monokristal	$D\gamma$, krad	T_0 , K	N_F , $eV^{-1}\cdot sm^{-3}$	R_{or} , Å	ΔE , eV	N_t , sm^{-3}
1	2	3	4	5	6	7	8
1	p-GaSe	0	$1,36\cdot 10^7$	$3,47\cdot 10^{17}$	205,236	0,159	$5,5\cdot 10^{16}$
2		100	$5,25\cdot 10^6$	$8,146\cdot 10^{17}$	165,787	0,128	$1,4\cdot 10^{16}$
3	p-GaSe+1 at. % Tl	0	$5,92\cdot 10^6$	$7,999\cdot 10^{17}$	168,208	0,125	$1\cdot 10^{17}$
4		100	$5,43\cdot 10^6$	$8,74\cdot 10^{17}$	164,558	0,122	$1,1\cdot 10^{17}$
5	p-GaSe+2at. % Tl	0	$4,74\cdot 10^6$	$9,98\cdot 10^{17}$	157,588	0,122	$1,3\cdot 10^{17}$
6		100	$3,91\cdot 10^5$	$1,21\cdot 10^{19}$	85,2797	0,066	$7,7\cdot 10^{17}$
7	p-GaSe +2,5 at. % Tl	0	$4,74\cdot 10^5$	$1\cdot 10^{19}$	89,4595	0,067	$6,7\cdot 10^{19}$
8		100	$5,78\cdot 10^3$	$8,185\cdot 10^{20}$	29,44	0,028	$1,9\cdot 10^{19}$

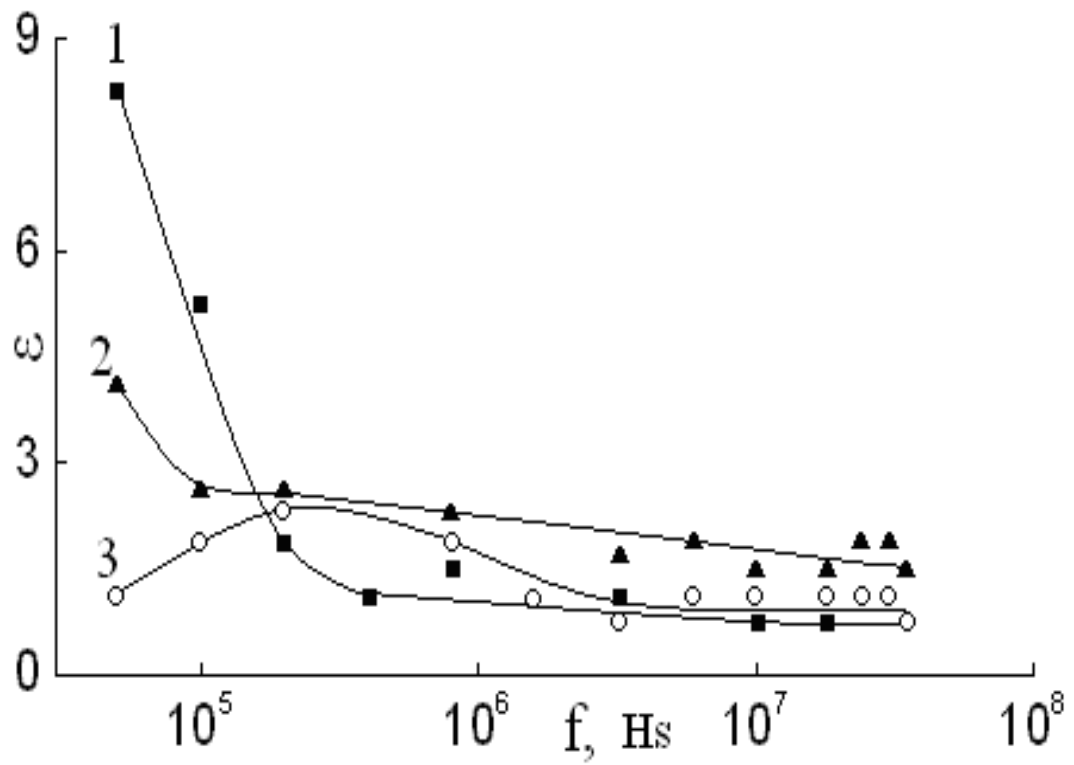
Şəkildən görünür ki, həm aşqarlanmamış, həm də müxtəlif faizli <Tl> atomları ilə aşqarlanmış monokristallarda şüalanma dozası artdıqca, elektrikkeçiriciliyinin qiyməti (γ -şüalarının $D\gamma=100$ krad dozalarında) artır. Eyni zamanda temperatur azaldıqca, elektrikkeçiriciliyi azalır və yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisi də azalır. Bu digər aşqar əlavə etdikdə də eyni cür olur [165, s. 384-385; s.387], [166, s. 2-3; s. 9], [264, s.605-607]. Bu tip keçiricilik üçün Mottun sıçrayışlı keçiricilik nəzəriyyəsinə görə $\sigma\sim(T^{-1/4})$ asılılığı qurulur (şəkil 4.1.2). Burada elektrikkeçiriciliyi temperaturdan asılı olaraq müəyyən meyilliklə düz xətt verir. Bu o deməkdir ki, $T<250K$ temperaturlarda şüalanmamış və şüalanmış, həm də aşqarlanmamış və müxtəlif faizli <Tl> atomları ilə aşqarlanmış p-GaSe monokristallarının qadağan zonalarında yerləşən Fermi səviyyəsi yaxınlığında iki qonşu LS arasında dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiricilik mexanizmi mövcuddur. Şəkil 4.1.2-dən görüldüyü kimi $T<167K$ temperaturlarda isə bu şüalanmamış və şüalanmış həm də bütün

tərkiblər üçün nümunələrin elektrikkeçiriciliyi temperaturdan asılı olaraq zəifləyir, yəni aktivləşmə enerjisi sıfıra yaxınlaşır ki, bu da aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiriciliyin baş verməsini göstərir. Cədvəldən görüldüyü kimi γ -şüalarının nümunələrin materiallarından asılı olaraq, təsiri də müxtəlif olur. γ -şüalarının təsiri p-GaSe monokristallarının qadağan zonalarında yerləşən LS-lərin parametrlərinin dəyişməsinə də təsir göstərir.

Beləliklə də, həm p-GaSe, həm də p-GaSe+1 at.% Tl, p-GaSe+2 at.% Tl və p-GaSe+2,5at.% Tl monokristallarının qadağan zonalarında yüksək konsentrasiyaya malik lokal halların əmələ gəlməsinə səbəb onların aşqarlanması və γ -kvantları ilə şüalanmasıdır ki, nəticədə elektrikkeçiriciliyi və Fermi səviyyəsi yaxınlığındakı hal sıxlığı artır, həmçinin sıçrayışların orta məsafəsi və aktivləşmə enerjisi azalır, eyni zamanda lokal halların energetik daralmasına baş verir. Şüalanmamış p-GaSe, p-GaSe<1at.% Tl>, p-GaSe<2at.% Tl> və p-GaSe <2,5 at.% Tl> monokristallarının sabit elektrik sahəsində lokal halların parametrləri II fəsilin 2.I paragrafında alınan nəticələrlə və digər alimlər tərəfindən aparılan elmi tədqiqat işlərinin nəticələri ilə uyğunluq təşkil edir [21, s. 613-614; s.617], [23, s. 164-168], [162, s. 619- 621], [173, s. 1040-1043], [264, s. s. 605-607], [269, s. 11-14], [273, s. 180-181], [288, s. 432-438].

4.2. p-GaSe monokristallarının dəyişən elektrik sahəsində dielektrik xassələrinə və elektrikkeçiriciliyinə γ -şüalarının təsiri

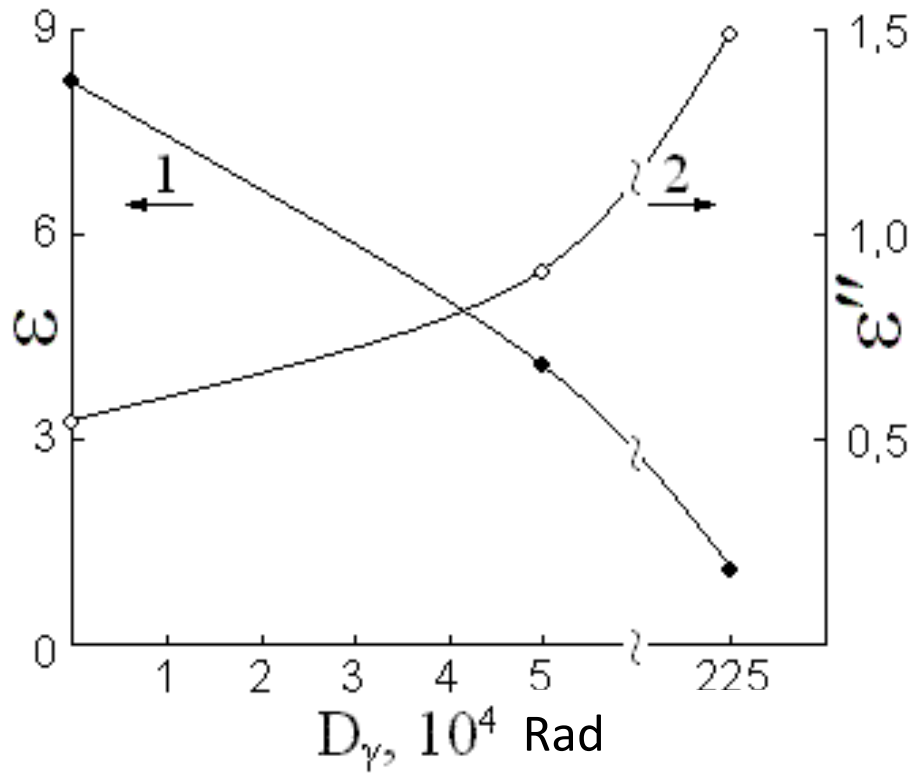
İşin məqsədi dəyişən elektrik sahəsində γ -kvantları ilə şüalanmanın p-GaSe monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin mexanizmini və dielektrik əmsalları tezlik asılılığına təsirini müəyyənləşdirməkdir. I fəsilin 1.1-ci paragrafında ölçü üçün monokristalların alınması və nümunələrin hazırlanması göstərilmişdir. Şəkil 4.2.1-dən görüldüyü kimi 300K temperaturunda əvvəlcə şüalanmamış sonra isə uyğun olaraq, şüalanma dozası $5 \cdot 10^4$ və $2,25 \cdot 10^6$ krad olan γ -kvantları ilə şüalanmış nümunələrin



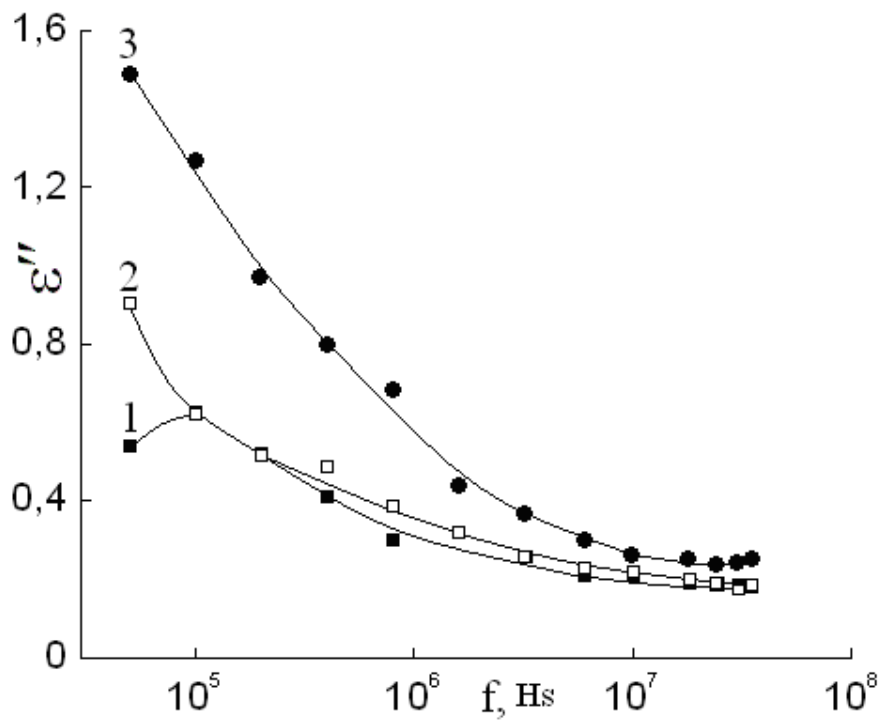
Şəkil 4.2.1 GaSe monokristallarının dielektrik nüfuzluğunun tezlikdən asılılığı şüalanmamış (1-ci əyri) və γ -kvantları ilə şüalanmış. Uyğun olaraq şüalanma dozası D_γ , rad: 2 – $5 \cdot 10^4$; 3 – $2.25 \cdot 10^6$.

dielektrik nüfuzluğunun $f=5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında tezlikdən asılılığı öyrənilmişdir. Şəkildən göründüyü kimi $5 \cdot 10^4 - 4 \cdot 10^5$ Hs tezlik intervalında şüalanmamış GaSe nümunəsində tezlik artdıqca, dielektrik nüfuzluğunun qiyməti 8 dəfə azalır, sonra $f = 3,5 \cdot 10^7$ Hs-ə kimi təxminən heç bir dəyişiklik baş vermir. Şüalanma dozası $5 \cdot 10^4$ və $2,25 \cdot 10^6$ krad olan γ -kvantları ilə şüalanmış nümunələrin dielektrik nüfuzluğunda $5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında nəzərəcarpacaq dərəcədə dispersiya qeydə alınmamışdır. Monokristalları hər dəfə şüalandırdıqda doza əvvəlki doza ilə toplanır. GaSe monokristallarında tezliyin artması ilə dielektrik nüfuzluğunun monoton olaraq, azalması relaksasiya dispersiyasının olduğunu göstərir. Nisbətən böyük tezliklərdə $f > 3,2 \cdot 10^6$ Hs şüalanma dozası $5 \cdot 10^4$ və $2,25 \cdot 10^6$ krad olan γ -kvantları ilə şüalanmış nümunələrin dielektrik nüfuzluğu tezlik artdıqca, dəyişmir. Aşağı tezliklərdə şüalanma dozası toplandıqca, dielektrik nüfuzluğu azalır. Şəkil 4.2.2-də tezliyin $f=5 \cdot 10^4$ Hs qiymətində GaSe monokristallarında dielektrik nüfuzluğunun doza asılılığı verilmişdir, şəkilin 1-ci əyrisi. Şəkil 4.2.2-dən görünür ki, γ -şüalanmanın maksimal dozasında GaSe monokristallarının dielektrik nüfuzluğu təxminən 8 dəfə azalmışdır. Tezlik artdıqca, ϵ -nin D_γ -dən asılılığı azalır və yüksək tezliklərdə $f > 3,2 \cdot 10^6$ Hs-də heç bir dəyişiklik baş vermir. Başqa sözlə $f > 3,2 \cdot 10^6$ Hs tezliklərdə GaSe monokristallarının dielektrik nüfuzluğu nə tezlikdən, nə də γ -şüalanma dozasından asılı olur. Həmçinin müxtəlif şüalanma dozasında GaSe monokristallarının kompleks dielektrik nüfuzluğunun xəyalı hissəsinin tezlik asılılığı öyrənilmişdir. Şəkil 4.2.2-dən görünür ki, dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsindən fərqli olaraq, xəyalı hissəsi öyrənilən bütün tezlik intervalında γ -kvantları ilə şüalanma dozası artdıqca, artır və daha kəskin dispersiyaya malik olur. GaSe monokristallarının $\epsilon''(D_\gamma)$ doza asılılığı şəkil 4.2.2, əyri 2-də göstərilmişdir. Şəkil 4.2.3-də ϵ'' $5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında asılılığı göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki, şüalanma dozası artdıqca ϵ'' artır. Həmçinin tezlik artdıqca ϵ'' monoton olaraq azalır.

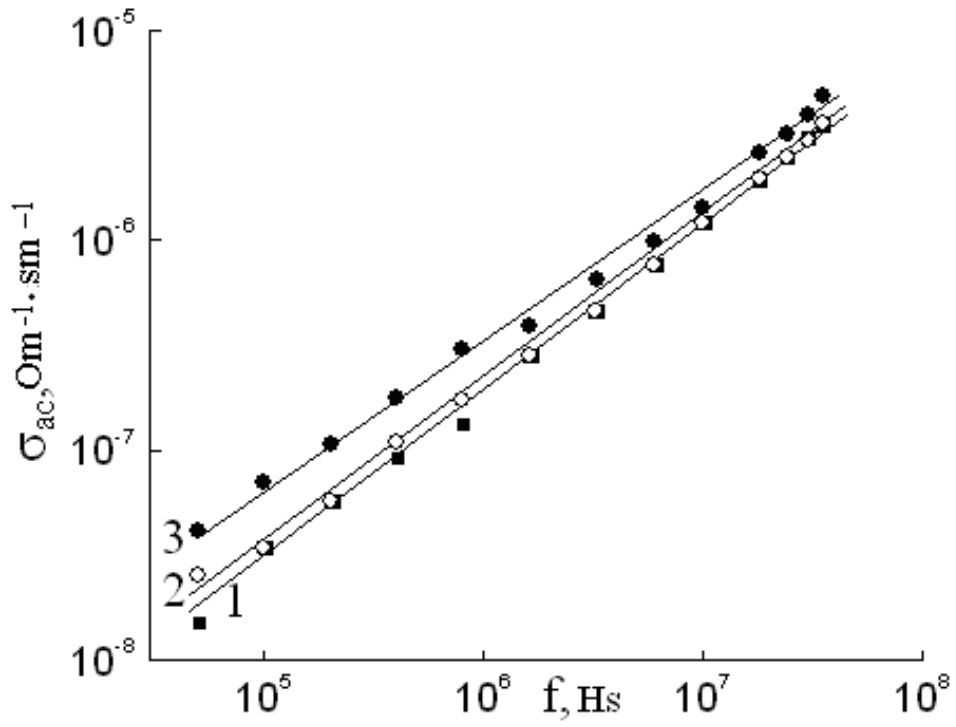
Şəkil 4.2.4-də 300K temperaturunda GaSe monokristallarının şüalanmamış (əyri 1) və γ -kvantları ilə şüalanandan sonra (əyri 2-3) ac-keçiriciliyinin tezlik asılılığı verilmişdir. γ -şüalanma GaSe nümunəsinin ac-keçiriciliyini təxminən 3 dəfə



Şəkil 4.2.2 $f = 5 \cdot 10^4$ Hs tezliyində GaSe monokristallarının $\epsilon(1)$ və $\epsilon''(2)$ doza asılılığı.



Şəkil 4.2.3 GaSe monokristallarının müxtəlif dozalarda $\varepsilon''(f)$ -in dispersiya əyrisi D_γ , rad: 1 – 0; 2 – $5 \cdot 10^4$; 3 – $2,25 \cdot 10^6$.



Şəkil 4.2.4 GaSe monokristallarının ac-keçiriciliyinin şüalanmamış (1-ci əyri) və γ - kvantları ilə şüalandırıldıqdan sonra tezlik asılılığı. Şüalanma dozası D_γ , rad: 2 - $5 \cdot 10^4$; 3 - $2.25 \cdot 10^6$.

artırır. Şəkil 4.2.4-dən görünür ki, tezlik artdıqca, şüalanmamış və γ -kvantları ilə şüalanmış GaSe-də elektrikkeçiriciliyi $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$ qanunu ilə artır ki, bu da sıçrayışlı keçiriciliklə xarakterizə olunur. Dəyişən elektrik sahəsində sıçrayışlı keçiricilik nəzəriyyəsinə görə sıçrayışların orta məsafəsi (3.4.1) düsturuna əsasən hesablanmış və GaSe monokristallarında $R=187\text{\AA}$ olmuşdur. R hesablananda lokallaşma radiusu GaSe monokristalları üçün $a=34\text{\AA}$ və $v_f \sim 10^{12}$ Hs və $\tau=5,7 \cdot 10^{-8}$ s. götürülmüşdür [166, s. 5-8], [170, s. 159-162]. Alınan nəticələr (3.1.1) düsturuna əsasən yükdaşıyıcıların sıçrayışını əmələ gətirən Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal halların sıxlığını hesablamağa imkan verir. γ -şüalanmanın müxtəlif dozalarında GaSe monokristalları üçün N_F -in qiymətləri cədvəl 4.2.1-də göstərilmişdir.

Cədvəl 4.2.1-dən görünür ki, γ -şüalanma dozası toplandıqca, GaSe monokristallarında N_F -in qiyməti artır. Fermi səviyyəsi yaxınlığındakı lokal halların energetik səpilməsi (3.1.3) düsturu ilə hesablanmışdır.

Həmçinin γ -şüalanmanın müxtəlif dozalarında GaSe monokristalları üçün Fermi səviyyəsi yaxınlığındakı lokal halların energetik səpilməsinin qiymətləri cədvəl 4.2.1-də göstərilmişdir. Cədvəldən görünür ki, şüalanma dozası D_γ artdıqca, energetik zolaq daralır.

Cədvəl 4.2.1

Dəyişən elektrik sahəsində GaSe monokristallarında Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal halların konsentrasiyası və energetik səpilməsi

D_γ , rad	N_F , $eV^{-1} \cdot sm^{-3}$	ΔE , eV
0	$9,25 \cdot 10^{17}$	0,079
$5 \cdot 10^4$	$9,6 \cdot 10^{17}$	0,076
$2,25 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^{18}$	0,056

GaSe monokristallarında lokal halların konsentrasiyası (3.1.5) düsturuna əsasən hesablanmış və $N_t=7,3 \cdot 10^{16} sm^{-3}$ təşkil edir. Demək olar ki, GaSe monokristallarında γ -şüalanma $D_\gamma= 2,25 \cdot 10^6$ rad dozasına kimi heç bir əlavə lokallaşmış mərkəz yaratmır,

ancaq energetik sıxlıq yaradır. Beləliklə, GaSe monokristallarının dielektrik əmsallarına və ac-keçiriciliyinə γ -şüalarının təsirini öyrənərək, dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyalı hissəsində relaksasiya təbiətli dispersiyanın olduğu, yükdaşıyıcıların köçürmə mexanizmi müəyyən edilmiş və Fermi səviyyəsi yaxınlığındakı lokal halların sıxlığı, onların energetik səpilməsi, sıçrayışların orta müddəti və məsafəsi, həmçinin dəyişən elektrik sahəsində keçiriciliyə əsaslanan dərin səviyələrin konsentrasiyaları təyin edilmişdir. Həmçinin $5 \cdot 10^4$ rad və $2,25 \cdot 10^6$ rad doza ilə şüalanma kompleks dielektrik nüfuzluğunu təşkil edən həqiqi ϵ^1 və xəyalı ϵ^{11} hissələrinə ciddi təsir edir, C-oxu istiqamətində ac-keçiriciliyi 3 dəfə artır.

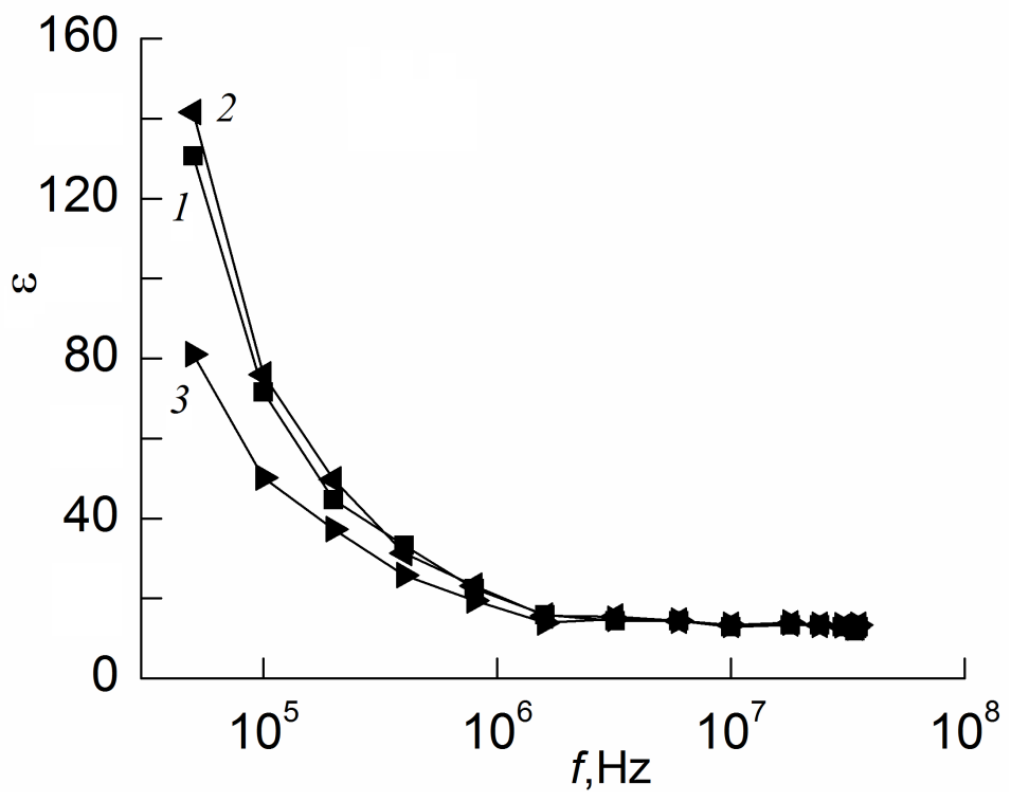
4. 3. p-GaSe <Tl> monokristallarının dəyişən elektrik sahəsində elektrik və dielektrik xassələrinə γ -şüalarının təsiri

İşin məqsədi dəyişən elektrik sahəsində şüalanmamış və müxtəlif dozalarda γ -şüaları ilə şüalanmış p-GaSe <0,5 at.%Tl> monokristallarının elektrik və dielektrik xassələrinə təsirini müəyyən etməkdir.

Elektrik xassələrini tədqiq etmək üçün 0,5at.%Tl atomları ilə aşqarlanmış p-GaSe monokristalları, I fəsilin 1.1 paraqrafında göstəriləyi kimi Bricmen metodu ilə yetişdirilmiş və nümunələr hazırlanmışdır. Elektrik xassələri 300K temperaturunda və $5 \cdot 10^4$ - $3,5 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında ölçülmüşdür. Alınan nəticələri müqayisəli şəkildə izah etmək üçün ölçülər şüalanmaya qədər və şüalanmadan sonra aparılmışdır.

Əvvəlcə şüalanmamış p-GaSe<0,5 at.% Tl> nümunəsinin elektrik və dielektrik xassələri $5 \cdot 10^4$ - $3,5 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında ölçülmüşdür. Şəkil 4.3.1-dən görüldüyü kimi şüalanma dozası 50 krad olduqda dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi cüzi artır. Bu hadisə aşqarlanmamış monokristallarda baş verən hadisənin tərsidir.

Sonra həmin nümunə 50 krad dozaya malik γ - kvantları ilə şüalandırılmışdır. Yenidən şüalanmış p-GaSe<0,5at.%Tl> monokristallarının elektrik və dielektrik xassələri $5 \cdot 10^4$ - $3,5 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında ölçülmüşdür və bu vaxt şüalanmamış p-GaSe<0,5at.%Tl> nümunəsinin dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi



Şəkil 4.3.1 p-GaSe <Tl> monokristallarının dielektrik nüfuzluğunun tezlik dispersiyası şüalanmamış (əyri 1) və şüalanmadan sonra (əyri 2 və 3) uyğun olaraq 50 və 2,05Mrad doza ilə γ -şüalanmadan sonra.

aşağı tezliklərdə ($5 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^6$ Hs) 4,33 dəfə azaldığını görürük. Şəkil 4.3.1-dən görünür ki, p-GaSe<0,5 at.% Tl> monokristallarını $D_\gamma = 2,05 \cdot 10^6$ rad doza ilə şüalandırdıqda dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi $2 \cdot 10^6$ Hs tezliyinə kimi azalır. Monokristalları hər dəfə şüalandırdıqda doza əvvəlki doza ilə toplanır. Nümunənin yenidən elektrik və dielektrik xassələri $5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında ölçülmüşdür. Tezliyin $2 \cdot 10^6$ Hs qiymətlərindən sonra şüalanmamış kristalların ϵ -nu şüalanmış kristalların ϵ -nu bərabərləşir. Bu zaman dozanın toplanması hadisəsindən istifadə etmişik. Şüalanma dozası artdıqca, 4.3.1-də göstərilmiş şüalanmamış p-GaSe monokristallardakının əksinə olaraq kompleks dielektrik nüfuzluğunun xəyalı hissəsinin qiyməti $5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında 4.3.1-də aşqarlanmamış monokristallarda olduğu kimi hiperbolik olaraq azalır. γ -şüaları ilə şüalanmış p-GaSe<Tl> monokristallarının $5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında dielektrik xassələrinin ölçülərindən müəyyən edilmişdir ki, burada dielektrik nüfuzluğu relaksasiya xarakteri daşıyır.

Müxtəlif tezliklərdə və γ -şüalanmanın müxtəlif dozalarında statik dielektrik əmsalları və elektrikkeçiriciliyinin qiymətləri müəyyən edilmişdir. Göstərilmişdir ki, p-GaSe<0,5 at.% Tl> monokristallarını $D_\gamma = 2,05 \cdot 10^6$ rad dozaya kimi şüalandırdıqda elektrikkeçiriciliyi aşqarlanmamış p-GaSe <0,5 at.% Tl> monokristallarından fərqli olaraq azalır.

Aşqarların sonrakı artımında p-GaSe monokristallarının xüsusi müqavimətləri azalır. Onları γ -şüaları ilə şüalandırıldıqda xüsusi müqavimət yenidən azalır və bu hadisə dielektrik xassələrini ölçməyə imkan vermir.

Beləliklə alınan nəticələr əsasında demək olar ki, dəyişən elektrik sahəsində tezliyi $5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7$ Hs intervalında dəyişməklə p-GaSe<0,5 at.% Tl> monokristallarının dielektrik əmsallarını və elektrikkeçiriciliyini idarə etmək olar. Aşqarların <0,5 at.% Tl>-dən sonrakı artımında p-GaSe monokristallarının xüsusi müqavimətləri azalır və onları γ -şüaları ilə şüalandırıldıqda yenidən xüsusi müqavimətləri azalır və bu hadisə dielektrik xassələrini ölçməyə imkan vermir. Bu əvvəllər aparılmış təcrübələrin nəticələri ilə uyğunluq təşkil edir [273, s.180-181].

4.4. GaSe və InSe monokristallarında öz-özünə kompensasiya hadisəsi

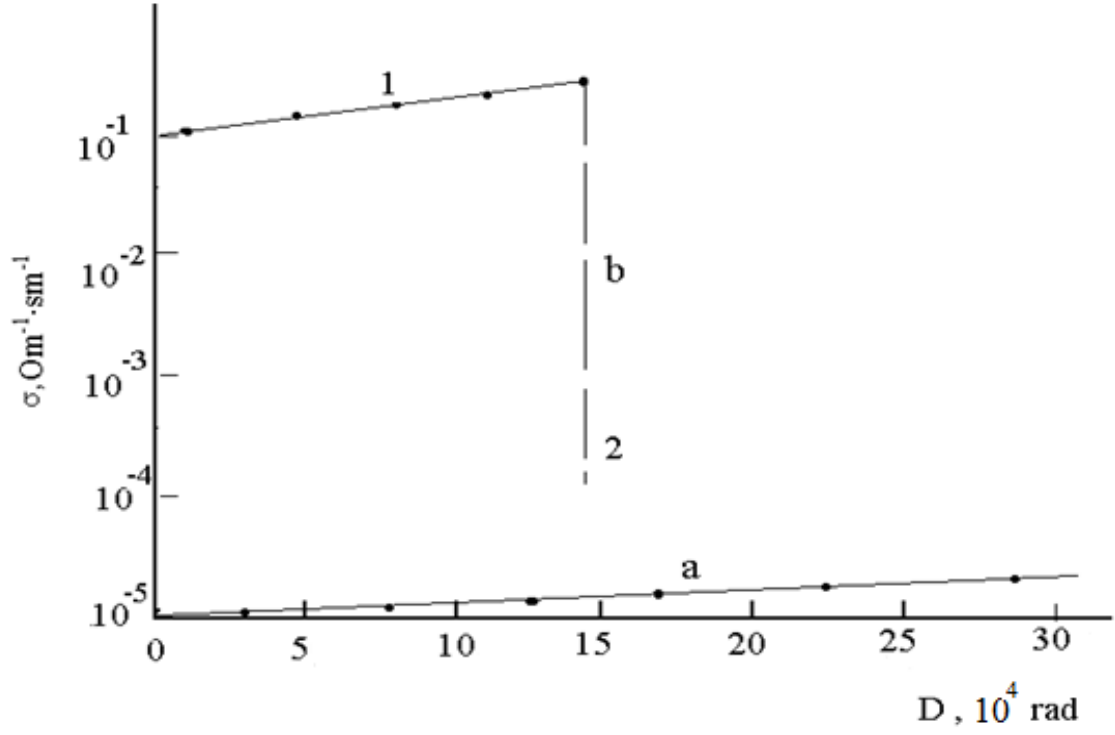
İşin məqsədi öz-özünə kompensasiya olunmuş yüksək müqavimətli p-GaSe, p-InSe və aşağı müqvimətli p-GaSe, n-InSe nümunələrinin elektrikkeçiriciliyinin şüalanma dozəsindən asılılığını müəyyən etməkdən ibarətdir. Yüksəkmüqavimətli maddələrdə aşqarlar əlavə olunduqda keçiricilik az dəyişir. Mott nəzəriyyəsinə görə bu proses onunla izah olunur ki, aşqarların miqdarı lokal səviyyələrin sıxlığını artırır və Fermi səviyyəsinin stabilləşməsinə səbəb olur. Şəkil 4.4.1 və 4.4.2-də otaq temperaturunda aşağımüqavimətli p-GaSe+2,5 at.% Tl, n-InSe+0,4 at.%Sn və yüksəkmüqavimətli p-GaSe, p-InSe monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin γ -şüalanmanın dozəsindən asılılığı göstərilmişdir (şəkil 4.4.1, əyri 1). Yüksəkmüqavimətli p-GaSe və p-InSe monokristallarında elektrikkeçiriciliyinin və aşağımüqavimətli p-GaSe+2,5 at.% Tl monokristallarının elektrik keçiriciliyinin γ -şüalanmanın doza asılılığında 2 oblast müşahidə olunur (şəkil 4.4.1, əyri 2):

I oblastda p-GaSe +2,5 at.% Tl monokristalları γ - şüalanma dozasının 0-130 krad intervalında radiasiya defektləri öz-özünə kompensasiya edir və yarımkeçiricidə keçiricilik məxsusi hala uyğun gəlir. Nəticədə Fermi səviyyəsi qadağan zonanın ortasına tərəf yerini dəyişir.

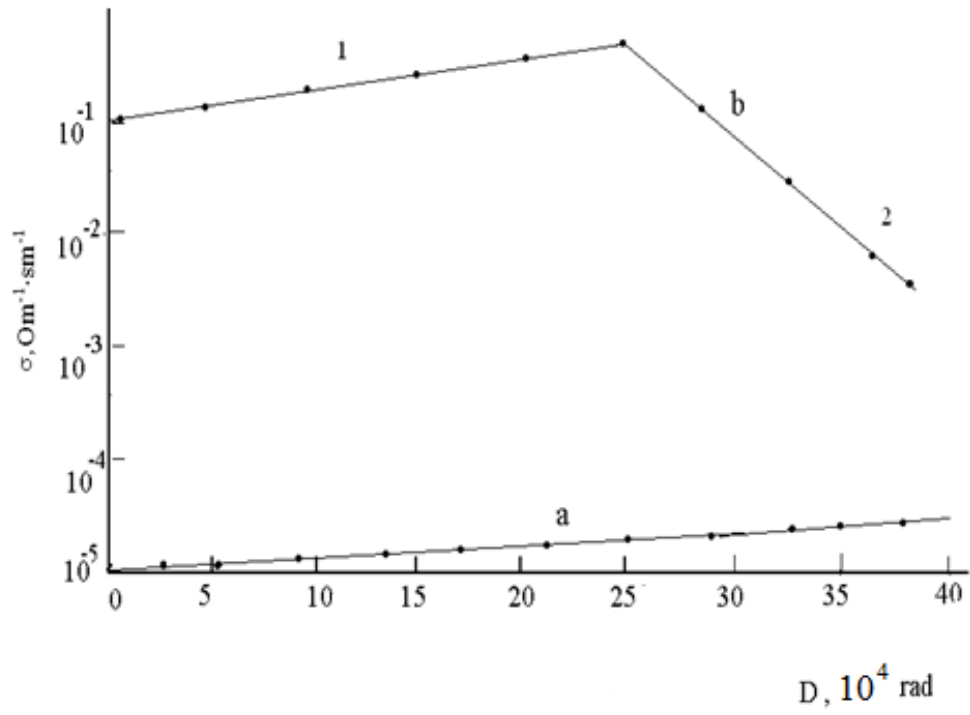
II oblastda γ - şüalanmanın 130 krad-dan sonrakı artımında radiasiya defektləri artır. Beləliklə də defektlərin sonrakı artımında yarımkeçirici aşağımüqavimətli haldan yüksəkmüqavimətli hala sıçrayışla keçir. aşağımüqavimətli n-InSe+0,4 at.% Sn monokristallarında isə bu hadisə özünü fərqli şəkildə biruzə verir. aşağımüqavimətli monokristalların elektrikkeçiriciliyinin γ -şüalanmanın doza asılılığında da 2 oblast müşahidə olunur (şəkil 4.4.2, əyri 2):

II oblastda γ - şüalanmanın 220 krad-dan sonrakı artımında radiasiya defektləri artır.

Beləliklə də defektlərin sonrakı artımında yarımkeçirici aşağımüqavimətli haldan yüksəkmüqavimətli hala tədricən keçir. p-GaSe və n-InSe monokristallarının γ -şüalanmasından alınan nəticələr göstərir ki, aşağımüqavimətli haldan yüksəkmüqavimətli hala tədricən keçir. p-GaSe və n-InSe monokristallarının



Şəkil 4.4.1 GaSe monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin γ -şüalanma dozasından asılılığı: a-yüksəkmüqavimətli p-GaSe, b-aşağımüqavimətli p-GaSe+2,5 at.% Tl.



Şəkil 4.4.2 InSe monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin γ -şüalanma dozasından asılılığı: a-yüksək müqavimətli p-InSe, b- aşağımüqavimətli n-InSe+0,4 at % Sn.

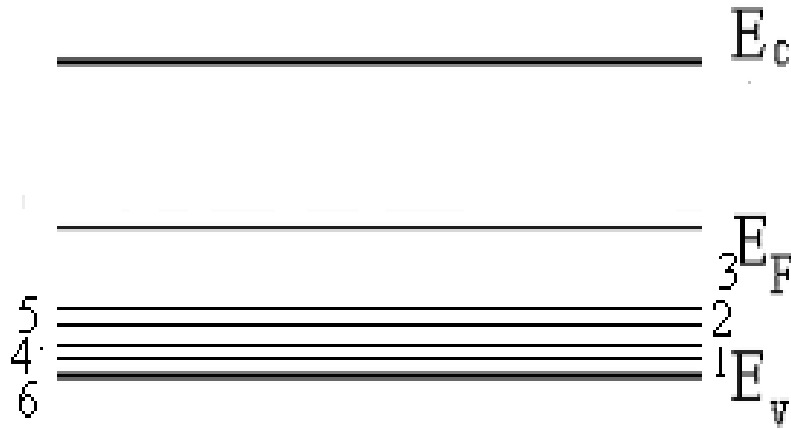
γ -şüalanmasından alınan nəticələr göstərir ki, aşağımüqavimətli haldan yüksəkmüqavimətli hala keçid p-tip monokristallarında sıçrayışlı, n-tip monokriatallatda isə tədricən keçir. Bu keçid oblastları 1-ci halda $0-1,3 \cdot 10^5$ rad, 2-ci halda isə $0-2,2 \cdot 10^5$ rad təşkil edir. Yarımkəçiricilərin radiasiya fizikasıdan məlumdur ki, radiasiya defektləri akseptor təbiətli olur, yəni n-tip monokristallar şüalanma dozasının miqdarından asılı olaraq, p-tip keçiriciliyə keçirlər [15, s. 18], [27, s. 91-94].

Aldığımız eksperimental nəticələri belə izah etmək olar. p-tip monokristallarda radiasiya akseptor səviyyələrini artırır. Müəyyən dozadan sonra akseptor səviyyələrinin miqdarı böhran halına çatır və monokristalların elektrikkeçiriciliyinin dəyişməsi (aşağımüqavimətli haldan yüksəkmüqavimətli hala) sıçrayışla baş verir. n-tip monokristallarda isə radiasiyanın yaratdığı akseptor səviyyələri donor səviyyələrini kompensasiya etdiklərinə görə elektrikkeçiriciliyinin dəyişməsi tədricən baş verir. Buna görə də 2-ci oblast böyük dozalarda yaranır [210, s. 254-255; s.257]. Beləliklə də p-GaSe və p-InSe monokristallarında aşağımüqavimətli haldan yüksəkmüqavimətli hala keçid p-tip monokristallarda sıçrayışla baş verir, yəni p-tip monokristallarda radiasiya akseptor səviyyələrini artırır və müəyyən dozadan sonra akseptor səviyyələrinin miqdarı böhran halına çatır və monokristalların elektrikkeçiriciliyinin dəyişməsi sıçrayışla baş verir, n-tip monokristallarında isə radiasiya akseptor səviyyələri donor səviyyələrini kompensasiya etdiklərinə görə elektrikkeçiriciliyinin dəyişməsi tədricən baş verir.

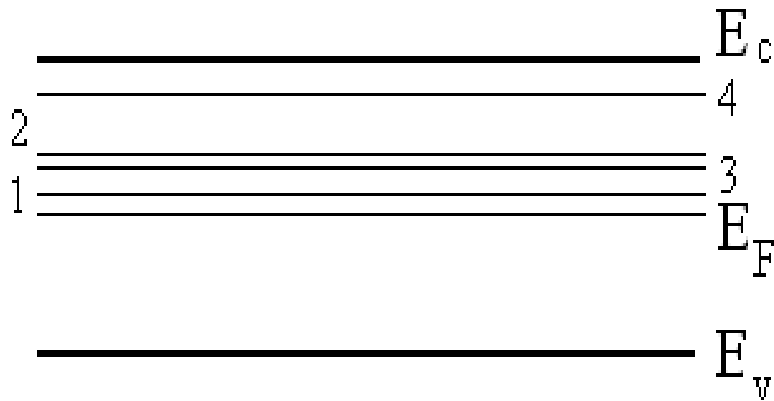
Yüksəkmüqavimətli halda isə monokristalların elektrikkeçiriciliyi γ -kvantları ilə şüalanma dozasından demək olar ki, asılı deyil. Nəticədə görünür ki, bu tip yarımkəçiricilərdə aşağımüqavimətli haldan yüksəkmüqavimətli hala keçmə zamanı 10^{-10} - 10^{-12} s. olan elementlərin yaradılmasına imkan verən və əksinə keçidlə əlaqədar olan (aşırıcı effekt) əsasında işləyə bilən cihazların layihələndirilməsinə imkan yaradır. Bu nəticələr özündən əvvəl aparılan elmi tədqiqat işlərinin nəticələri ilə uyğunluq təşkil edir [32, s. 1505-1515], [126, s. 1321-1323; s.1325-1326], [177, s. 805-808].

4.5. Şüalanmamış və γ -kvantları ilə şüalanmış p-GaSe <Tl> və n-InSe <Sn> monokristallarının energetik spektrləri

İşin məqsədi şüalanmamış p-GaSe, p-GaSe +1 at.% Tl, p-GaSe+2 at.% Tl , p-GaSe +2,5 at.% Tl və p-InSe, n-InSe+0,2 at.% Sn və n-InSe+0,4 at.% Sn və $D_\gamma=100$ krad doza ilə şüalanmış p-GaSe +1 at.% Tl, p-GaSe+2 at.% Tl və p-GaSe +2,5 at.% Tl və n-InSe+0,2 at.% Sn və n-InSe+0,4 at.% Sn nümunələrində yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjilərinin energetik spektrlərini qurmaqdan ibarətdir. Təcrübədən alınan nəticələri müqayisəli şəkildə izah etmək üçün nümunələrin elektrik xassələri müqayisəli (şüalanmamışdan əvvəl və şüalanmışdan sonra) şəkildə aparılır. Bu məqsədlə 111-294 K temperatur intervalında şüalanmamış p-GaSe, p-GaSe+1 at.%Tl, p-GaSe+2 at.%Tl və p-GaSe +2,5 at.%Tl və p-InSe, n-InSe+0,2 at.% Sn və n-InSe+0,4at.%Sn və $D_\gamma=100$ krad doza ilə şüalanmış p-GaSe +1 at.%Tl, p-GaSe+2 at.%Tl və p-GaSe +2,5 at.%Tl və n-InSe+0,2 at.% Sn və n-InSe+0,4at.%Sn nümunələrində elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı ölçülmüş və onların qrafikləri yarımləqorifmik miqyasda qurulmuşdur. Alınan təcrübə nəticələrinə əsasən yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisi təyin edilmişdir. Əgər aşqarlanmadan sonra nümunələr p-tip keçiriciliyə malikdirsə onda aktivləşmə enerjisi valent zonasının dibindən, n-tip keçiriciliyə malikdirsə onda keçirici zonanın tavanından hesablanır. Cədvəl 4.5.1-də və cədvəl 4.5.2-də uyğun olaraq şüalanmamış p-GaSe, p-GaSe <1 at.% Tl>, p-GaSe<2 at.% Tl> və p-GaSe <2,5 at.% Tl> və p-InSe, n-InSe<0,2 at.% Sn> və n-InSe<0,4at.%Sn> və $D_\gamma=100$ krad doza ilə şüalanmış p-GaSe <1 at.%Tl>, p-GaSe<2 at.%Tl> və p-GaSe <2,5 at.%Tl> və n-InSe<0,2 at.% Sn> və n-InSe<0,4at.%Sn> nümunələrində yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjilərinin qiymətləri göstərilmişdir. Şəkil 4.5.1 və şəkil 4.5.2-də uyğun olaraq şüalanmamış p-GaSe, p-GaSe +1 at.%Tl, p-GaSe+2 at.%Tl, p-GaSe +2,5 at.%Tl və p-InSe, n-InSe+0,2 at.% Sn, n-InSe+0,4at.%Sn və $D_\gamma=100$ krad doza ilə şüalanmış p-GaSe +1 at.%Tl, p-GaSe+2 at.%Tl, p-GaSe+2,5 at.%Tl və n-InSe+0,2 at.% Sn, n-InSe+0,4at.%Sn nümunələrində yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjilərinin spektrləri qurulmuşdur [191, s. 6-8].



Şəkil 4.5.1 GaSe monokristallarının qadağan olunmuş zonası əsasında $E_g=2,0$ eV : Şüalanmamış 1- p-GaSe+1 at.% Tl $E_a=0,06$ eV, 2-p-GaSe+2 at.% Tl $E_a=0,122$ eV , 3-p-GaSe+2,5 at.% Tl $E_a=0,14$ eV və $D_\gamma=100$ krad doza ilə şüalanmış 4-p-GaSe+1 at.% Tl $E_a=0,122$ eV, 5- p-GaSe+2 at.% Tl $E_a=0,066$ eV və n-InSe+2,5at.% Tl $E_a=0,028$ eV nümunələrinin energetik spektrləri.



Şəkil 4.5.2 InSe monokristallarının qadağan olunmuş zonası əsasında $E_g=1,28$ eV şüalanmamış 1- n-InSe+0,2 at.% Sn $E_a=0,040$ eV, 2- n-InSe+0,4 at.% Sn $E_a=0,033$ eV və $D_\gamma=100$ krad doza ilə şüalanmış 3- n-InSe+0,2 at.% Sn $E_a=0,034$ eV və 4- n-InSe+0,4 at.% Sn $E_a=0,019$ eV nümunələrinin energetik spektrləri.

Cədvəl 4.5.1

p-GaSe +1 at.% Tl, p-GaSe+2 at.% Tl və p-GaSe +2,5 at.% Tl və n-InSe+0,2 at.% Sn və n-InSe+0,4 at.% Sn nümunələrində yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisi

Nümunələr	Aktivləşmə enerjisi E_g , eV
p-GaSe	0,159
p-GaSe+1 at% Tl	0,125
p-GaSe+2 at% Tl	0,122
p-GaSe+2,5 at% Tl	0,067
p-InSe	0,028
n-InSe +0,2 at% Sn	0,040
n-InSe +0,4 at% Sn	0,033

Cədvəl 4.5.2

$D_\gamma=100$ krad doza ilə şüalanmış p-GaSe +1 at.%Tl, p-GaSe+2 at.%Tl və p-GaSe 2,5 at.%Tl və n-InSe+0,2at.%Sn> və n-InSe+0,4at.%Sn nümunələrində yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjiləri

Nümunələr	Aktivləşmə enerjisi E_g , eV
p-GaSe	0,1286
p-GaSe+1 at% Tl	0,122
p-GaSe+2 at% Tl	0,066
p-GaSe+2,5 at% Tl	0,028
p-InSe	0,025
n-InSe +0,2 at% Sn	0,034
n-InSe +0,4 at% Sn	0,019

Uyğun olaraq cədvəl 4.5.1 və cədvəl 4.5.2-dən göründüyü kimi p-GaSe də Tl aşqarlarının miqdarı artdıqca yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjiləri azalır. Bu uyğun

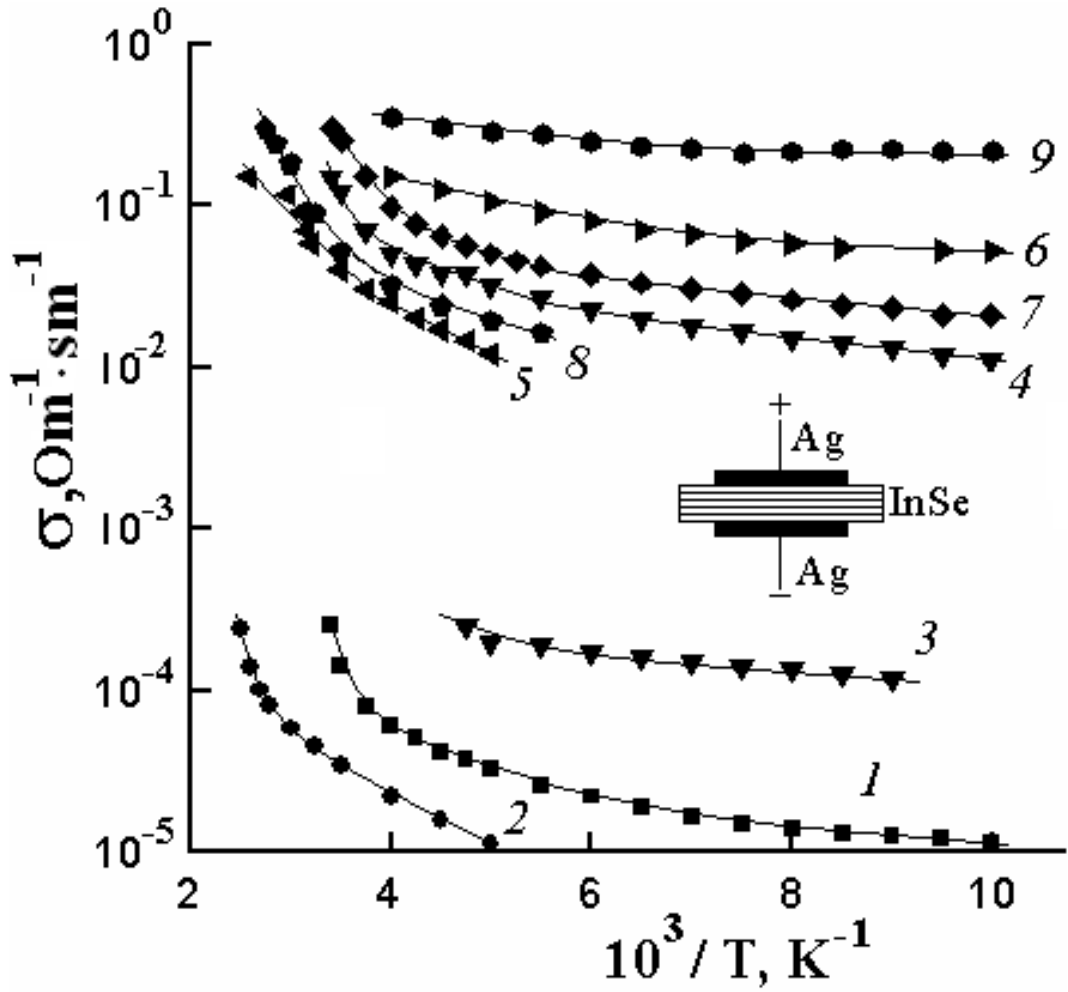
olaraq p-GaSe və p-GaSe, p-GaSe<Tl> monokristalları üçün [173, s.1040; s.1043] və p-InSe, n-InSe monokristalları [174, s. 394; s. 397] üçün digər təcrübələrlə uyğun gəlir.

Ola bilsin ki, bu maddənin ilkin defektlərinin bərpası ilə əlaqədardır. γ -kvantları ilə şüalandırıldıqdan sonra yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjiləri yenə də azalır. Demək maddənin ilkin defektlərini bir daha bərpa edilir. p-InSe kristalına isə 0,2 at.%Sn aşqarı əlavə olunduqda yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisi maksimum qiymətini alır. Əlavə olunan Sn aşqarların dəşikləri kompensasiya etməsi ilə əlaqədardır. Aşqarın miqdarının sonrakı artımında yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisi azalır, ancaq yenə də ilkin maddədəkinə çatmır. Buna səbəb aşqarların ilkin maddənin defektlərini tam bərpa edə bilməməsidir. γ -kvantları ilə şüalandırıldıqdan sonra yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjilərində gedən proseslər bir daha təkrar olunur. Yəni burada maddənin ilkin defektlərini bir daha bərpa olunur. Ancaq həm aşqarlanma, həm də şüalanma nəticəsində yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjiləri ilkin maddənin aktivləşmə enerjilərindən az olur. Beləliklə alınan nəticələr GaS tipli monokristallar üçün [21, s. 18], [124, s. 242-243], [218, s. 67-71]-də verilənlərlə uyğunluq təşkil edir.

4.6. p-InSe və n-InSe<Sn> monokristallarının sabit elektrik sahəsində lokal hallarının parametrlərinə γ -şüalarının təsiri

İşin məqsədi sabit elektrik sahəsində p-InSe, n-InSe+0,2at.%Sn və n-InSe+0,4at.%Sn monokristallarında lokal halların parametrlərinə γ -şüalanmanın təsirini öyrənməkdir.

Sabit elektrik sahəsində 100-293K temperatur intervalında p-InSe, n-InSe+0,2 at.% Sn və n-InSe+0,4at.%Sn monokristallarının elektrik xassələri öyrənilmişdir. 100-293K temperatur intervalında aşqarlanmamış InSe p-tip, və 0,2 at.% Sn və 0,4 at.% Sn ilə aşqarlanmış InSe monokristalları isə n-tip keçiriciliyə malik olmuşdur. Deməli, InSe monokristalları üçün <Sn> aşqarları kompensasiya edicidir. Səkil 4.6.1-də p-InSe, n-InSe +0,2 at.% Sn və n-InSe+0,4 at.% Sn monokristallarının şüalanmamışdan əvvəl və $D_\gamma=50$ və 100 krad dozalı γ -kvantları ilə şüalandırıldıqdan sonra qaranlıqdakı



Şəkil 4.6.1 Omik keçiriciliyin temperatur asılılığı p-InSe (1-3), n-InSe+0,2 at.% Sn (4-6) və n-InSe+0,4 at.% Sn (7-9) şüalanmaya qədər (1,4,7 ayriləri) və γ -şüalanmadan sonra: 50 krad (2,5,8 ayriləri) və 100 krad (3,6,9 ayriləri).

Omik keçiriciliyinin temperatur asılılığı verilmişdir. Şəkil 4.6.1-dən göründüyü kimi $D_\gamma=50$ krad doza ilə şüalanmış hər üç nümunədə elektrikkeçiriciliyi azalır. $D_\gamma=100$ krad doza ilə şüalandırıldıqdan sonra isə hər üç nümunənin elektrikkeçiriciliyi şüalanmamış nümunənin elektrikkeçiriciliyinə nisbətən bütün temperatur intervalında artır.

Şəkil 4.6.1-nin əsas xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, aşağı temperaturlarda $\lg\sigma=f(1/T)$ asılılığının sabit meyilliyi yoxdur; keçiriciliyin aktivləşmə enerjisi temperatur azaldıqca, monoton olaraq azalır. Bu təcrübi fakta əsasən p-InSe, n-InSe+0,2at.%Sn və n-InSe+0,4at.%Sn monokristallarında aşağı temperatur intervalında ($T<200K$) Fermi səviyyəsi yaxınlığında ΔE enerjili dar zolaqda yerləşən hallarda dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiricilik mövcuddur. Bu tip keçiricilik üçün $\lg\sigma=f(T^{1/4})$ T_0 meyilliyinə malik düz xətt vermişdir [160, s. 212]. (3.1.1) düsturlarından istifadə etməklə müxtəlif tərkiblər üçün T_0 hesablanmış və cədvəl 4.6.1-də öz əksini tapmışdır. Şəkil 4.6.2 -də şüalanmamış və $D_\gamma = 100$ krad dozlu γ -kvantları ilə şüalanmış n-InSe<Sn> monokristalları üçün $\lg\sigma=f(T^{-1/4})$ asılılığı verilmişdir. Şəkildən görünür ki, γ -kvantları ilə şüalanma dozası artdıqca asılılığın meyili azalır. Hər üç tərkib üçün T_0 -ın qiymətləri (3.1.1) düsturu ilə hesablanmış və cədvəl 4.6.1-də verilmişdir. Şüalandırıldıqdan sonra p-InSe və n-InSe<Sn> monokristallarında Fermi səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığının qiymətləri (3.1.1) düsturunun köməkliyi ilə hesablanmış və cədvəl 4.6.1-də göstərilmişdir. p-InSe və n-InSe<Sn> monokristalları üçün (3.1.1) düsturuna əsasən T_0 -ın qiymətini bilərək Fermi səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığı müəyyən edilmişdir. N_F -in qiymətinin hesablanmasında lokallaşma radiusu üçün [174, s. 395-397], [177, s. 806-808]-də alınmış $a=58\text{Å}$ götürülmüşdür və təcrübi olaraq aşağı temperatur oblastında cərəyanın sıxlığının elektrik sahəsinin gərginliyindən asılılığı müəyyən edilmişdir. Aldığımız lokallaşma radiusu InSe monokristallarında eksitonun Bor radiusunun qiymətinə yaxındır və [174, s. 395-397]-ə əsasən 50Å -ə bərabərdir. InSe monokristalında laylar istiqamətində aşağı temperaturlu Mott tipli sıçrayışlı keçiricilik müşahidə olunmuşdur, həmin temperaturlarda laylar istiqamətində zona-zona keçiriciliyinin olduğu göstərilmişdir. Keyfiyyətə bu model ilə təcrübi faktları və laylı kristalların güclü anizotropiyaya malik olması faktını izah etmək olur.

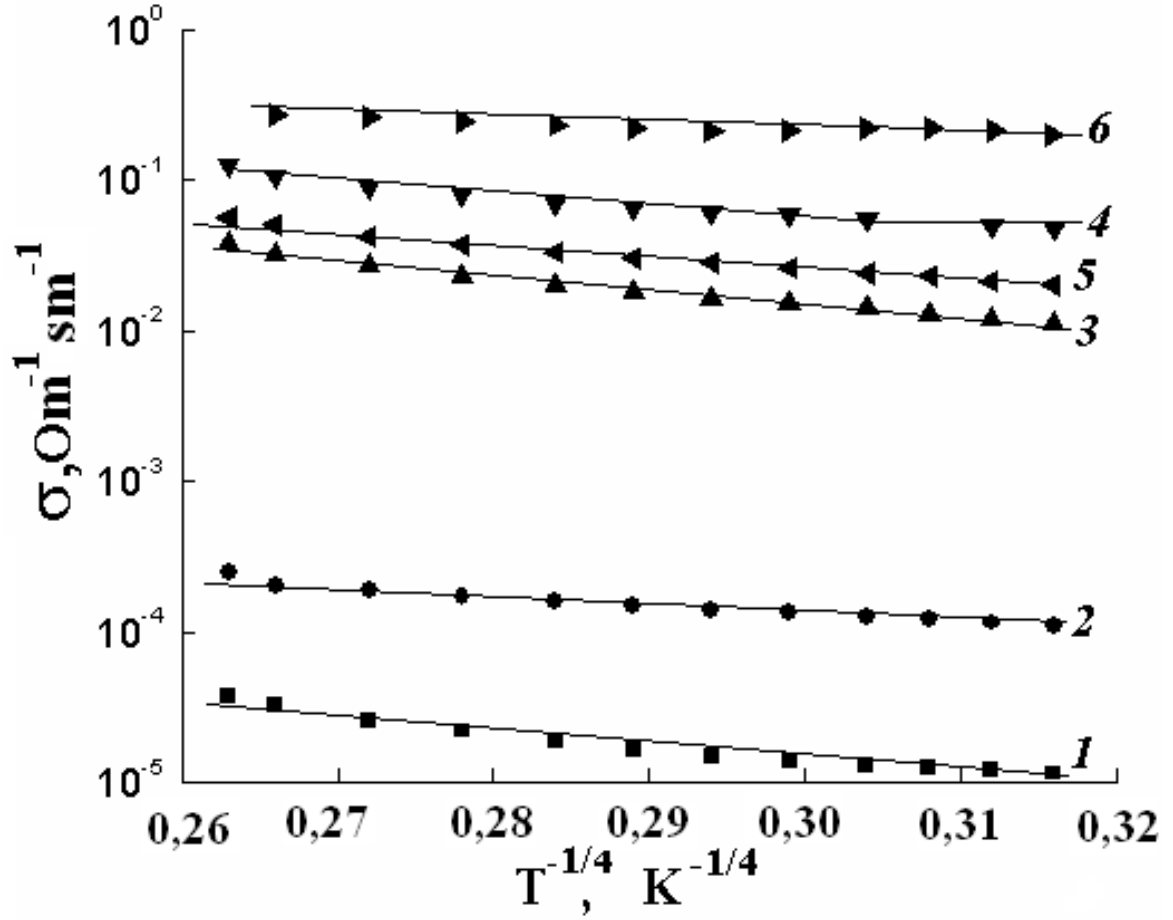
Şüalanmadan əvvəl və $D_\gamma=100$ krad dozalı γ -kvantları ilə şüalandırıldıqdan sonra p-InSe və n-InSe<Sn> monokristallarında elektrik ölçülərindən alınan lokal halların parametrləri

Monokristallar	D_γ , Krad	T_0 , 10^4 K	$N_F, 10^{19}$ $eV^{-1}sm^{-3}$	R_{or} , Å	ΔE , eV	$N_t, 10^{17}$ sm^{-3}	N_{rad} , 10^{17} sm^{-3}
p-InSe	0	5,56	1,72	99,5	0,028	4,82	5,18
	100	2,37	4,03	78,6	0,025	10	
n-InSe +0,2 at.%Sn	0	17,8	0,536	130	0,040	2,14	2,48
	100	7,02	1,36	101,6	0,034	4,62	
n-InSe +0,4 at.%Sn	0	7,72	1,24	105,5	0,033	4,09	27,1
	100	0,58	16,4	54	0,019	31,2	

Müəlliflər [49, s. 94-95], [54, s 498-500], [30, s. 1028; s. 1032-1033],. laylı kristallarda layların nizamsız düzüldüyü oblastlara baxılmışdır.

Nizamsızlığın daxilində bütün istiqamətlərdə yükdaşıyıcılar üçün lokallaşma halı mövcuddur. Göstərilmişdir ki, InSe monokristallarının C oxu istiqamətində nizamsızlığın ölçüsü $1500-3000\text{Å}$ -dir və nümunənin layı boyu onun sahəsi üzrə yayılmışdır. Hər belə oblastda keçiricilik laylar istiqamətində onun temperatur asılılığına təsir edir. Ona görə də, bu p-InSe və n-InSe<Sn> monokristallarında keçiriciliyin temperatur asılılığı ilə əlaqədardır [108, s. 65-67], [109, s. 173-174], [266, s. 489-494].

Cədvəl 4.5-dən görünür ki, γ -şüalanmadan sonra həm p-InSe və həm də n-InSe<Sn> monokristallarında lokal halların sıxlığı artır. γ -şüalanmadan sonra n-InSe+0,4at % Sn monokristalları ən çox dəyişikliyə (1 tərtibdən artıq) məruz qalır. (3.1.2) düsturu ilə öyrənilən müxtəlif temperaturlarda yükdaşıyıcıların sıçrayışları arasında məsafə müəyyən olunmuşdur.



Şəkil 4.6.2 p-InSe (1,2), n-InSe+0,2 at.% Sn (3,4) və n-InSe+0,4 at.% Sn (5,6) monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin $T^{-1/4}$ -dən asılılığı şüalanmamış 1, 3, 5 əyriləri və γ - şüalanma dozası $D_\gamma = 100$ krad olan əyrilər 2, 4, 6

Temperatur artdıqca, $R(T)$ -nin qiyməti azalır. $D_\gamma=100$ krad dozalı şüalanmadan sonra həm p-InSe, həm də n-InSe <Sn> monokristallarında 100-200K temperatur intervalında sıçrayışların orta məsafəsinin R_{or} -in qiyməti cədvəl 4.6.1-də göstərilmişdir. γ -şüalanmadan sonra həm təmiz, həm də qalay ilə aşqarlanmış InSe monokristallarında sıçrayışlar arasındakı orta məsafə azalır. Cədvəl 4.6.1-dən görünür ki, γ -şüalanmadan sonra həm p-InSe və həm də n-InSe<Sn> monokristallarında lokal halların sıxlığı artır. γ -şüalanmadan sonra n-InSe+0,4 at % Sn monokristalları böyük dəyişikliyə (1 tərtibdən artıq) məruz qalır. Yuxarıda dediklərimizlə yanaşı (3.1.2) düsturu ilə müxtəlif temperaturlarda yükdaşıyıcıların sıçrayışları arasında məsafəni müəyyən etmişik. Tapılmışdır ki, yükdaşıyıcıların lokallaşma mərkəzləri arasındakı orta məsafə şüalanmamış kristallarda şüalanmış kristallarla müqayisədə təxminən 2 dəfə azalır. Sıçrayışların orta məsafəsinin R_{or} -nin və N_F -in qiymətlərini bilərək (3.1.5) düsturuna əsasən öyrənilən monokristalların Fermi səviyyəsi yaxınlığında təlali halların səpilməsi müəyyən edilmiş və cədvəldə göstərilmişdir. Cədvəl 4.6.1-dən görüldüyü kimi γ -şüalanmadan sonra həm p-InSe və həm də n-InSe<Sn> monokristallarında ΔE enerji zolağı sıxılmışdır. p-InSe və n-InSe<Sn> monokristallarında sıçrayışlı keçidlə əlaqədar dərin tələlərin konsentrasiyasının qiyməti (3.1.5) düsturu vasitəsi ilə təyin edilir. Cədvəl 4.6.1-də verilənlərdən görünür ki, γ -şüalanmaya məruz qalmış p-InSe və n-InSe<Sn> monokristallarında dərin tələlərin konsentrasiyası artır. N_t -lərin şüalanmadan əvvəl və aşqarlandıqdan sonrakı qiymətlərinin müqayisəsi

$$N_{rad}^\gamma = N_t^\gamma + N_t^0, \quad 4.6.1$$

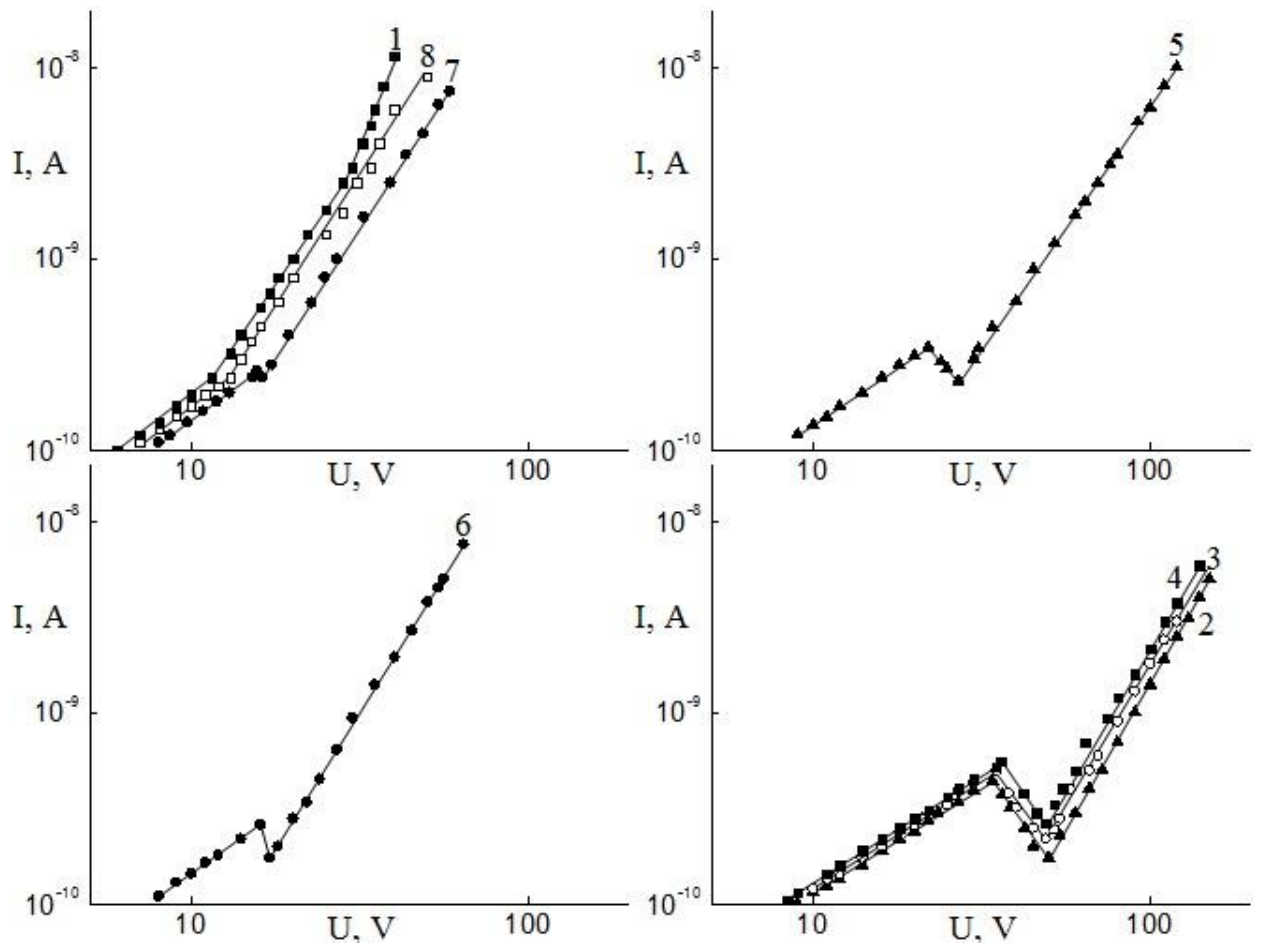
düsturunun köməkliyi ilə p-InSe və n-InSe<Sn> nümunələrinin radiasiya defektlərinin konsentrasiyaları müəyyən edilmiş və cədvəlin son stünunda göstərilmişdir. n-InSe+0,4at.%Sn monokristallarında böyük radiasiya defektlərinin konsentrasiyasının olması faktı müəyyən edilmişdir. Beləliklə də, InSe monokristallarının qadağan zonasında yüksək konsentrasiyaya malik lokal halların əmələ gəlməsinə səbəb onun aşqarlarla legirə edilməsi və γ -kvantları ilə

şüalandırılması olmuşdur ki, nəticədə yeni defektlər yaranmışdır. Şüalanma p-InSe və n-InSe<Sn> monokristallarında yeni (radiasiya) defektləri yaratmaqla yanaşı lokal halların energetik daralmasına səbəb olan kristaldakı miqrasiya olunmuş defektlərin bölüşdürülməsi stinullaşdırılmışdır. Aldığımız nəticələr [174, s. 394-397]-dəki nəticələrimizlə uyğunluq təşkil edir.

4.7. TlInS₂ monokristallarının VAX-na γ - kvantları ilə şüalanmanın təsiri

Bu hissədə TlInS₂ monokristallarının VAX-na γ -şüalanmanın təsiri tədqiq edilmişdir. Şəkil 4.7.1-də 293K temperaturda Ag-TlInS₂-Ag strukturunun VAX-1 göstərilmişdir. Şəkil 4.7.1-in, əyri 1-də şüalanmamış, 2-ci əyridə isə şüalanma dozası $D_\gamma = 50$ krad olan 3-8 –ci əyriyə uyğun olaraq 24, 48, 120, 144, 192 və 240 saatdan sonra həmən doza ilə şüalanmış nümunənin VAX-1 göstərilmişdir. Şüalanmamış TlInS₂ nümunəsinin VAX-1 üç hissədən ibarətdir: xətti ($I \sim V$), kvadratik ($I \sim V^2$) və cərəyanın kəskin qalxma oblastından ($I \sim V^5$). Şüalanmış TlInS₂ nümunəsinin (əyri 2) VAX-1 əvvəlcə xətti sahədən sonra elektrik gərginliyinin 34-dən 50V qiymətinə kimi cərəyanın qiyməti minimuma kimi azalmışdır. 293K temperaturda şüalanma dozası $D_\gamma = 50$ krad olan Ag-TlInS₂-Ag nümunəsinin VAX-1 uyğun olaraq 24, 48, 120, 144 və 192 saatdan sonra ölçülmüşdür. Şəkildən görünür ki, şüalanmadan sonrakı zaman (t) artdıqca, nümunənin VAX-1 sola sürüşür və tədricən şüalanmamış nümunənin VAX-na yaxınlaşır (əyri 1).

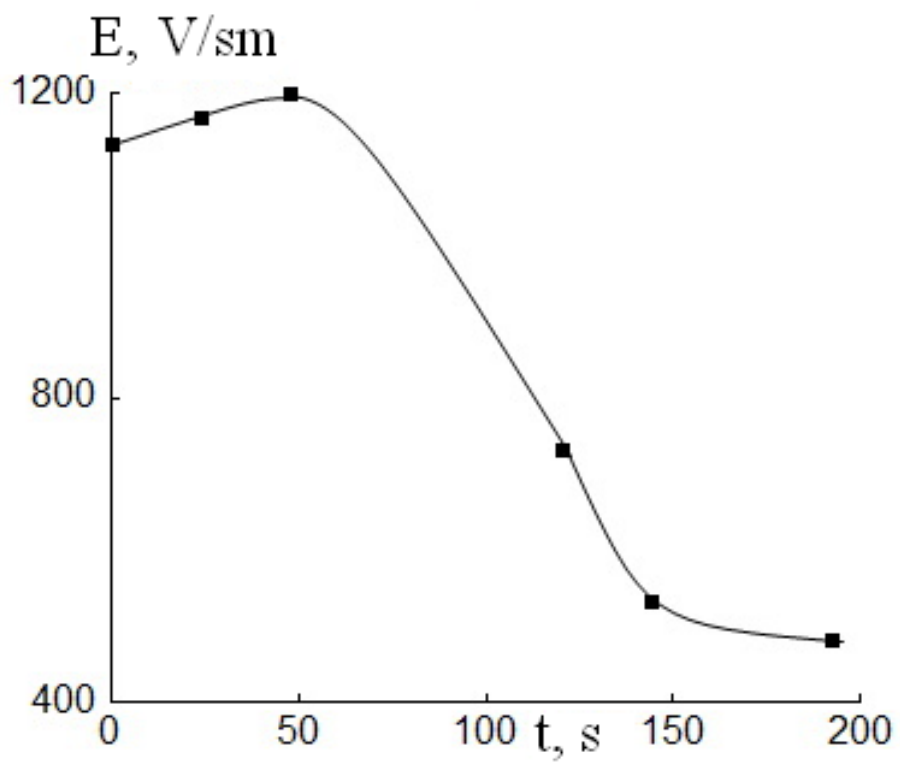
Beləliklə də pikin hündürlüyü tədricən azalır və 192 saatdan sonra çox az nəzərə çarpır (əyri 7) və 240 saatdan sonra şüalanmamış və şüalanma dozası $D_\gamma = 50$ krad olan şüalanmamış Ag-TlInS₂-Ag strukturunun VAX-1 ilə üst-üstə düşür (əyri 8). Bu [226, s. 1-4], [234, s. 581-584]-da göstərilən aşağı dozanın monokristalların fiziki xassələrinə təsiri hadisəsi ilə uyğundur. Elektrik sahəsi artdıqca, elektronların tutulma əmsalları artır və dərin aşqar səviyyəli yarımkeçiricilər üçün mənfi diferensial müqavimətli oblastda VAX N-ə bənzər formalı olur [158, s. 255-267], [240, s. 210-214]. Bu halda cərəyanın gərginlikdən asılılığı



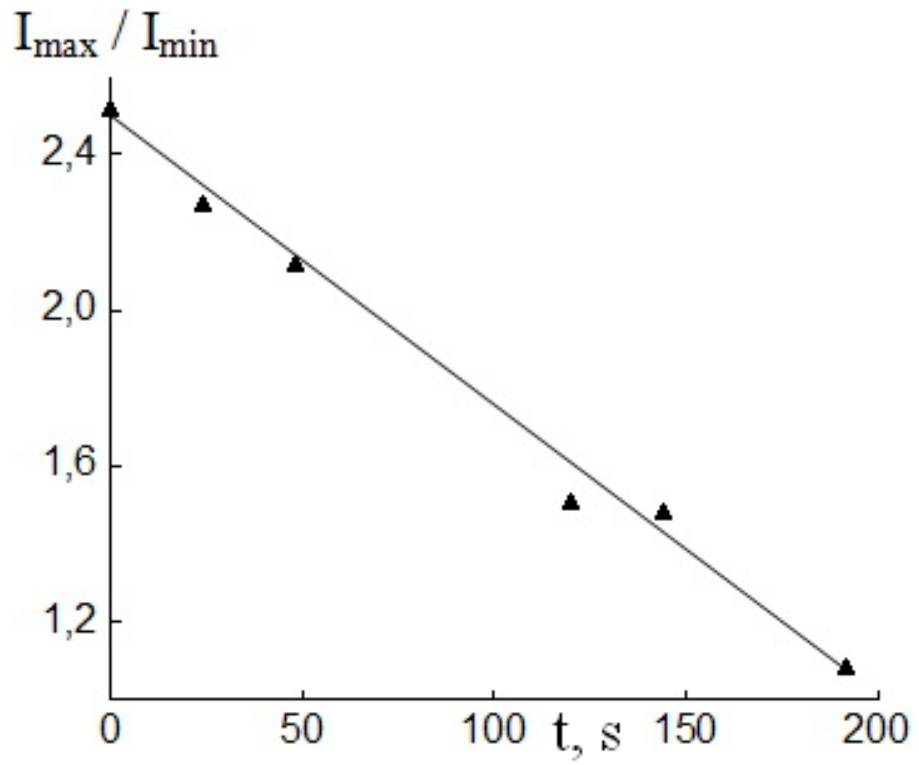
Şəkil 4.7.1 Ag–TlInS₂–Ag strukturunun VAX-ı şüalanmamış (1-ci əyri) və $D_\gamma = 50$ krad dozalı γ -kvantları ilə şüalanmadan sonra (2-8-ci əyri), ölçülər γ -kvantları ilə şüalanmadan t müddət sonra aparılmışdır: 2–0; 3–24; 4–48; 5–120; 6–144; 7–192; 8–240.

kvadratik asılılığı xarakterizə etmir və domenlərin yaranma prosesində cərəyanın tədricən yavaşması və düşməsinə göstərir. Bir cür elektrik sahəsində bu formalı VAX-1 bir tip dərin mərkəzlər saxlayan, yüksək kompensasiya olunmuş GaAs yarımkeçiricisində görünmüşdür. Domenlər yarananda 860 V/sm-də maksimum cərəyan sıxlığı ilə minimum cərəyan sıxlığı fərqi I_{\max}/I_{\min} 8,2-yə bərabər olur. Şəkil 4.7.2-də təcrübi olaraq elektrik sahəsi (E)-də sərhəd gərginliyinin TlInS₂ nümunəsində $D_{\gamma}=50$ krad doza ilə şüalanandan sonrakı zamandan asılılığı göstərilmişdir. Şəkil 4.7.2-dən görünür ki, E(t) asılılığı əvvəlcə zəifləyir, sonra (t>48 s.) kəskin düşür. Şəkil 4.7.3-də təcrübi olaraq $D_{\gamma}=50$ krad dozalı γ -kvantları ilə şüalanmış Ag-TlInS₂-Ag nümunəsinin maksimal cərəyanın minimal cərəyana olan nisbətinin düşmə müddətindən asılılığı verilmişdir. Görünür ki, t artdıqca, I_{\max}/I_{\min} xətti olaraq, 2,5-dən 1,08-ə qədər azalır. TlInS₂ monokristallarında göstərilən ($I_{\max}/I_{\min}=8,2$) nəzəri qiymətindən az alınır ki, bu onunla izah olunur ki, təcrübə apardığımız elektrik sahə nəzəri sahədən qeyribircisliliyi ilə fərqlənir.

Yuxarıda göstərilən təcrübi nəticələrə görə müəyyən edilmişdir ki, γ -kvantları ilə şüalanmış TlInS₂ monokristallarında müəyyən sərhəd E elektrik sahəsində şüalanmamış kristaldan fərqli olaraq, qütblənmiş domenlər əmələ gəlir ki, bu da VAX-da mənfi diferensial müqavimətin əmələ gəlməsinə səbəb olur. Çox yüksək gərginliklərdə kontaktlardan kristallara injeksiya olunmuş yükdaşıyıcıların böyük qiymətində mənfi diferensial qiymət kvadratik oblast ilə əvəz olunur. Təcrübi faktlar göstərir ki, γ -kvantları ilə şüalanmış TlInS₂ monokristalları zaman keçdikcə VAX-da mənfi diferensial müqavimətin qiyməti azalır və 10 sutkadan sonra tamamilə yox olur. Bu onu göstərir ki, $D_{\gamma}=50$ krad doza ilə şüalanmış TlInS₂ monokristallarında γ -kvantları ilə şüalanmanın təsiri ilə yaranan struktur defektləri dayanıqsızdır. Bu hal TlInS₂ monokristallarının daha yüksək doza ($D_{\gamma}= 60; 80$ və 100 krad) ilə şüalandırıldıqda VAX-da MDM qeydə alınmır. Məlumdur ki, bərk cisimlər elektromaqnit şüaları ilə qarşılıqlı təsirdə olduqda, maddənin elektrik xassələrində dəyişiklik baş verir ki, bunları dönər və dönməz proseslərə ayırmaq olar. Dönər proseslərdə elektrik xassələrinə təsir effekti yarımkeçiriciyə şüalanmanın təsiri kəsildikdən sonra müəyyən sürətlə əvvəlki vəziyyətinə qayıdır.



Şəkil 4.7.2 TIInS₂ monokristallarının elektrik sahəsinin sərhəd gərginliyindən 50 krad dozalı γ -şüalanmanın təsiri altında saxlama müddətindən asılılığı.



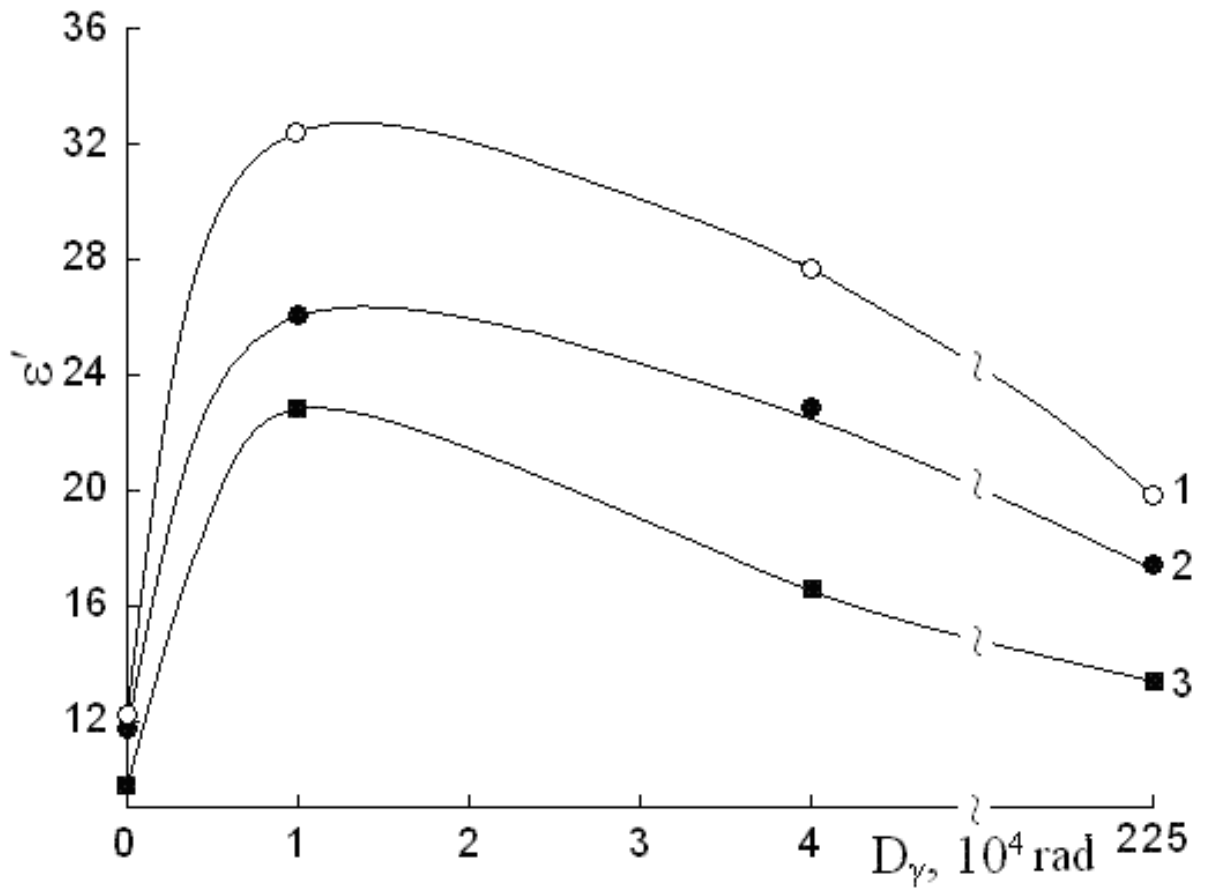
Şəkil 4.7.3 TlInS₂ nümunəsində I_{\max}/I_{\min} nisbətinin γ - şüalanmadan sonra saxlanma müddətindən asılılığı.

Demək elektrik xassələrinin qiymətini şüalanmanın gücü, temperaturu, maddənin strukturu, kimyəvi rəbitənin xüsusiyyətləri və s. asılıdır. $D_\gamma=50$ krad doza ilə şüalanmış TlInS_2 monokristallarının VAX-da γ -şüalarının təsiri ilə baş verən dəyişiklik 10 sutkadan sonra yox olması prosesin dönər proses olmasını göstərir [36, s. 24-29].

Qeyd edək ki, TlInS_2 monokristallarında müxtəlif aşqarların və γ -şüalarının təsiri ilə polyar domenlərin əmələ gəlməsi dielektrik nüfuzluğunun temperatur asılılığını öyrənilən zaman müşahidə olunmuşdur [37, s. 1423-1426], [172, s. 1041-1042], [204, s. 1085-1087].

4.8. TlInS_2 monokristallarının dəyişən elektrik sahəsində dielektrik xassələrinə və elektrikkeçiriciliyinə γ -şüalanmanın təsiri

İşin məqsədi TlInS_2 monokristallarının dəyişən elektrik sahəsində elektrik və dielektrik xassələrinə γ -şüalanmanın təsirini öyrənməkdir. Qeyd olunmuş tezlikdə TlInS_2 monokristallarının dielektrik xassələri əvvəlcə şüalanmamış, növbəti mərhələdə $D_\gamma = 10^4$; $4 \cdot 10^4$ və $2,25 \cdot 10^6$ rad dozalı γ -şüalanmadan sonra ölçülür. Müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun γ -kvantları ilə şüalanma dozasından asılılığı şəkil 4.8.1, əyri 1-3-də verilmişdir. TlInS_2 monokristallarında $5 \cdot 10^4$ - $3,5 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında $\epsilon^1(D_\gamma)$ asılılığında əvvəlcə ϵ^1 -in artımı görünür, sonra ($D_\gamma > 10^4$ rad) doza toplandıqca, dielektrik nüfuzluğunun qiyməti azalır, ancaq bu zaman həmişə şüalanmış TlInS_2 nümunəsində dielektrik nüfuzluğunun qiymətindən çox olur. Dielektrik nüfuzluğunda ən böyük artım $D_\gamma=10^4$ rad doza ilə şüalanmış monokristallarda və $f=5 \cdot 10^4$ Hs. tezlikdə olur. Burada şüalanmış monokristalların dielektrik nüfuzluğu şüalanmamışa nisbətən 2,7 dəfə artır. Yüksək tezliklərdə bu nisbət $\sim 2,3$ -ə bərabər olur. TlInS_2 monokristallarının izostrukturu olan TlGaS_2 birləşməsində doza asılılığında analogi qanunauyğunluq qeydə alınmışdır [237, s. 68-70]. 10^6 rad və 10^4 - 10^6 Hs tezlik oblastında TlGaS_2 nümunəsinin dielektrik nüfuzluğu şüalanmamış nümunədən çox və $D_\gamma=10^7$ - 10^8 rad, yüksək tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun

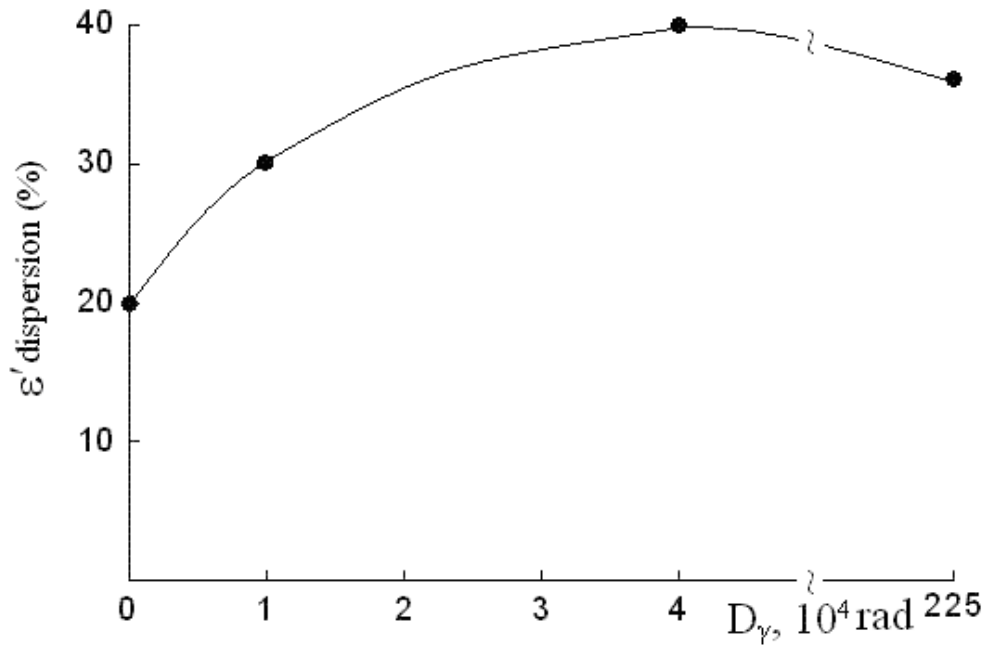


Şəkil 4.8.1 TlInS₂ monokristallarında dəyişən elektrik sahəsinin müxtəlif tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun γ -şüalanmanın dozasından asılılığı f , Hs: 1– $5 \cdot 10^4$; 2– 10^5 ; 3– $3 \cdot 10^7$. T = 300 K.

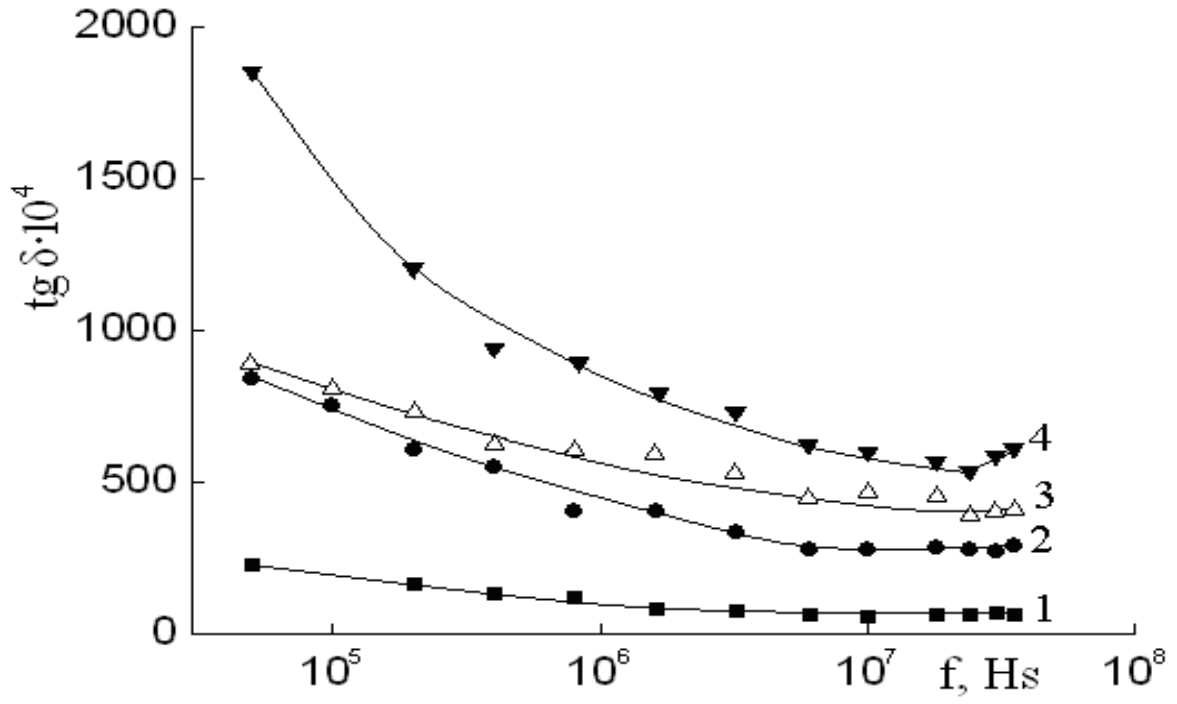
qiyməti şüalanmamış monokristalındakına nisbətən az olur. 10^8 rad dozasında, (200-370K) temperatur oblastında və (10^2 - 10^6 Hs) tezlik intervalında dielektrik nüfuzluğunun qiyməti azalır. TlGaS₂ nümunəsində dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin özünü belə aparmasını nümunədə radiasiya nəticəsində yaranan domenlərin stabilləşməsi və dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin azalması ilə əlaqədardır [196, s. 873-877], [237, s. 68-70]. TlInS₂ nümunəsində $D_\gamma=10^4$ rad doza ilə şüalanmış monokristallarda dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin qiymətinin artmasını kiçik dozalı şüalanmada kristallarda defektlərin radiasiya dəmlənməsinin (kiçik doza effekti) baş verməsidir (şəkil 4.8.1). Şüalanma dozası $D_\gamma=2,25 \cdot 10^6$ rad qiymətinə qədər artdıqca, kristallarda defektlərin bölüşdürülməsi və miqrasiyası gedir. Nümunəyə radiasiyanın təsiri stimullaşır, bu da öz növbəsində dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin azalmasına gətirir. TlInS₂ nümunəsini $D_\gamma=2,25 \cdot 10^6$ rad şüalandırdıqda ϵ^1 şüalanmamışınkına nisbətən çox olması faktı göstərir ki, kristallarda domen strukturun stabilləşməsi üçün bu doza kifayət deyil. Şüalanma dozası yüksək 10^8 - $4 \cdot 10^8$ rad olan TlInS₂ monokristallarında 180-220 K temperatur intervalında dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin şüalanmamış nümunənininkindən az olması [192, s. 205]-ci işdə göstərilmişdir. Həmçinin müxtəlif şüalanma dozalarında dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin tezlik asılılığı ölçülmüşdür. Həm şüalanmamış, həm də γ -kvantları ilə şüalanmış TlInS₂ nümunəsində dielektrik nüfuzluğunun dispersiyası müşahidə olunur. Belə ki, tezlik $5 \cdot 10^4$ -dən $3,5 \cdot 10^7$ Hs-ə qədər dəyişdikdə əgər şüalanmamış TlInS₂ nümunəsində dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin qiyməti 12,2-dən 9,8-ə qədər azalırsa, şüalanma dozası $D_\gamma=10^4$ rad olduqda göstərilən oblastda dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin 32,4-dən 22,9-a və uyğun olaraq, şüalanma dozası $D_\gamma=4 \cdot 10^4$ rad və $D_\gamma=2,25 \cdot 10^6$ rad olduqda, dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin 27,7-dən 16,6-ya qədər və 19,8-dən 12,7-yə qədər azalır. Alınmış nəticələr göstərir ki, əgər şüalanmamış TlInS₂ monokristallarında dispersiya $5 \cdot 10^4$ - $3,5 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında 20% təşkil edirsə, γ -şüalanmanın yüksək dozalarında bu göstərici daha çox artır (Şəkil 4.8.2).

Təcrübədən görünür ki, tezlik artdıqca, TlInS₂ monokristallarında dielektrik nüfuzluğunun dispersiyası monoton olaraq azalır ki, bu da relaksasiya dispersiyasının olduğunu göstərir. Həmçinin TlInS₂ monokristallarında γ -şüalanmanın müxtəlif dozalarında dielektrik itgi bucağının tezlik asılılığı öyrənilmişdir (şəkil 4.8.3).

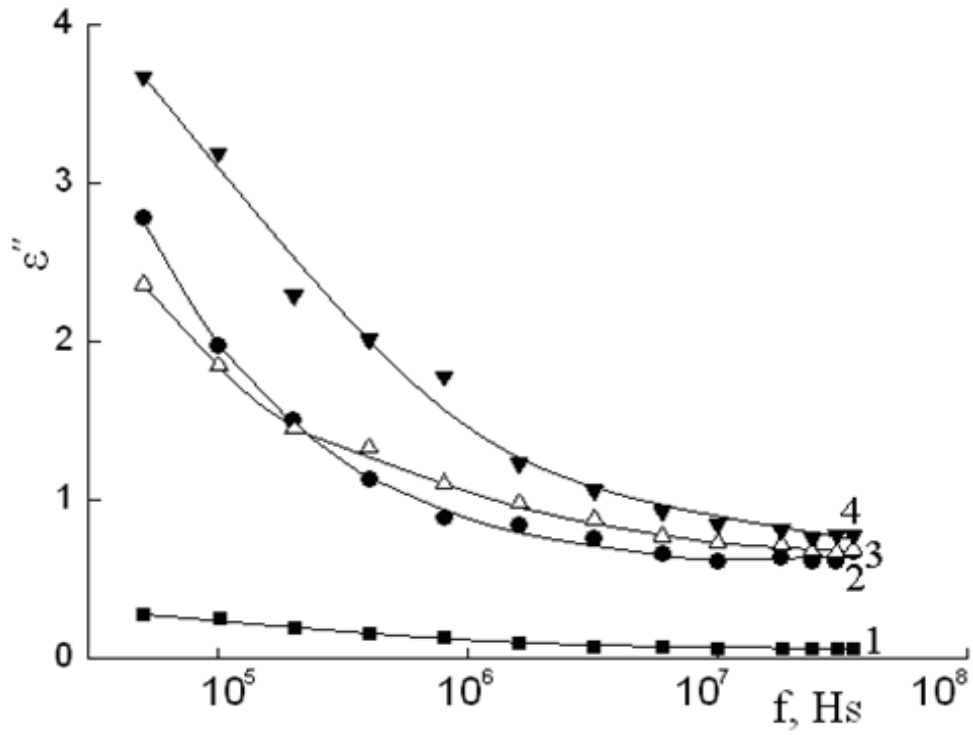
Dielektrik itgi bucağının tangensinin tezlikdən asılılığının xarakterinə görə həm şüalanmamış, həm də 10^4 - $2,25 \cdot 10^6$ rad doza ilə şüalanmış TlInS₂ monokristallarında itgi tezliyin $f=10^7$ Hz qiymətinə kimi elektrikkeçiriciliyi hesabına baş verir. $f>10^7$ Hz qiymətində isə relaksasiya itgiləri baş verir. Relaksasiya itgisinin payı TlInS₂-ni maksimum şüalandırdıqda ($D_\gamma=2,25 \cdot 10^6$ rad) ən çox olur (şəkil 4.8.3, əyri 4). Şəkil 4.8.3-dən görüldüyü kimi şüalanma dozası 0-dan $2,25 \cdot 10^6$ rad-a qədər artdıqda tezliyin öyrənilən bütün diapazonunda $\tan \delta$ artır və getdikcə daha çox dispersiyaya uğrayır. Şəkil 4.8.4-də müxtəlif dozalı γ -şüalanmada TlInS₂ monokristallarının dielektrik itgi əmsalının tezlik asılılığı göstərilmişdir. Sonra müxtəlif tezliklərdə dəyişən elektrik sahəsində elektrikkeçiriciliyinin doza xarakteristikası öyrənilmişdir. Şəkil 4.8.5-dən görüldüyü kimi şüalanma dozası artdıqca, tezliyin bütün intervalında dəyişən elektrik sahəsində elektrikkeçiriciliyi də artır. TlInS₂ monokristalları $D_\gamma=4 \cdot 10^4$ rad doza ilə şüalandırıldıqda şüalanmamış monokristalların elektrikkeçiriciliyindən kəskin-yəni 9 dəfə fərqlənir ($\sigma_{ac}^\gamma/\sigma_{ac} \approx 9$). Şüalanma dozasının sonrakı artımında nümunənin dəyişən elektrik sahəsində elektrikkeçiriciliyinin artımı zəifləyir. Şüalanma dozasının $D_\gamma>10^4$ rad qiymətlərində $\sigma_{ac}(D_\gamma)$ asılılığının meyliliyi dəyişən elektrik sahəsinin tezliyi artdıqca azalır, tezliyin $f=3,5 \cdot 10^7$ Hz qiymətində təcrübi olaraq, elektrikkeçiriciliyi şüalanma dozası D_γ -dan asılı olmur. Öyrənilən tezlik intervalında γ -şüalanma hesabına TlInS₂ monokristallarının keçiriciliyinin maksimum artımı $\sigma_{ac}^\gamma/\sigma_{ac} \approx 13$ olur. Şəkil 4.8.6-da TlInS₂ monokristallarının 300K temperaturunda dəyişən elektrik sahəsində elektrikkeçiriciliyinin tezlik asılılığı (əyri 1) şüalanmamış (əyri 2-4) şüalanandan sonra verilmişdir. Qeyd edək ki, TlInS₂ monokristallarında dc keçiriciliyi $\sigma_{dc}=2 \cdot 10^{-11}$ Om⁻¹sm⁻¹ olur. Şəkil 4.8.6, əyri 1-4 $\sigma_{ac} \sim f^{0,8}$ tezliyin $f>10^7$ Hz qiymətlərində isə super xətti sahə $\sigma_{ac} \sim f^{1,3}$ baş verir. Şüalanma dozası artdıqca $\sigma_{ac} \sim (f)$ asılılığı yuxarıya sürüşür. Bununla da $f=5 \cdot 10^4$ - $3,5 \cdot 10^7$ Hz tezlik intervalında $\sigma_{ac} \sim f^{0,8}$, bu da sıçrayışlı



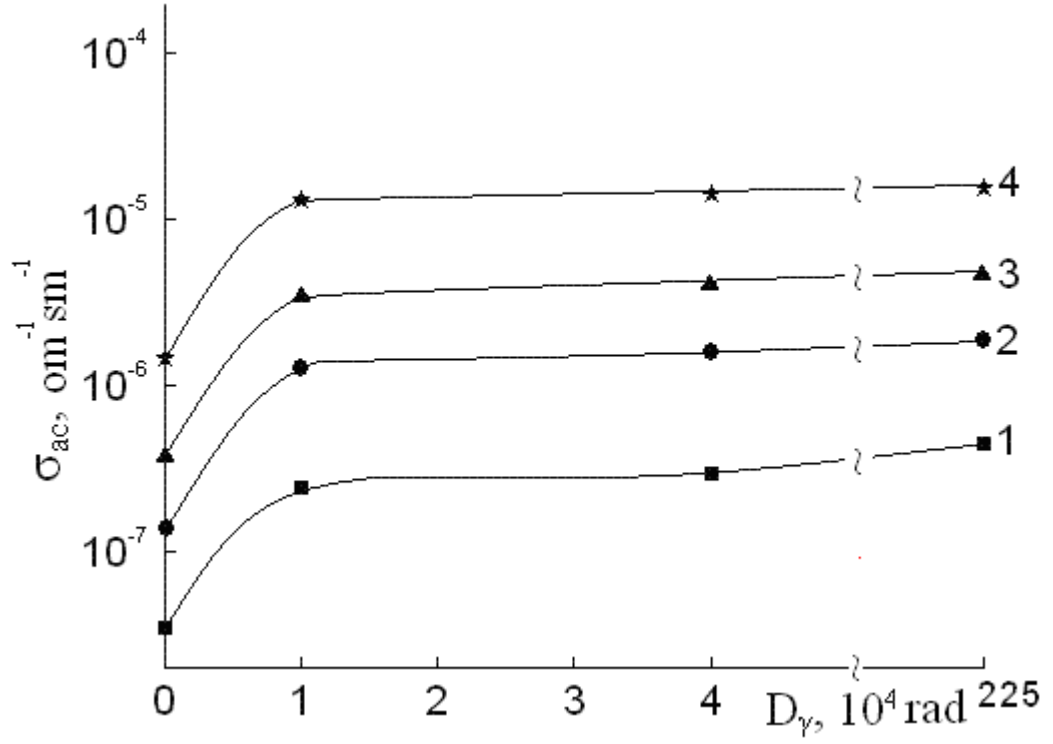
Şekil 4.8.2 TIInS₂ monokristallarında dielektrik nüfuzluğunun dispersiyasının doza asılılığı.



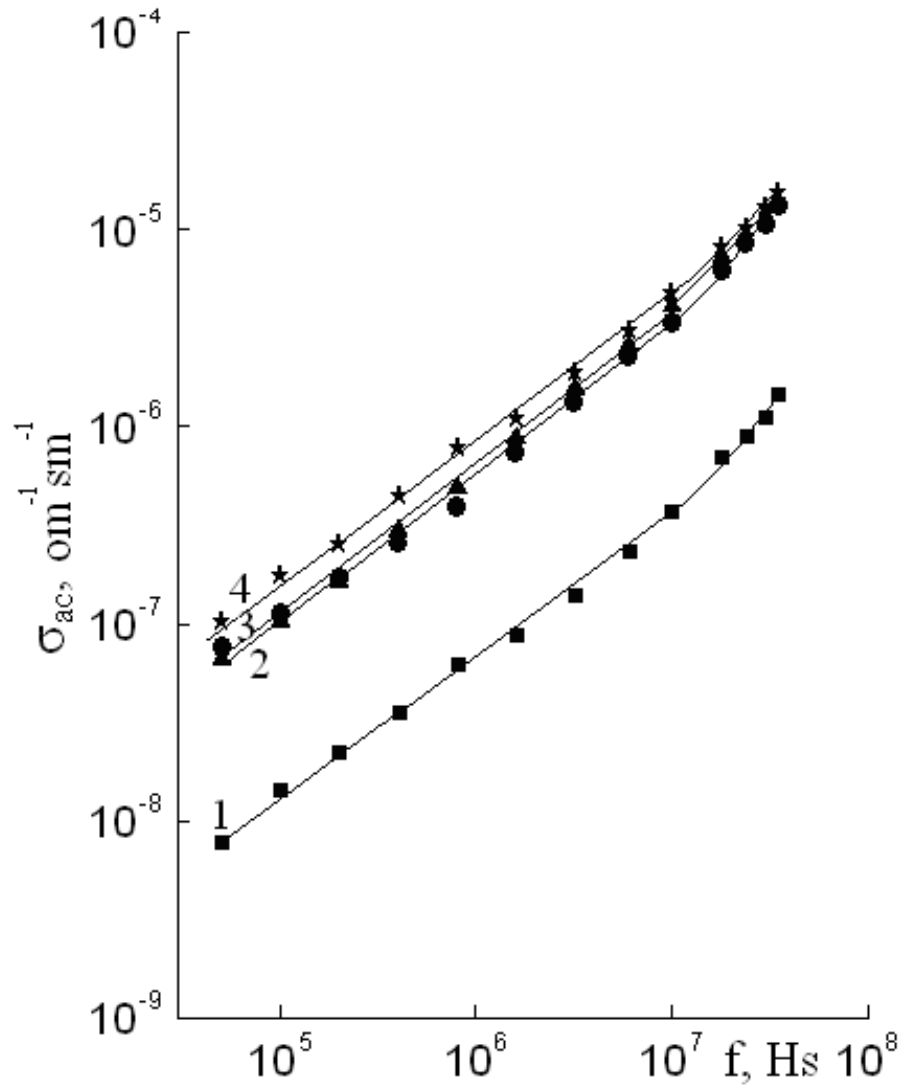
Şəkil 4.8.3 Müxtəlif dozalı γ -şüalanmada TIInS₂ monokristallarının dielektrik itgi bucağının tangensinin tezlik asılılığı D_γ , rad: 1– 0; 2– 10^4 ; 3– $4 \cdot 10^4$; 4– $2,25 \cdot 10^6$.



Şəkil 4.8.4 TlInS₂ monokristallarının dielektrik itgiləri əmsalının γ -şüalanmanın müxtəlif dozalarında dispersiya ayriləri D_γ , rad: 1–0; 2– 10^4 ; 3– $4 \cdot 10^4$; 4– $2,25 \cdot 10^6$.



Şəkil 4.8.5 Müxtəlif tezliklərdə TIInS₂ monokristallarının ac-elektrik keçiriciliyinin şüalanma dozasından asılılığı f , Hs: 1– $4 \cdot 10^5$; 2– $3.2 \cdot 10^6$; 3– 10^7 ; 4– $3,5 \cdot 10^7$.



Şəkil 4.8.6 TIInS₂ monokristallarının tezliyin müxtəlif qiymətlərində ac-keçiriciliyi:

şüalanmadan əvvəl (əyri 1) və şüalanmadan sonra (əyri 2) uyğun olaraq γ -şüalanma dozası D_γ , rad: 2– 10^4 ; 3– $4 \cdot 10^4$; 4– $2,25 \cdot 10^6$.

keçiricilik üçün xarakterikdir [160, s.212-224]. Şəkil 4.8.6 bütün əyrilər üçün bu dəyişməzdir. Bu onu göstərir ki, TlInS₂ nümunəsində γ -kvantları ilə şüalanma sıçrayışların orta məsafəsini və sıçrayışlar arasındakı müddətə təsir göstərmir. Sıçrayışlı keçiricilik nəzəriyyəsinə əsasən dəyişən cərəyanda sıçrayışların orta məsafəsi [160, s.59]-a əsasən aşağıdakı kimi təyin olunur $R = \left(\frac{a}{2}\right) \ln(v_F \tau)$. Təcrübi olaraq elektrikkeçiriciliyi üçün $f^{0,8}$ asılılığından orta tezlik τ^{-1} olur. Alınan $\sigma_{ac} \sim (f)$ asılılığından $\tau = 0,2 \mu s$. TlInS₂ monokristalları üçün (3.4.1) düsturundan $R = 86 A^0$ olur. TlInS₂ monokristalları üçün R hesablanarkən lokallaşma radiusu onun binar sulfidininki [160, s.59] və TlInS₂ üçün $v_F = 10^{12}$ Hs götürülüb [172, s. 2140-2143]. Təcrübi nəticələrə əsasən yükdaşıyıcıların sıçrayışını əmələ gətirən Fermi N_F-in şüalanmanın müxtəlif dozalarında qiymətləri cədvəl 4.8.1-də verilmişdir. Görünür ki, şüalanmanın dozaları toplandıqca N_F-in qiyməti artır. Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal halların energetik səpilməsi təyin edilmişdir [160, s.224]. Şüalanmamış və müxtəlif dozalı γ -kvantları ilə şüalanmış monokristallarda energetik səpilmənin qiymətləri cədvəl 4.8.1-də göstərilmişdir. Görünür ki, D_γ artdıqca, ΔE energetik zolağı daralır. (3.15) düsturu ilə hesablanmış şüalanmamış və γ -kvantları ilə şüalanmış TlInS₂ monokristallarında tələli halların konsentrasiyaları cədvəl 4.8.1-də göstərilmişdir. Şüalanmamış və γ -kvantları ilə şüalanmış N_F-in qiymətləri əsasında (4.6.1) düsturunun köməyi ilə TlInS₂ monokristallarında radiasiya defektlərinin konsentrasiyaları hesablanıb. TlInS₂ monokristallarında γ -kvantları ilə şüalanmanın müxtəlif dozalarında N_{r,d}-nin hesablanmış qiymətləri cədvəl 4.8.1-də verilmişdir. Görünür ki, TlInS₂ monokristallarında N_{r,d} radiasiya defektlərinin konsentrasiyaları tələli halların konsentrasiyalarına çox da təsir etmir. Qadağan zonada olan lokal hallarda konsentrasiyanın böyük olması bu kristalları energetik struktur quruluşu ilə amorf yarımkəçiricilərə yaxınlaşdırır. Amorf maddələrin əsas xüsusiyyətlərindən biri də deformasiya olunmuş rabitənin və hətta qırılmış rabitənin mövcud olmasıdır və bu da maddədə akseptor xüsusiyyətlərinin yaranmasına gətirib çıxarır. Bu defektlərin rolu kristallarda böyükdür. TlInS₂-nin lokallaşmış hallarının konsentrasiyalarının böyük olması Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal halların sıxlığını hesablamağa imkan verir.

γ -kvantları ilə müxtəlif dozalarda şüalanmış TlInS₂ monokristallarının lokal hallarının parametrləri.

γ - Şüalanma dozası D_γ, rad	$N_F, \text{eV}^{-1} \cdot \text{sm}^{-3}$	$\Delta E, \text{eV}$	N_t, sm^{-3}	N_{td}, sm^{-3}
0	$5,2 \cdot 10^{18}$	0,14	$7,28 \cdot 10^{17}$	0
10^4	$1,5 \cdot 10^{19}$	0,05	$7,5 \cdot 10^{17}$	$2,2 \cdot 10^{16}$
$4 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^{19}$	0,047	$7,52 \cdot 10^{17}$	$2,4 \cdot 10^{16}$
$2,25 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^{19}$	0,04	$7,6 \cdot 10^{17}$	$3,2 \cdot 10^{16}$

Əlavə γ -kvantları ilə şüalanma yeni defektlərin əmələ gəlməsinə səbəb olur. TlInS₂ monokristalında γ -şüalanma təkcə radiasiya defektləri yaratmır, eyni zamanda defektlərin dəmlənməsini stimullaşdırır, kristaldakı defektləri miqrasiyasını və paylanmasını təmin edir [48, s. 36-37], [153, s. 132], [196, s. 873-875]. Beləliklə γ -kvantları ilə şüalanmış TlInS₂ monokristallarının dielektrik əmsallarının və ac-keçiriciliyinin tezlik asılılığının öyrənilməsi nəticəsində yaranan dielektrik itgisinin təbiətini, yükdaşıyıcıların köçürmə mexanizmini təyin etməyə və Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal halların energetik səpilməsini, sıçrayışların orta müddətini və məsafəsini hesablamağa, həmçinin dəyişən elektrik sahəsində dərin tələlərin konsentrasiyaları təyin etməyə imkan verir. Göstərilmişdir ki, γ -şüalanmanın hesabına TlInS₂ monokristallarının dielektrik əmsallarının və həmçinin dəyişən cərəyanda keçiriciliyin qiymətini idarə etmək olar. Göstərilən monokristal əsasında qamma-detektoru aktiv elementinin hazırlanmasının mümkünlüyü barədə məlumat verir. Beləliklə də təcrübədən alınan nəticələr özündən əvvəlki, nəticələrlə uyğunluq təşkil edir [234, s. 581-582].

4.9. TlGaSe₂ monokristallarının sabit elektrik sahəsində lokal halların parametrlərinə γ -kvantları ilə şüalanmanın təsiri

İşin məqsədi sabit elektrik sahəsində TlGaSe₂ monokristallarının qadağan zolağındakı lokal halların parametrlərinə γ -kvantları ilə şüalanmanın təsirini öyrənməkdən ibarətdir. Şəkil 4.9.1-də 300K temperaturda TlGaSe₂

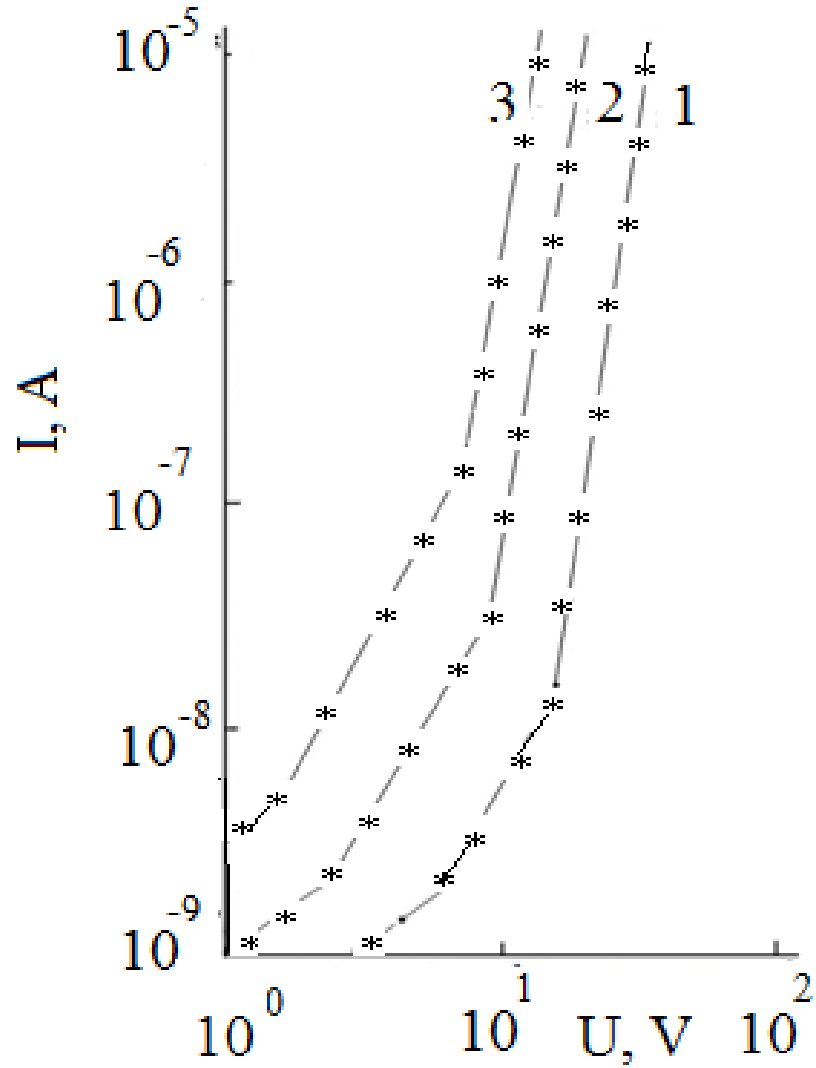
monokristallarının uyğun olaraq (əyri 2) şüalanmamış nümunənin və (əyri 1 və 3) 30 və 80 krad doza ilə şüalanmış nümunələrinin qaranlıqdakı VAX-ları verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi VAX-lar hər üç əyri üçün Omik $I \sim U$, tələli kvadratik $I \sim U^2$ və yüksək gərginliklərdə cərəyanın kəskin qalxma hissəsindən $I \sim U^n$ ibarətdir. Təcrübədən tapdığımız qiymətləri izah etmək üçün FYMC nəzəriyyəsindən istifadə etmişik [136, s. 369-371]. Demək olar ki, kiçik dozalı şüalanmaya nəzərən şüalanmamış nümunənin elektrikkeçiriciliyindəki fərq ilkin kristallardakı struktur defektlərinin sıxlıqlarının böyük olmasındadır. TlGaSe₂ monokristallarını daha böyük doza ilə şüalandırdıqda elektrikkeçiriciliyinin artmasına səbəb, ancaq yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının artmasıdır [14, s. 25], [20, s.30], [236, s. 1328-1331].

Sonda dürüstlüyünə əmin olmaq üçün hər kristalların müxtəlif qalınlıqlardakı 3 nümunəsinin VAX-ını müəyyən etmişik. Lampert [136, s.369-371] nəzəriyyəsində göstərilmişdir ki, TlGaSe₂ monokristallarının müxtəlif qalınlıqlarında lokal səviyyələrin elektrik parametrlərinin dəyişməsi azdır. Şüalanmamış və uyğun olaraq 30 və 80 krad doza ilə şüalanmış TlGaSe₂ monokristallarında FYMC rejiminə görə cərəyan sıxlığının L^3 -nün tərs qiyməti ilə mütənasib olmasıdır.

Bunu göstərmək üçün uyğun olaraq şüalanmamış (şəkil 4.9.2) monokristalların 100, 200 və 300 mkm qalınlıqlarda VAX-ı çıxarılıb. Sonra isə VAX-ın kvadratik oblastına uyğun olan gərginliyində ($U=6,4V$) şüalanmamış (şəkil 4.9.3) cərəyan sıxlığının L^3 -un tərs qiymətindən asılılığı göstərilib, bunlar (3.5.5) düsturu ilə uyğunluq təşkil edir [136, s. 369-371].

Təcrübədən aldığımız nəticələr cədvəl 4.9.1-də göstərilmişdir. Təcrübi tədqiqatlara əsasən aşağıdakı nəticələr alınmışdır:

1. Müəyyən edilmişdir ki, 300K temperaturda TlGaSe₂ monokristallarını γ -kvantları ilə şüalandırdıqda həm donör, həm də akseptor tipli radiasiya defektləri əmələ gəlir ki, onun da effektivliyi şüalanma dozəsindən və ilkin nümunələrin defektivliyindən asılıdır.
2. Müəyyən olunmuşdur ki, TlGaSe₂ monokristallarını daha böyük doza ilə şüalandırdıqda əlavə yeni mərkəzlər yaranmır və Fermi səviyyəsi yaxınlığındakı



Şəkil 4.9.1 Ag-TlGaSe₂-Ag strukturunun müxtəlif dozalarda və qalınlıqlıqdakı VAX-ı göstərilmişdir. Burada göstərilən nümunələr 1 – D γ =30krad; 2 – D γ =0; 3 – D γ =80 krad dozalarla şüalandırılmışdır

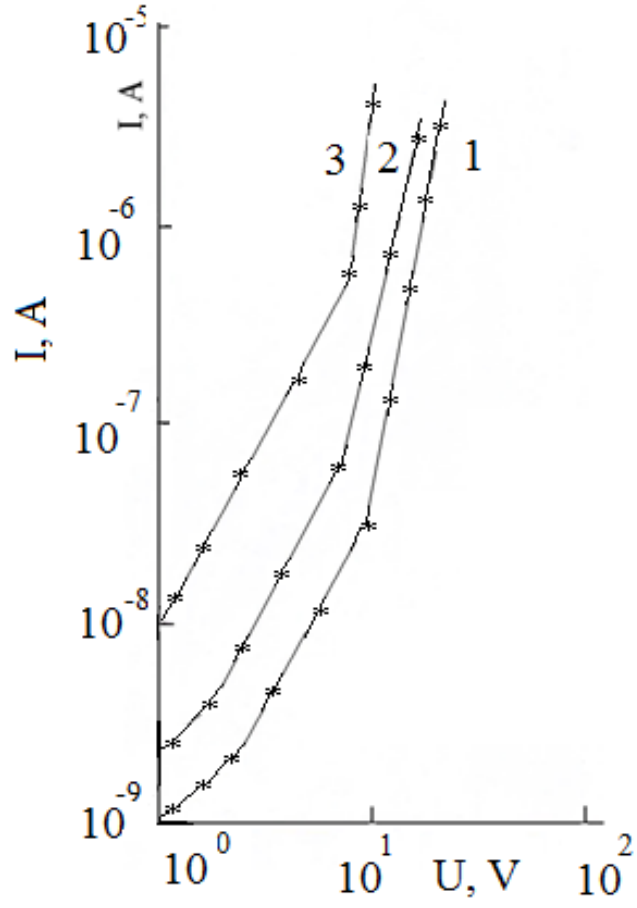
lokal halların konsentrasiyası artır ki, bu da öz növbəsində yükdaşıyıcıların ümumi konsentrasiyasını artırır.

Cədvəl 4.9.1

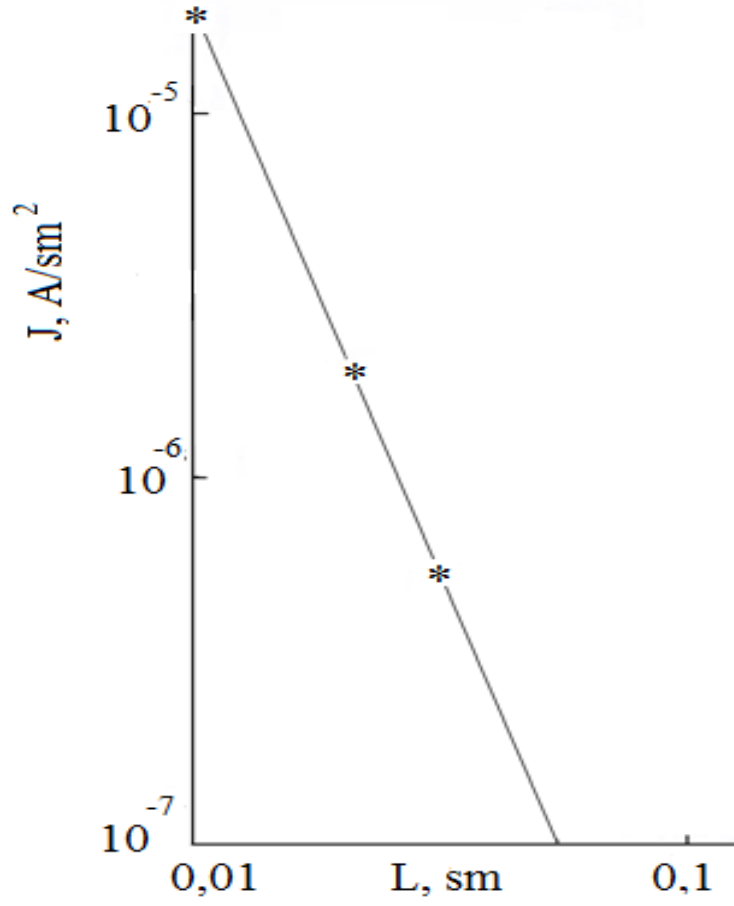
Elektrik ölçülərindən alınan TlGaSe₂ monokristallarında γ -şüalanmanın müxtəlif dozalarında və nümunənin müxtəlif qalınlıqlarında lokal səviyyələrin parametrləri

D_γ , krad	L, mkm	$N_t \times 10^{10}$, sm^{-3}	$P_0 \times 10^8$, sm^{-3}	$\theta \times 10^{-2}$	E_a , eV
0	100	3,2	3,6	13	0,54
	200	3,62	6,2	15,9	0,531
	300	4	2,72	5,17	0,557
30	100	3,39	9,6	21	0,525
	200	5,4	2,9	7,5	0,540
	300	7,2	2,9	2,1	0,566
80	100	-	-	-	-
	200	6,9	6,9	20	0,508
	300	3,62	3,62	10,5	0,541

Qurulmuş cərəyan sıxlığının nümunənin qalınlığından asılılıq qrafiki ($J \sim L^{-3}$) əsasında demək olar ki, aşqarlanmamış TlGaSe₂ monokristallarında olduğu kimi aşqarlanmış nümunələrdə də (3.5.5) asılılığı ödənilir .



Şəkil 4.9.2 Şüalanmamış Ag-TlGaSe₂-Ag strukturunun müxtəlif qalınlıqlarda VAX-1 L, mkm: 1 – 300; 2 – 200; 3 – 100.



Şəkil 4.9.3 Şüalanmamış TlGaSe₂ monokristallarında cərəyan sıxlığının nümunənin qalınlığından asılılığı.

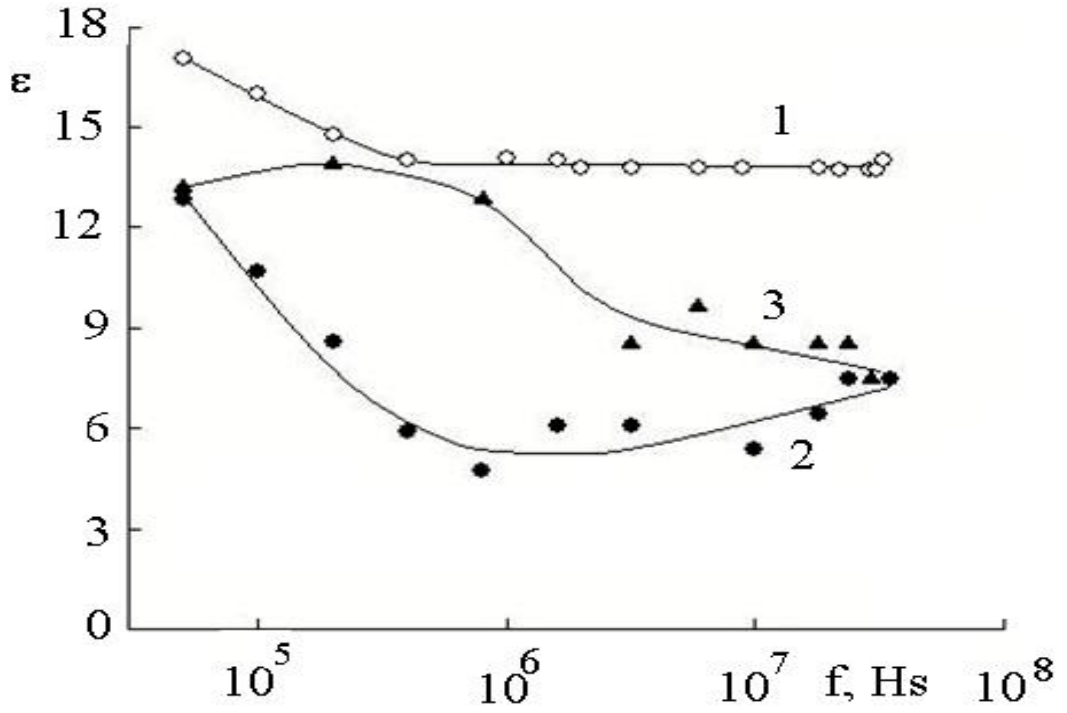
4.10. TlGaSe₂ monokristallarında dəyişən elektrik sahəsində radiasiya effektləri

Burada dəyişən elektrik sahəsində γ -şüalarının TlGaSe₂ monokristallarının dielektrik xassələrinə və elektrikkeçiriliyinə təsiri öyrənilmişdir.

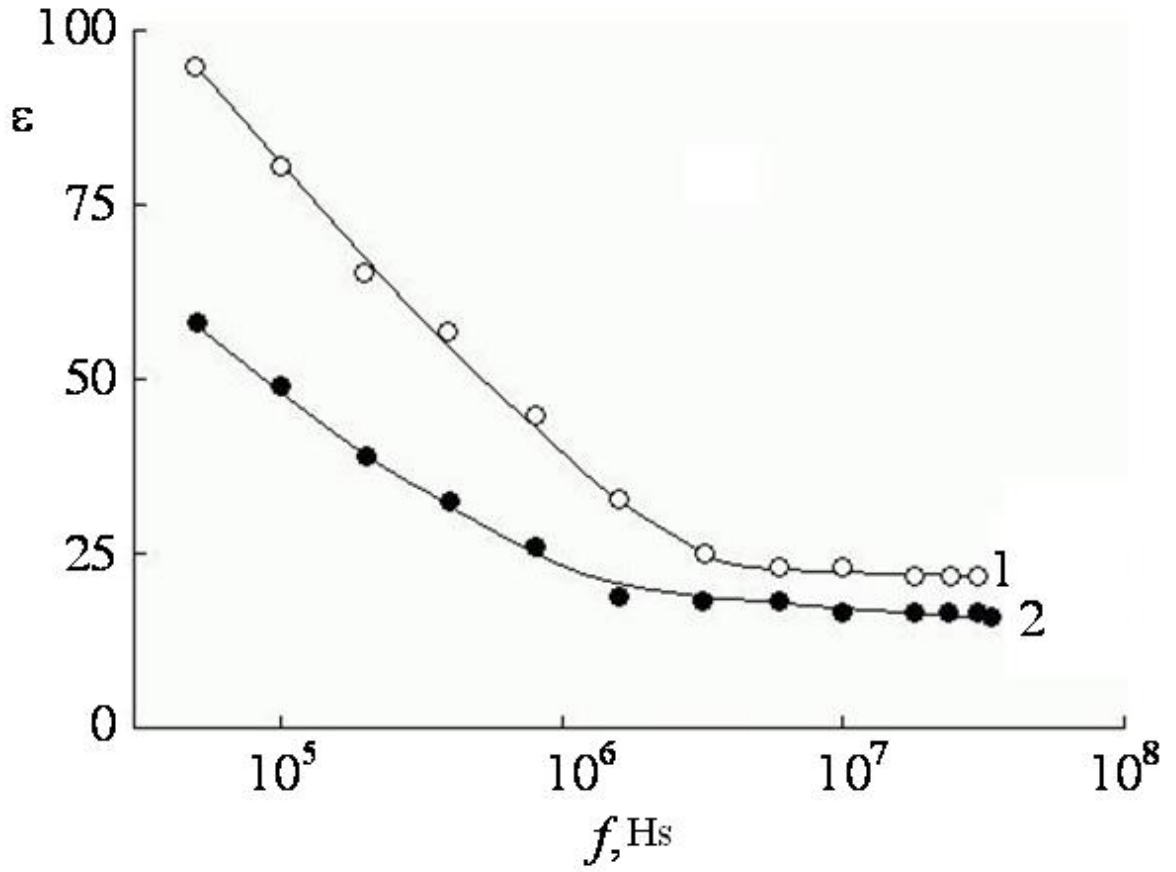
Uyğun olaraq şəkil 4.10.1 və 4.10.2-də TlGaSe₂ monokristallarından hazırlanmış (1№-li partiyadan $\rho_{dc}=8\cdot 10^9$ Om·sm və 2 №-li partiyadan $\rho_{dc}=4\cdot 10^8$ Om·sm) şüalanmamış və γ -kvantları ilə şüalanmış nümunələrin dielektrik nüfuzluğunun tezlikdən asılılığı göstərilmişdir. Şəkil 4.9.1-dən görünür ki, şüalanmamış 1№-li partiyadan götürülmüş nümunədə ϵ $5\cdot 10^4$ - $3,5\cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında 17-dən 13,7-yə qədər azalır. $D_\gamma=3\cdot 10^4$ rad doza ilə şüalanmış 1№-li partiyadan götürülmüş nümunənin ϵ -nu $5\cdot 10^4$ - $3,5\cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında 12,8-dən 7,5-ə qədər azalmışdır. $2,25\cdot 10^6$ rad doza ilə şüalanmış 1 №-li partiyadan götürülmüş nümunənin $\epsilon(f)$ dispersiyası şəkil 4.10.1, əyri 1 və 2 arasında aralıq vəziyyət tutur. γ -şüalanmasının aşağı dozalarında öyrənilən tezlik intervalında 1 №-li partiyadan götürülmüş nümunənin ϵ -nu azalır, nisbətən yüksək doza ilə şüalandırıldıqda artır, ancaq həmişə 1 №-li partiyadan götürülmüş şüalanmamış nümunənininkindən az olur.

1 №-li partiyadan götürülmüş nümunədə tezliyin $5\cdot 10^4$ və $3,5\cdot 10^7$ Hs qiymətlərində γ -şüalanmanın $3\cdot 10^4$ və $2,25\cdot 10^6$ rad dozalarında nümunələrin ϵ -nu təcrübi olaraq üst-üstə düşür. 2№-li partiyadan götürülmüş nümunələrdə γ -şüalanmadan sonra dielektrik nüfuzluğu həmçinin azalır (şəkil 4.10.2).

Ancaq ϵ -nun qiyməti 1 №-li partiyasınınkindən çox olur. Əgər 2№-li partiyadan olan şüalanmamış nümunənin ϵ -nu tezlik artdıqca 95-dən 22-ə qədər azalrsa, $D_\gamma=2,25\cdot 10^6$ rad doza ilə şüalanmış nümunənin isə ϵ -nu tezlik artdıqca, 58-dən 16,5-ə qədər azalır. Beləliklə həm 1№-li və həm də 2 №-li partiyalardan götürülmüş nümunələrdə γ -şüalanma ϵ -nun azalmasına gətirir. Həmçinin TlGaSe₂ monokristalının γ -şüalanmanın müxtəlif dozalarında dielektrik itgi bucağının tangensinin tezlikdən asılılığı öyrənilmişdir (cədvəl 4.10.1). 1№-li partiyadan götürülmüş şüalanmamış nümunədə tezlikdən asılı olaraq $tg\delta$ -nın azalması itginin elektrikkeçiriciliyi hesabına baş verdiyini göstərir. 1№-li partiyadan götürülmüş $3\cdot 10^4$ və $2,25\cdot 10^6$ rad doza ilə



Şəkil 4.10.1. γ -şüalanmanın müxtəlif dozalarında TlGaSe₂ monokristallarının 1N-li partiyasından götürülmüş nümunənin dielektrik nüfuzluğunun tezlik asılılığı D_γ , rad: 1-0; 2- $3 \cdot 10^4$; 3- $2,25 \cdot 10^6$



Şəkil 4.9.2 Şüalanmamış TlGaSe₂ monokristallarının (1) və $D_\gamma = 2,25 \cdot 10^6$ rad dozalılı γ -kvantları ilə şüalanmış 2№-li partiyadan götürülmüş nümunənin dielektrik nüfuzluğunun (2) tezlik dispersiyası.

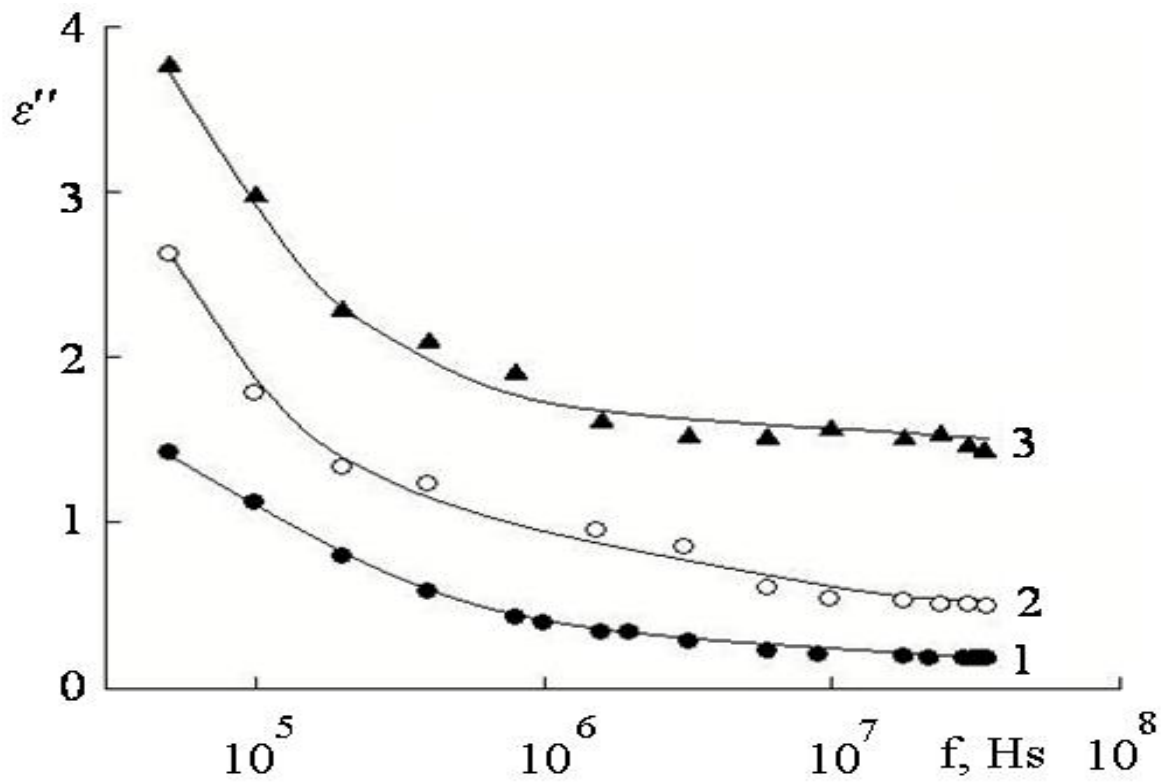
şüalanmış nümunələrdə $\text{tg}\delta$ şüalanmamışa nisbətən artır.

2№-li partiyadan götürülmüş $2,25 \cdot 10^6$ rad dozaya malik γ -kvantları ilə şüalanmamış nümunədə dielektrik itgisi ancaq elektrikkeçiriciliyinin hesabına olur, şüalanmamış kristallarda isə bu tezliyin $f \geq 4 \cdot 10^5$ Hs qiymətlərindən başlayaraq relaksasiya hesabına itgilərə çevrilir [160, s.205-207]. Şəkil 4.10.3-də TlGaSe_2 monokristallarında 1№-li partiyadan götürülmüş nümunənin kompleks dielektrik nüfuzluğunun xəyalı hissəsi olan ϵ'' müxtəlif dozalı şüalanmada tezlik asılılığı verilmişdir. Bütün üç əyri relaksasiya dispersiyası ilə xarakterizə olunur. Şəkildən görüldüyü kimi ϵ'' -dan fərqli olaraq 1№-li partiyadan götürülmüş γ -şüalanmış nümunədə ϵ'' şüalanmamış nümunənikindən çoxdur.

Cədvəl 4.10.1

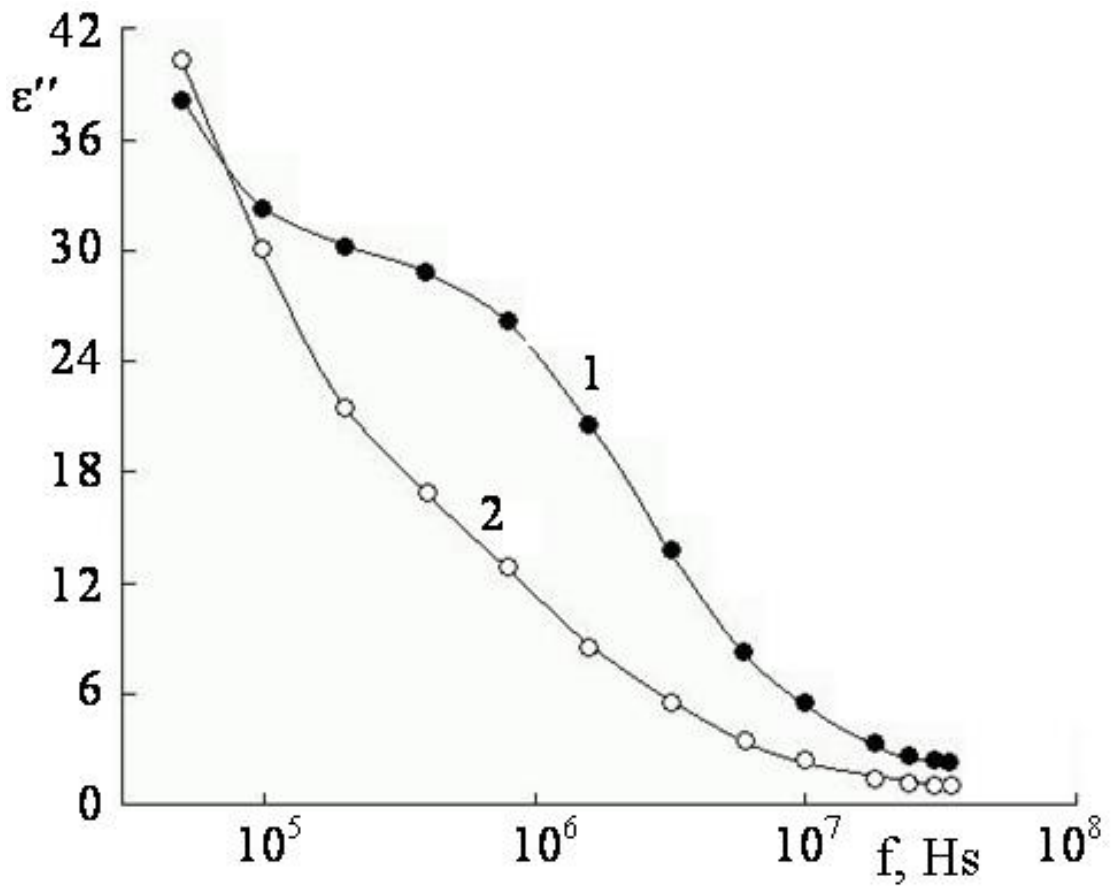
TlGaSe_2 monokristallarından hazırlanmış (№ 1 və № 2) nümunələrində $\text{tg}\delta$ -nın dəyişən elektrik sahəsinin tezliyindən və γ - şüalanma dozasından asılılığı

f, Hs	$\text{tg}\delta \cdot 10^4$				
	Nümunə № 1			Nümunə № 2	
	D_γ , rad			D_γ , rad	
	0	$3 \cdot 10^4$	$2,25 \cdot 10^6$	0	$2,25 \cdot 10^6$
$5 \cdot 10^4$	833	2042	2931	4032	6925
10^5	700	1667	1852	4012	6128
$2 \cdot 10^5$	543	1566	1641	4637	5518
$4 \cdot 10^5$	412	2086	1305	5099	5218
$8 \cdot 10^5$	289	1689	1547	5871	4968
$1,6 \cdot 10^6$	243	1658	1885	6335	4555
$3,2 \cdot 10^6$	199	1502	1720	5524	3074
$6 \cdot 10^6$	159	811	1574	3664	1955
10^7	141	1011	1818	2428	1494
$1,8 \cdot 10^7$	137	824	1749	1551	873
$2,4 \cdot 10^7$	132	675	1789	1227	708
$3 \cdot 10^7$	129	685	1948	1095	614
$3,5 \cdot 10^7$	121	660	1548	841	584

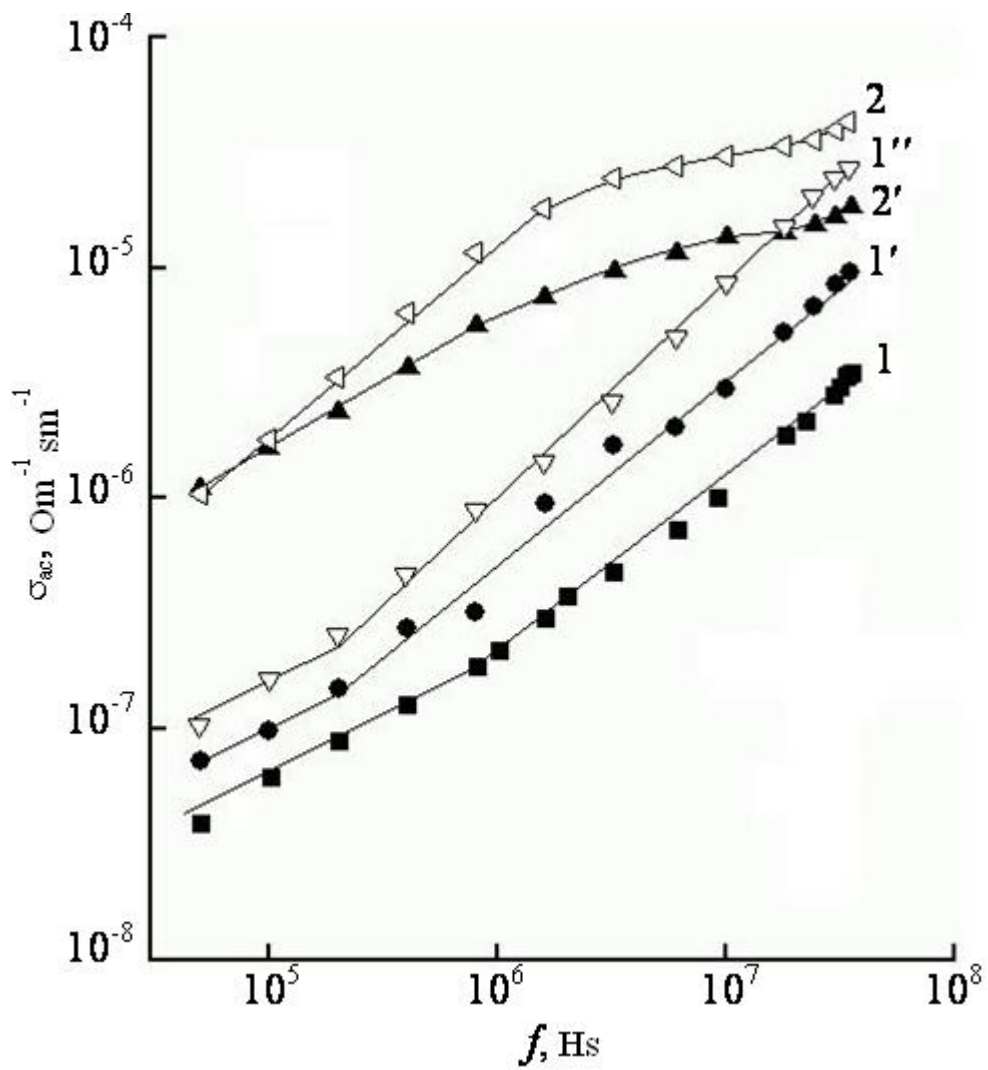


Şəkil 4.10.3 № 1 partiyadan götürülmüş nümunədə müxtəlif γ -şüalanma dozalarında $\varepsilon''(f)$ dispersiya əyrisi D_γ , rad: 1- 0; 2 - $3 \cdot 10^4$; 3 - $2,25 \cdot 10^6$.

Bununlada şüalanma dozası çox olduqca ε^{11} -nin qiyməti də çox olur. 2 №-li nümunədə həm aşağı, həm də yuxarı tezliklərdə şüalanmamış və şüalanmış nümunələrin ε^{11} -in qiymətləri bir-birinə çox yaxın olur, ancaq $D_\gamma=2,25 \cdot 10^6$ rad dozaya malik γ -kvantları ilə şüalanmış nümunənin ε'' -i tezliyin 10^5 - 10^7 Hs qiymətlərində şüalanmamışa nisbətən çox az olur (şəkil 4.10.4). Həmçinin şüalanmamış və şüalanmış 1 №-li və 2 №-li partiyalardan götürülmüş nümunələrdə ac-keçiriciliyinin tezlik asılılığı öyrənilmişdir (şəkil 4.10.4). Öyrənilən nümunələrdə ac-keçiriciliyi dc-keçiriciliyindən çox olur. 1 №-li partiyadan götürülmüş şüalanmamış və şüalanmış nümunələrin $\sigma_{ac}(f)$ şəkil 4.10.5, əyri 1, 1^1 və 1^{11} aşağı tezliklərdə $\sigma_{ac} \sim f^{0,5}$ ilə dəyişir. $f > 10^6$ Hs qiymətlərində əyri 1 (şüalanmamış) və $f > 2 \cdot 10^5$ Hs-də 1^1 və 1^{11} (şüalanmış) nümunələrin keçiriciliyi $\sigma_{ac} \sim f^{0,8-0,9}$ qanununa tabe olurlar. 1 №-li nümunədə şüalanma dozası artdıqca ac-keçiricilik də artır. Alınan $\sigma_{ac} \sim f^{0,8-0,9}$ qanunauyğunluğu Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal hallarda sıçrayışlı keçiriciliyə uyğundur [160, s.212-224]. Təcrübi nəticələrə və (3.1.1) düsturuna əsasən şüalanmamış və şüalanmış 1 №-li nümunələrdə Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal halların sıxlığını qiymətləndirmiyə imkan verir. N_F hesablanarkən lokallaşma radiusu $a = 34 \text{ \AA}$ (GaSe [165, s.384-387] TlGaSe₂-nin binar analoqu) TlGaSe₂ üçün $\nu_f = 10^{12}$ Hs götürülmüşdür. N_F üçün alınan qiymətlər cədvəl 4.10.1-də yerləşdirilmişdir və oradan görünür ki, şüalanma dozası artdıqca N_F artır. Dəyişən elektrik sahəsində Fermi səviyyəsi yaxınlığındakı LS-lərdə baş verən sıçrayışların arasında orta məsafəsi sıçrayışlı keçiricilik nəzəriyyəsinə əsasən (3.5.5) düsturu vasitəsi ilə müəyyən edilmişdir [160, s.59]. Təcrübədən tapılan τ -nın qiymətləri müəyyən edilmişdir. 1 №-li partiyadan götürülmüş şüalanmamış və γ -kvantları ilə şüalanmış nümunələr üçün (3.4.1) düsturunun köməyi ilə sıçrayışların orta məsafəsi təyin edilmiş və cədvəl 4.10.1-də göstərilmişdir. R və N_F -in qiymətlərini bilərək [160, s.224] işinə əsasən (3.1.3) düsturu vasitəsi ilə Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal halların energetik səpilməsi təyin edilmişdir. 1N-li partiyadan götürülmüş şüalanmamış və şüalanmış nümunələr üçün qiymətlər cədvəl 4.10.2-də göstərilmişdir. Görünür ki, D_γ artdıqca ΔE daralır. 1 №-li partiyadan götürülmüş şüalanmamış və şüalanmış nümunələr üçün tələli halların konsentrasiyaları (3.17) düsturuna əsasən hesablanmış $\sim 7 \cdot 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ olmuş və 4.10.2 cədvəldə göstərilmişdir.



Şəkil 4.10.4. № 2 partiyalarından götürülmüş nümunədə $\epsilon''(f)$ əyriləri şüalanmamış (1) və şüalanandan sonra (2) γ -şüalanma dozası $2,25 \cdot 10^6$ rad tezlikdən asılılığı.



Şəkil 4.10.5. № 1 və № 2 partiyalarından götürülmüş nümunələrdə ac-keçiriciliyinin tezlikdən asılılığı şüalanmaya qədər (1 və 2 əyriləri) və γ -şüalanma dozası D_γ , rad: 1' – $3 \cdot 10^4$; 1'' və 2' – $2,25 \cdot 10^6$.

Yüksək tezlikli dielektrik ölçülərindən № 1 partiyadan götürülmüş nümunədə lokal halların parametrlərinə γ -şüalanmanın təsiri

D_γ , rad	N_F , $eV^{-1} \cdot sm^{-3}$	τ , c	R, Å	ΔE , eV	N_t , sm^{-3}
0	10^{18}	$6 \cdot 10^{-8}$	190	0,07	$7 \cdot 10^{16}$
$3 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^{18}$	$5,7 \cdot 10^{-8}$	188	0,045	$7,2 \cdot 10^{16}$
$2,25 \cdot 10^6$	$2,2 \cdot 10^{18}$	$5,7 \cdot 10^{-8}$	188	0,033	$7,2 \cdot 10^{16}$

Buradan görünür ki, TlGaSe₂-dən hazırlanmış 1№-li partiyadan götürülmüş nümunə γ -kvantları ilə $D_\gamma=2,25 \cdot 10^6$ rad dozaya qədər şüalandırıldıqda heç bir əlavə lokal səviyyələr yaranmır, ancaq energetik sıxlıq yaranır. Şəkil 4.10.5, əyri 2 və 2¹-də hazırlanmış 2№-li partiyadan götürülmüş nümunənin $\sigma_{ac}(f)$ asılılığı 1 və 1¹¹ ilə müqayisədə fərqlənir. Şüalanmış 2№-li partiyadan götürülmüş nümunədə $\sigma_{ac}(f)$ asılılığı $f^{0,8}$ sahəsindən $f \geq 1,6 \cdot 10^6$ Hs hamar asılılığa keçir. $2,25 \cdot 10^6$ rad dozaya malik olan γ -kvantları ilə şüalandırıldıqdan sonra $\sigma_{ac}(f)$ -keçiriciliyi (əyri 2¹) $8 \cdot 10^5$ Hs tezliyi ilə xarakterizə olunan $f^{0,7}$ hissəsindən ibarətdir. Tezliyin daha böyük qiymətlərində əyri 2 kimi daha çox az meyilliliyi ilə xarakterizə olunur. 1№-li nümunədən fərqli olaraq γ -kvantları ilə şüalanmış 2 №-li nümunənin σ_{ac} -keçiriciliyinin azalmasına səbəb olur. Şüalanmamış və γ -kvantları ilə şüalandırılmış nümunələrin σ_{ac} -ları yüksək tezliklərdə çox fərqlənirlər. $f = 5 \cdot 10^4$ Hs və $f = 10^5$ Hs tezliklərdə təcrübi olaraq σ_{ac} üst-üstə düşür. 2 №-li nümunə üçün N_F , τ , R, ΔE və N_t hesablanıb və cədvəl 4.10.3-də göstərilmişdir. $D_\gamma=2,25 \cdot 10^6$ rad dozada N_F -in qiyməti azalır, τ isə 2 dəfə artır və sıçrayışların orta məsafəsi artır.

Cədvəl 4.10.2-dən göründüyü kimi şüalanmamış və 1№-li partiyadan götürülmüş $D_\gamma=3 \cdot 10^4$ və $D_\gamma=2,25 \cdot 10^6$ rad doza ilə şüalanmış nümunələrdə dielektrik nüfuzluğu azalır, $tg\delta$ artır. Bu cür effekt həmçinin TlGaSe₂ monokristallarında tədricən Ga –ni Fe ilə əvəz etdikdə alınmışdır [181, s. 117-118].

2№-li nümunədə lokal halların elektrik parametrlərinə γ -şüalanmanın təsiri

D_γ , rad	$N_F, eV^{-1} \cdot sm^{-3}$	τ , s	R , Å	$\Delta E, eV$	N_t, sm^{-3}
0	$7,5 \cdot 10^{18}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	240	$5 \cdot 10^{-3}$	$3,8 \cdot 10^{16}$
$2,25 \cdot 10^6$	$5,5 \cdot 10^{18}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$	252	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{16}$

Cədvəl 4.10.2-dən göründüyü kimi şüalanmamış və 1№-li partiyadan götürülmüş $D_\gamma = 3 \cdot 10^4$ və $D_\gamma = 2,25 \cdot 10^6$ rad doza ilə şüalanmış nümunələrdə dielektrik nüfuzluğu azalır, $tg\delta$ artır. Bu cür effekt həmçinin TlGaSe₂ monokristallarında tədricən Ga –ni Fe ilə əvəz etdikdə alınmışdır [181, s. 117-118].

Müxtəlif texnoloji üsullarla hazırlanmış γ -kvantları ilə şüalanmış TlGaSe₂ nümunəsinin dəyişən cərəyanda dielektrik ölçüləri onun dielektrik itgisinin təbiətini, daşıyıcıların köçürmə mexanizmini müəyyən etməyə və kristalın aşağıdakı parametrlərini: Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal halların sıxlıqlığını, sıçrayışların orta müddətini və məsafəsini təyin etməyə imkan verir. Göstərilmişdir ki, γ -şüalanma TlGaSe₂ monokristallarının dielektrik əmsallarının (ϵ , ϵ^{11} və $tg\delta$) və nümunənin ac-keçiriciliyinin qiymətlərini ciddi dəyişikliyə məruz qoyur.

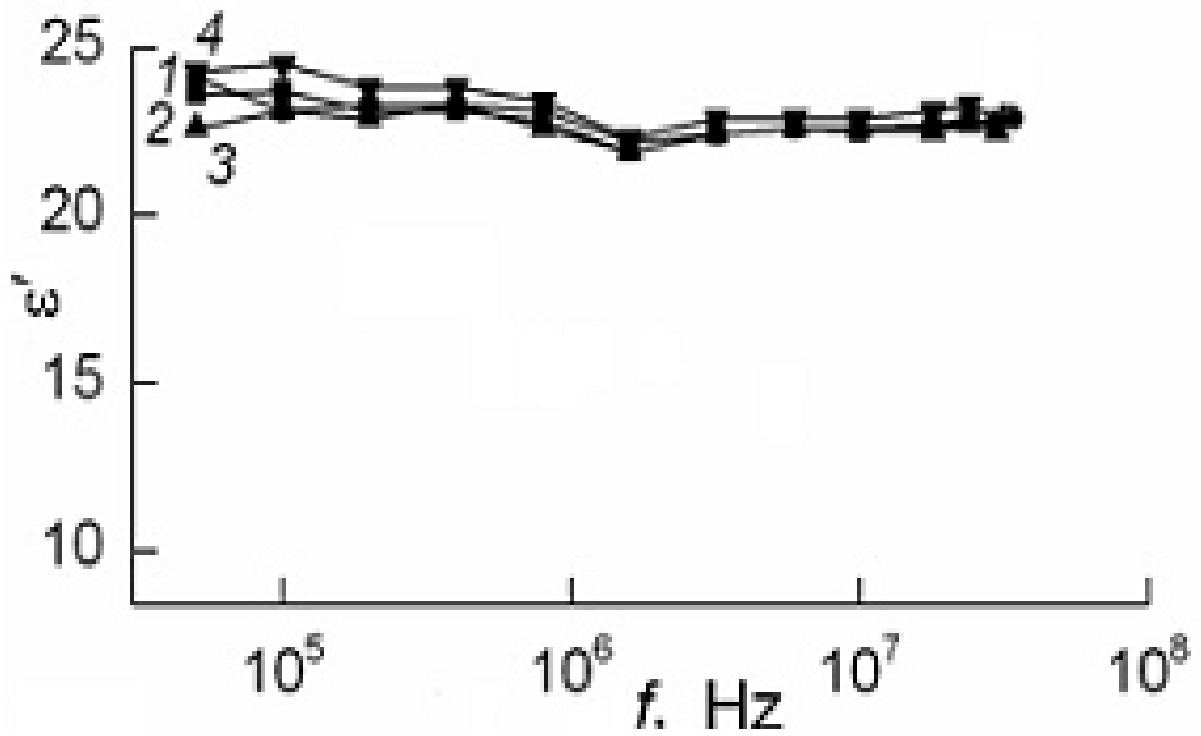
Ədəbiyyatlardan məlum olduğu kimi [235, s. 1754-1755] ancaq eyni texnoloji proseslərlə hazırlanmış monokristallarda isə proseslərdə baş verən dəyişikliklər nəzərə alınmayaraq qədər olur. Bu isə nümunələrdən hazırlanmış cihazların radiasiyaya daha da həssas materialların alınmasını və onun əsasında hazırlanmış cihazların dözümlülüyünün təmin edilməsinə şərait yaradır. Bunlar ədəbiyyatlarda göstərilənlərlə uyğunluq təşkil edir [11, s. 177-180], [17, s. 16], [74, s. 1995-1997].

4.11. TlGaS₂ monokristallarının dəyişən elektrik sahəsində dielektrik xassələrinə γ - şüalanmanın təsiri

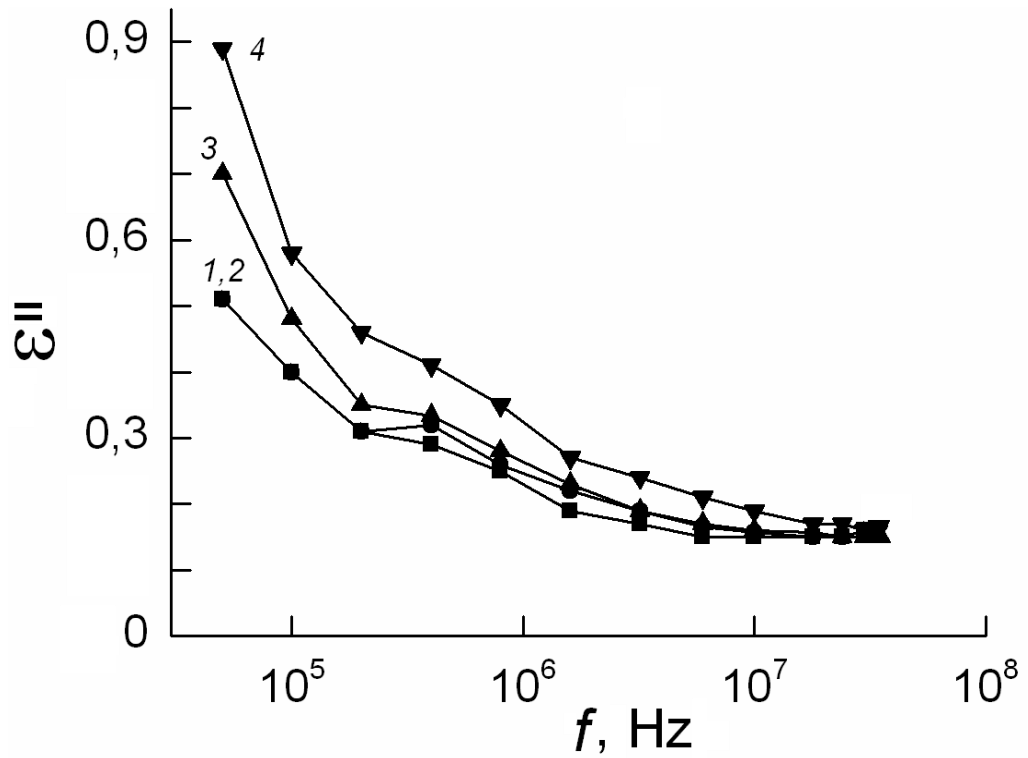
İşdə dəyişən elektrik sahəsində yüksəkmüqavimətli ($\rho_{ac} = 10^{10}$ om·sm) TlGaS₂ monokristallarının kompleks dielektrik nüfuzluğunun və elektrikkeçiriciliyinin tezlikdən asılılığına γ - şüalanmanın təsiri öyrənilmişdir. Elektrik xassələri dəyişən

elektrik sahəsində otaq temperaturunda və $5 \cdot 10^4$ - $3,5 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında aparılmışdır. TlGaS₂ monokristallarında şüalanmadan əvvəl və müxtəlif doza ($D\gamma = 5 \cdot 10^4$; $1,5 \cdot 10^5$ və $2,15 \cdot 10^6$ rad) ilə şüalanmadan sonra dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin tezlik asılılığının cüzi dəyişməsinə gətirib çıxarır şəkil 4.11.1. $D\gamma = 5 \cdot 10^4$ rad qiymətində ϵ' demək olar ki, dəyişmir (əyri 2). $D\gamma = 1,5 \cdot 10^5$ raddan sonra (əyri 3) şüalananda ϵ' şüalanmamışınkına nisbətən (əyri 1) azalır. Bu aşağı tezliklərdə özünü göstərir. γ - şüalanmanın yüksək dozalarında ($D\gamma = 2,15 \cdot 10^6$ rad) ϵ' -nin qiyməti əyri 1-ə nəzərən artır. Tezliyin $f \geq 10^7$ Hs qiymətlərində bütün dozalarda ϵ' qiymətləri birindən cüzi fərqlənirlər.

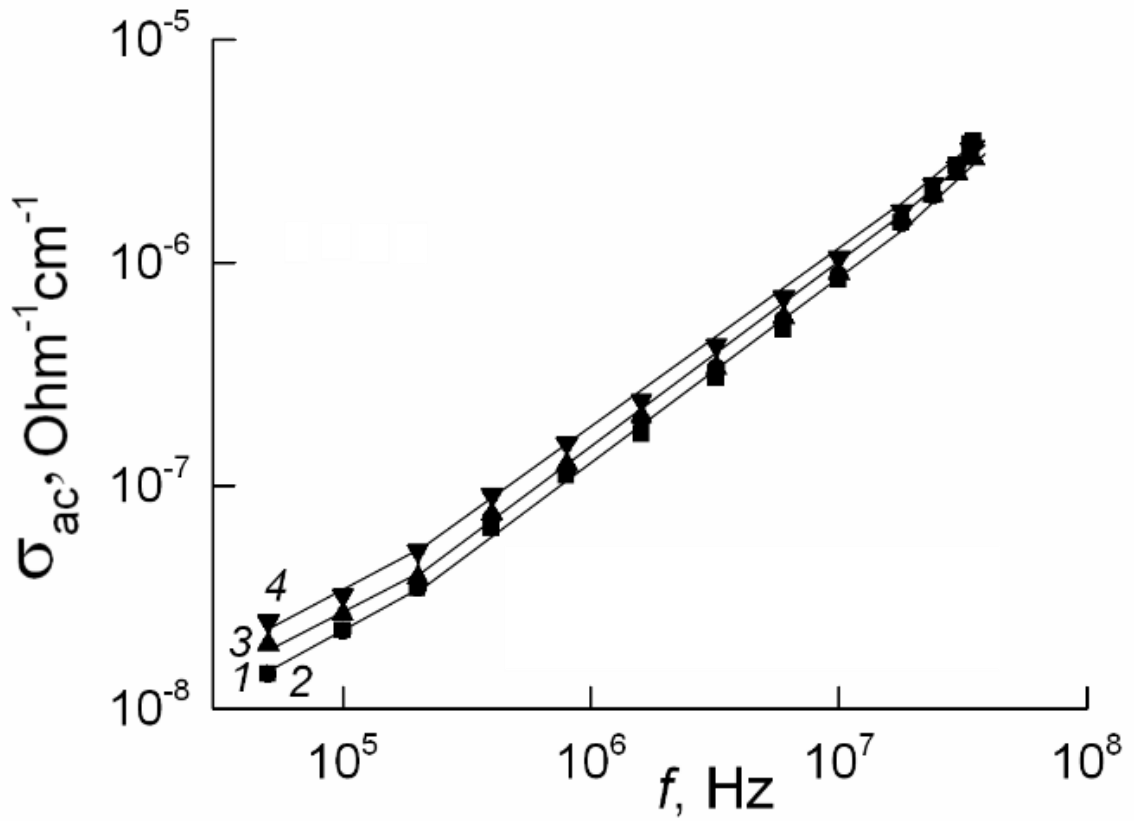
$D\gamma = 10^6$ rad dozalı γ - şüalanmadan sonra 10^4 - 10^6 Hs ϵ' -nin qiymətinin artması göstərilmişdir. Lakin ϵ'' -in tezlikdən asılı olaraq monoton azalır ki, [237, s. 68-70]-yə əsasən bu da relaksasiya dispersiyası ilə əlaqədardır (şəkil 4.11.2). Şəkil 4.11.1 və 4.11.2-də γ -kvantları ilə şüalanmanın müxtəlif dozalarında $D\gamma=0$; $5 \cdot 10^4$; $1,5 \cdot 10^5$ və $2,15 \cdot 10^6$ rad TlGaS₂ monokristallarının dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyali hissələrinin tezlik asılılıqları göstərilmişdir. Yüksək tezliklərdə γ - şüalanmanın müxtəlif dozalarında ϵ'' -də əsasən dəyişiklik müşahidə olunmayıb. TlGaS₂ monokristallarında şüalanma dozası toplandıqca, ϵ'' dispersiyasının artmasına səbəb olur. Şəkil 4.11.1-dən görüldüyü kimi TlGaS₂ monokristallarında tezliyin 50 kHs–35 MHs intervalında ϵ'' kimi ϵ' - da dispersiya verir. Şəkil 4.11.3-dən görüldüyü kimi 300K temperaturda γ -şüalanmadan əvvəl və sonra $\sigma_{ac} \sim f^s$, yəni $f = 2 \cdot 10^7$ Hs-ə qədər $s=0,8$ və $f=2 \cdot 10^7$ - $3,5 \cdot 10^7$ Hs qədər isə $s > 1$ olur. $\sigma_{ac} \sim f^{0,8}$ olması LS arasında Fermi səviyyəsi yaxınlığında dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiriciliyin olmasını göstərir [160, s.212-224] ki, geniş zolaqlı keçiricilik üçün tezliyin $f=10^{10}$ - 10^{11} qiymətlərində keçiricilik tezlikdən asılı olmur. (3.15) düsturundan istifadə dərək Fermi səviyyəsi yaxınlığında LS-lərin konsentrasiyalarını $D\gamma=0$ - $2,15 \cdot 10^6$ rad $N_F = (7,0-8,4) \cdot 10^{18}$ eV⁻¹sm⁻³, hesabat aparılarkən lokallaşma radiusu 14 \AA götürülmüşdür [257, s. 5563]. LS-lər arası sıçrayışların orta müddəti $D\gamma = 0$ $\tau=10^{-7}$ s. və $D\gamma = 2,15 \cdot 10^6$ rad $\tau=6,7 \cdot 10^{-8}$ s. (3.1.2) düsturuna əsasən TlGaS₂ monokristalında sıçrayışlar arasında orta məsafə R-in qiyməti təyin edilmişdir. Şüalanmamışdan əvvəl 81 \AA , $D\gamma=2,15 \cdot 10^6$ rad



Şəkil 4.11.1 TlGaS₂ monokristallarının kompleks dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin tezlikdən asılılığı γ -şüalanmadan əvvəl (əyri 1) və sonra. Şüalanma dozaları uyğun olaraq D_γ , rad: 2 – $5 \cdot 10^4$; 3 – $1.5 \cdot 10^5$; 4 – $2.15 \cdot 10^6$.



Şəkil 4.11.2 TlGaS₂ monokristallarının γ -kvantları ilə şüalanmanın müxtəlif dozalarında kompleks dielektrik nüfuzluğunun tezlik asılılıqları $D\gamma = (1) 0 (2) 5 \cdot 10^4, (3) 1,5 \cdot 10^5, \text{ və } (4) 2,15 \cdot 10^6, \text{ rad} .$



Şəkil 4.22.3 300-K temperaturda dəyişən elektrik sahəsində TlGaS₂ monokristallarının γ -şüalanma müxtəlif dozalarında $D \gamma = (1) 0 (2) 5 \cdot 10^4, (3) 1,5 \cdot 10^5$ və $(4) 2,15 \cdot 10^6$ rad elektrikkeçiriciliyin tezlik asılılığı.

şüalandırıldıqdan sonra isə $v \approx 78 \text{ \AA}$ olur. TlGaS₂ monokristallarında Fermi səviyyəsi yaxınlığındakı lokal halların energetik səpilməsi [160, s.50]-dan istifadə edərək qiymətləndirilmişdir. (3.1.3) düsturuna əsasən bu $\Delta E = 0,12-0,13 \text{ eV}$ olmuşdur.

TlGaS₂ monokristallarında $5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7 \text{ Hz}$ tezlik intervalında dielektrik əmsallarının və ac-keçiriciliyinə γ -şüalarının təsiri öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, TlGaS₂ monokristallarını müxtəlif dozalı γ -şüalanma $5 \cdot 10^4 - 2,15 \cdot 10^6$ dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsini və ac-keçiriciliyinin bir qədər dəyişidir. Dielektrik nüfuzluğunun xəyalı hissəsi isə şüalanmadan sonra nəzərə çarpacaq dərəcədə artmır.

Beləliklə də TlGaS₂ monokristallarında dəyişən elektrik sahəsində aşağı tezliklərdə $\epsilon' D\gamma = 5 \cdot 10^4 \text{ rad}$ -dan $D\gamma = 1,5 \cdot 10^5 \text{ rad}$ -a kimi dəyişir. $D\gamma = 1,5 \cdot 10^5 \text{ rad}$ -dan sonra isə ϵ' şüalanmamışınkına nisbətən azalır. Yüksək dozalarda isə $D\gamma = 2,15 \cdot 10^6 \text{ rad}$ -da ϵ' -in qiyməti artır. Tezliyin $f \geq 10^7 \text{ Hz}$ qiymətlərində bütün dozalarda ϵ' qiymətləri bir-birindən cüzi fərqlənir. Lakin ϵ'' tezlikdən asılı olaraq monoton azalır ki, bu da relaksasiya dispersiyası ilə əlaqədardır. 300 K temperaturda γ -şüalanmadan əvvəl və sonra tezliyin $f = 2 \cdot 10^7 \text{ Hz}$ -ə qədər $\sigma_{ac} \sim f^s$, $s=0,8$ və $f = 2 \cdot 10^7 - 3,5 \cdot 10^7 \text{ Hz}$ arasında isə $s > 1$ olur. $\sigma_{ac} \sim f^{0,8}$ olması Fermi səviyyəsi yaxınlığında LS arasında dəyişən addımlı sıçrayışlı keçiriciliyin olmasını göstərir. Geniş zolaqlı monokristallar üçün keçiricilik tezliyin $f = 10^{10} - 10^{11}$ qiymətlərində tezlikdən asılı olmur. Fermi səviyyəsi yaxınlığında LS-lərin konsentrasiyalarını $D\gamma = 0 - 2,15 \cdot 10^6 \text{ rad}$ $N_F = (7,0 - 8,4) \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$, LS-lər arası sıçrayışların orta müddəti $D\gamma = 0$ $\tau = 10^{-7} \text{ s}$. və $D\gamma = 2,15 \cdot 10^6 \text{ rad}$ $\tau = 6,7 \cdot 10^{-8} \text{ s}$. şüalanmamış və $D\gamma = 5 \cdot 10^4$ -dan $2,15 \cdot 10^6 \text{ rad}$ dozaya kimi γ -kvantları ilə şüalanmış TlGaS₂ monokristallarında dielektrik nüfuzluğunun həqiqi (ϵ') və xəyalı (ϵ'') hissələri, həmçinin elektrik keçiriciliyi $f = 5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7 \text{ Hz}$ tezlik intervalında öyrənilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, dəyişən elektrik sahəsində TlGaS₂ monokristallarında radiasiya dozası toplandıqca ϵ' artmasına gətirib çıxarır və ϵ'' -in dispersiyası artır. TlGaS₂ monokristallarında yüksək tezlikli sahələrdə şüalanmadan əvvəl və sonra lokal halların əsas parametrləri təyin edilmişdir. Bu özündən əvvəlki nəticələrlə uyğunluq təşkil edir [252, s. 1250; s.1254-1255].

V FƏSİL

A³B⁶ LAYLI KRİSTALLARIN VƏ ONLARIN ÜÇQAT ANALOQLARININ SABİT VƏ DƏYİŞƏN ELEKTRİK SAHƏSİNDƏ ELEKTROFİZİKİ XASSƏLƏRİNƏ SÜRƏTLƏNDİRİLMİŞ ELEKTRONLARIN TƏSİRİ

Yarımkəçiricilərin yüksəkenerjili hissəciklərlə qarşılıqlı təsiri nəticəsində onların elektrik, optik, struktur və s. xassələri dəyişir və onlar əsasında işləyən cihazların əsas parametrlərinin dəyişməsinə səbəb olur. Bu mənada da yerdəki enerji ehtiyatı tükənməzdir. Həmin enerji ehtiyatı günəş şüalarında, küləkdə, hərəkət edən müxtəlif maddə kütlələrində, yerin altındakı istilik mənbələrində, okeanlarda, faydalı qazıntı şəklində çıxarılan qaz, neft, daş kömür və s. toplanmışdır. Enerjinin digər tükənməz mənbəyi isə maddə atomlarının nüvələrindədir [102, s.30-45], [10, s. 3-5], [120, s. 14]. Hazırda enerji və onun hasil edildiyi mənbələr təkcə öz fiziki anlamından əlavə iqtisadi, siyasi və digər aspektlərlə bağlılığında özünü büruzə verir. Enerji daşıyıcılarına görə hələ qədim zamanlardan müharibələr, dövlət çevrilişləri, qiyamlar və s. baş vermiş və bu proses indi də davam etməkdədir. Ümumiyyətlə, enerji dedikdə onun müxtəlif növləri başa düşülür: mexaniki enerji; potensial enerji; kinetik enerjisi; istilik enerjisi; maqnit enerjisi; kimyəvi enerji; şüa enerjisi.

Yarımkəçiricilərin elektrofiziki parametrlərini idarə etmək üçün onların monokristallarının tərkibinə kimyəvi aşqar atomları daxil etməklə yanaşı müxtəlif üsullarla da təsir edirlər: şüalanma, sahənin gərginliyini dəyişməklə və s. [173, s. 1040-1043], [217, s. 3-10]. Əvvəlki fəsillərdə aşqarların, temperaturun, sahənin gərginliyinin, tezliyin, işığın, γ -kvantlarının, sabit və dəyişən cərəyanda A³B⁶ laylı birləşmələri və onların üçqat analoqlarının elektrofiziki xassələrinə təsirinə baxılmış və alınmış nəticələr göstərilmişdir. Ancaq, sadalanan hər bir üsulla təsir vaxtı məqsəd öyrənilən obyekt haqqında mümkün qədər çox və mühüm informasiya əldə etməkdir. Lakin bütün bu üsulların müsbət cəhətləri ilə yanaşı mənfi cəhətləri də vardır:

1. Aşqarlanmanın müəyyən həddindən sonra o artıq əlavə komponentə çevrilir və keyfiyyətcə yeni monokristallar alınır ki, alınan yeni monokristalların da fiziki xassələrinin müxtəlif oluması xarakterik xüsusiyyətdir.

2. Temperaturun aşağı həddi 0 Kelvin olur və müəyyən həddən sonra monokristallarda səpilmə mexanizmləri və digər fiziki proseslər yaranır.

3. Elektrik sahəsinin müəyyən yüksək həddindən sonra yarımkeçirici monokristallarda dəşilmə hadisəsi baş verir ki, burada da fiziki xassələr dəyişir.

4. γ -kvantları ilə şüalanmada dozadan asılı olaraq, struktur dəyişmələri baş verir ki, nəticədə bu da monokristalların fiziki xassələrinin dəyişməsinə səbəb olur.

Bütün bu deyilənləri nəzərə alaraq bu fəsildə yeni təsir üsulu, sürətlənmiş elektronların monokristallara təsirinə baxılmışdır [191, s. 6-7].

Yüksək enerjili hissəciklərin maddə ilə qarşılıqlı təsirinin əsas mexanizmi aşağıdakı kimidir. Hissəciklər maddədən keçən zaman atomun elektronu ilə qarşılıqlı təsirdə olur. Hissəcik öz enerjisini tədricən itirir, atom isə ya ionlaşır ya da həyəcanlanır. Hissəciklərin əsas fiziki göstəricisi onun maddədən tam qaçışı zamanı vahid məsafədə enerji itgisidir. Hissəciklər müxtəlif üsullarla enerjisini itirə bilirlər (elektronlarla qarşılıqlı təsirdə, nüvə ilə kulon qarşılıqlı təsirdə, nüvə ilə qarşılıqlı təsirdə və s.). Ümumi itgi bütün itgilərin cəminin mexanizmidir. Yüksək enerjili hissəciklər üçün əsas itgi maddədə elektronların ionlaşması və həyəcanlanması hesabına baş verən itgidir. Bu itgilər ümumi ionlaşma itgiləri adlanır.

Birincisi yüklü hissəciklər və γ -kvantlar maddədən keçdikdə əsas rolunu yaxşı öyrənilmiş elektromaqnit qarşılıqlı təsiri oynayır. Nüvə qarşılıqlı təsiri bir çox hallarda çox az təsir göstərir. Ona görə də hissəciklərin maddə ilə elektromaqnit qarşılıqlı təsiri öyrənilir.

İkinci ciddi sadələşmə yaranır ona görə ki, keçən zərrəciklərin enerjisi elektronların qarşılıqlı təsir enerjisindən çox böyükdür. Bu hal maddəni elektronun atomla qarşılıqlı təsir enerjisini nəzərə almağa imkan verir. Bu hal o yerdə əlverişlidir ki, elektronlar nüvə ilə qarşılıqlı təsirini nəzərə almamaq olar, hesab etmək olar ki, hər bir elektronun əlaqə enerjisi orta hesabla ionizasiya potensialına bərabərdir. Yüksək enerjili hissəciklər maddədən keçəndə baş verən proseslər həm nüvə fizikası, həm də ona yaxın elm və texnika üçün çox əhəmiyyətlidir. Bu prosesləri bilmədən nüvə hissəciklərinin qeyd olunmasını məsələn nüvə şüalanması vaxtı radiasiyadan müdafiə üçün betonun divarlarının qalınlığını hesablamaq mümkün deyil.

Əgər hissəciklərin enerjisi elektronun atomla əlaqə enerjisindən bir-neçə dəfə böyükdürsə, onda buna ionizasiya potensialı deyilir. Enerjisi 0,01-0,1 MeV-dən neçə min QeV-ə qədər olan hissəciklərə maddədən keçdiyi hala baxacağıq. Enerji intervalı bir neçə keV-dən 10 MeV-ə qədər olanlar xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Bu enerji oblastını yüksək qəbul edəcəyik və fərz edəcəyik ki, o ionizasiya potensialı ilə müqayisədə böyükdür.

Ya da bərk cisimlərin xassələrinin elektron dəstələri tərəfindən məqsədyönlü şəkildə dəyişməsi üçün cisimlərin səthində və onların tutumunda müxtəlif enerjili elektronların bombardmanı nəticəsində baş verən elementar prosesləri ətraflı tədqiq etmək lazımdır [133, s. 52], [130, s. 1-5]. Bu tədqiqatın mürəkkəbliyi elektronların keçdiyi müddətdə müxtəlif proseslərin çox zaman bir-biri ilə bağlı olmasındadır. Elektronların bərk cismin atomları ilə qarşılıqlı təsir aktlarını iki əsas sinifə – elastik və qeyri-elastik – ayırmaq olar. Elektron-şüa texnologiyasında elektronların enerjisi bir qayda olaraq 100-200 keV-dan çox olmur. Bu enerjiddə elektron bərk cismin atomunda elastik səpələnərək onun qonşu atomlarla əlaqəsini qıra bilmir. Atomun zəncir üzrə yerdəyişməsi nəticəsində elastik dalğa yayılır. Elastik səpələnmənin hər aktında birinci elektron enerjini bir və ya bir neçə fononun həyəcanlanmasına səbəb olan diskret porsiyalarla itirir. Koherent qarşılıqlı təsir zamanı nizamlı atom düzülüşlü bərk cisimlərdə də de'Broyl elektron dalğalarının difraksiyası baş verir. Birinci elektronların bir hissəsi səthə yaxın atomlara bir neçə ardıcıl elastik səpələnmə aktlarından sonra böyük bucaqlarda səpələnir və vakuuma qayıdır. Elastik əks olunan bu elektronların xarakterik xüsusiyyəti onların enerjisinin başlanğıc enerjisindən fərqlənməməsidir. Ümumilikdə, elektronların elastik əks olunması onların enerjisi, xassəsi və səpələyici mərkəzlərin qarşılıqlı yerləşməsi ilə təyin olunur. Bu, verilmiş təzahürdən elektronografiya, elektron mikroskopiyası və müxtəlif obyektlərin tərkibinin və quruluşunun analizi üçün elektron spektroskopiyasının bəzi növlərində istifadə edilməsinə imkan verir. Maddədə birinci elektronların tormozlanmasının əsas mexanizmi qeyri-elastik səpilmə prosesləri ilə bağlı olur ki, bunun da nəticəsində bərk cismin elektron sistemi həyəcanlanır. Bərk cisimdə elektron-elektron qarşılıqlı təsirlərinin iki əsas növü fərqləndirilir: kollektiv

və birhissəcikli.

Kollektiv həyəcanlanmada birinci elektron valent elektronlar sistemi ilə qarşılıqlı təsirdə olur ki, onu bircinsli paylanmış müsbət yükün sahəsindəki sərbəst elektronların plazması kimi nəzərdən keçirmək olar. Plazma rəqslərinin enerjisinin kvantı – plazmon bərk cismin enerji və impulsun müəyyən qiymətlərinə malikdir.

İki növ plazma rəqsləri ayırd edilir – həcmi və səthi. Səthi plazmon iki mühitin ayrılma sərhəddi boyunca yönəlmiş impulsa malikdir. Onun enerjisi həcmi plazmonun enerjisindən azdır. Onların yaşama müddəti 10-16 saniyədən çox deyil. Hər maddəyə plazmonların enerjisinin, adətən 3-30 eV diapazonunda yerləşən, öz qiymətləri müvafiq gəlir. Birhissəcikli elektron-elektron qarşılıqlı təsirlərdə birinci elektronların enerjisi ionlaşmaya və bərk cismin atomlarının həyəcanlanmasına sərf olunur. Həyəcanlanmış elektronların bir hissəsi istiqamətini dəfələrlə dəyişdikdən sonra bərk cismin səthinə çata bilər. Əgər bu zaman elektronun potensial maneəni aşmağa kifayət edəcək enerjisi qalarsa, o, vakuuma ikinci elektron kimi çıxıb bilər. Orta hesabla, bir birinci elektron vasitəsilə sıxışdırılıb çıxarılan ikinci elektronların ümumi sayı ikinci elektron emissiya əmsalı - δ adlanır. Bütün metallarda keçiricilik elektronlarında güclü tormozlanma nəticəsində həyəcanlanmış elektronların vakuuma çıxıb biləcəyi orta dərinlik bir neçə atom qatı təşkil edir və $\delta \leq 2$. İkinci elektronların energetik spektrləri bərk cismin tərkibi haqqında məlumat verir. Belə spektrlərdə verilmiş maddə üçün xarakterik olan və dəstənin başlanğıc enerjisindən asılı olmayan enerjinin müəyyən qiymətlərində zirvələr müşahidə olunur. Atomun elektronu aşağıda yerləşən energetik səviyyələrin birinin ionlaşması nəticəsində vakansiyaya keçdikdə ayrılan enerjinin diskret porsiyası şüalanmasız üsulla bərk cismin daha bir elektronuna verilib bilər.

Müəyyən növlü Oje-elektronların tam sayı səthə yaxın sahədə müvafiq elementin konsentrasiyasına mütənasibdir. Daxili elektron qatında vakansiyayı doldurarkən xarakterik şüalanmaya malik kvantın buraxılması da mümkündür. Belə şüalanmanın spektri, bir qayda olaraq, uzun rentgen dalğalarının sahəsində yerləşir və həmçinin şüalanmış atomların təbiəti haqqında informasiya daşıyır. Rentgen spektral analizdə nümunənin səthə yaxın sahəsinin qalınlığı Oje-spektroskopiyada olduğundan

qat-qat çoxdur. Belə ki, roentgen kvantları daha az səpələnir və udulur. Bərk cisim elektron dəstəsi tərəfindən şüalandırıldıqda həyəcanlanmış elektronların əksəriyyəti həcmdə çökür və 10-14-10-12 s. ərzində çox saylı tormozlanma aktlarında bütün artıq enerjilərini itirirlər. Metallarda termalizə olunmuş elektronlar keçiricilik elektronlarından qat-qat azdır. Ona görə də onlar yalnız dielektrlərdə və yarımkeçiricilərdə keçiriciliyə əhəmiyyətli təsir göstərə bilirlər.

Radiasiya keçiriciliyi hadisəsindən elektron mikroskoplarındakı təsvirin gücləndiricilərində, yüklü hissəciklərin kristal detektorlarında və s. istifadə edilir. Metal olmayan maddələrdə termalizə olunmuş elektronlar qaçılmaz şəkildə əks işarəli daşıyıcılarla rekombinasiya nəticəsində itir. Belə rekombinasiya həm elektron və dəşiyin birbaşa toqquşması, həm də rekombinasiya mərkəzləri rolunu oynayan qarışıq və ya defektlərin lokal tələ səviyyələrinə daşıyıcılardan birinin aralıq tutulması ilə baş verə bilər. Bərk cismin elektron sisteminin tarazlıq halına qayıtması lüminessensiya adlanan rekombinasiya şüalanması ilə müşahidə olunur. Bu hadisədən elektron-şüa cihazlarında geniş istifadə edilir. Əgər elektronların həyəcanlanması nəticəsində qonşu atomlar arasında itələmə qüvvələri kəskin artarsa, elektronlar tərəfindən şüalanan maddənin tərkibi qaçılmaz sürətdə dəyişir. Bu növ proseslərə yad cinsli atom və molekulların elektron-stimullaşmış desorbsiyası, habelə bərk cismin səthində yerləşən kimyəvi birləşmələrin dissosiasiyası aid edilir. Əgər həyəcanlanma nəticəsində atomun kimyəvi fəallığı artarsa elektron işləmə əks nəticəyə, yəni kimyəvi birləşmələrin əmələ gəlməsinə də gətirib çıxara bilər. Belə reaksiyalardan biri, məsələn, üzvi molekulların səthdə adsorbsiya olunmuşların polimerizasiyası nəticəsində dielektrik təbəqələrin əmələ gəlməsidir.

Sürətlənmiş elektronların qaçma uzunluğu onların başlancığ enerjisindən və maddənin elektronlarının enerjisinin azalması zamanı artan tormozlama qabiliyyətindən asılıdır. Bu o deməkdir ki, birinci elektronların sürətinin hələ çox olduğu səth yaxınlığında enerjinin itmə ehtimalı qaçışın sonundan az olmalıdır. Nəticədə xüsusi enerjinin fəza paylanması maksimumu bərk cismin həcmində yerləşir. Elektronlar maddəyə daxil olarkən onların səpələnməsi nəticəsində elektron dəstəsinin diametri də artır. Əgər dəstənin başlanğıc diametri elektronların daxil olma

dərinliyindən azdırsa, (rastr elektron mikroskopunda olduğu kimi) onda onların enerjisi formaca sferikə yaxın olan səthə yaxın həcmdə ayrılır. Mikroanalizin müvafiq üsulunun fəza ayırdetməsi məhz səpələnmə sferanın ölçüsü ilə məhdudlaşır.

Maddənin elektron-şüa qızdırılması texnologiyada mühüm rol oynayır. Maddənin temperaturunun artması bir sıra termiki proseslərin: struktur faza keçidləri, defektlərin dəmlənməsi, diffuziya, təkrar kristallaşma, ərimə, desorbsiya və atom hissəciklərinin səthdən buxarlanması, termoelektron emissiya və s. baş verməsini stimullaşdırır. Elektron-şüa qızdırılmasında kiçik ümumi gücə malik dəstədə istilik enerjisinin çox yüksək konsentrasiyasını əldə etmək olar. Birinci dəstənin 10^6 Vt/sm²-dən yuxarı xüsusi enerjilərində şüalanan dəstəyə təsir edən mexaniki qüvvələr artır. Nəticədə maddənin anomal dərin əriməsi (xəncərvari ərimə) və hətta açıq dəliklərin əmələ gəlməsi müşahidə oluna bilər. Mikrotexnologiyada əsas parametrlər elektronların daxilolma dərinliyi və ondan asılı olaraq enerji itkilərinin paylanmasıdır.

Tam yavaşımaya ($E=0$) müvafiq gələn ρS -in maksimal qiyməti Bete qaçışı adlanır. Eksperimental yolla elektronların belə təbəqələrdən keçməsi vasitəsilə müəyyən edilmiş elektronlarının real qaçışı (5.2) düsturu ilə ifadələmək olar. Burada E_0 keV ilə ölçülür. Bu düstur E_0 1-100 keV enerji diapazonunda doğrudur. Kiçik atom nömrəsi Z olan materiallar üçün kəmiyyət üzrə real qaçış Bete R_B qaçışına uyğun gəlir.

Elektronların maddədən keçməsinin bir çox nəzəri modelləri (5.1) düsturunun müxtəlifliyinə əsaslanmışdır. Bu modellər çərçivəsində elektronlar Bete qanununa uyğun olaraq, enerji itirərək və ekranlaşmış kulon qarşılıqlı təsirinin kəsilişinə müvafiq səpələnərək maddəyə Z dərinliyinə daxil olur. Z dərinliyində elektronların trayektoriyası çoxsaylı səpələnmə nəticəsində izotrop olur. Onlar tam qaçışları R_B kəmiyyətinə çatana qədər müxtəlif istiqamətlərdə hərəkət edirlər.

Elektron dəstəsinin ayırdığı $dE/d(\rho Z)$ $d\rho z$ enerjisi, əsas etibarilə rentgen şüalanmasının generasiyası, ikinci elektronların emissiyası və elektron-deşik cütlərinin əmələ gəlməsinə sərf olunur.

Elektronların birinci dəstəsinin girişi yaxınlığında enerjinin səpələnməsinin ρZ

daxilolma dərinliyindən (dozanın $\varphi(Z)$ üzrə paylanması) asılılıq xarakteri barədə məlumat ikinci elektronlarının çıxışının hesablanması üçün zəruridir. Elektron dəstəsi müstəvi hədəflə toqquşduqda hədəfdən çıxan əks səpələnmiş elektronlar 50 eV-dan yuxarı enerjiyə malik olur, ikinci elektronların enerjisi 2-5 eV olur. Hesablama göstərir ki, η birinci elektronların enerjisindən asılı deyil və hədəfin materialının atom nömrəsi ilə təyin olunur.

İkinci elektronların çıxış əmsalı δZ ilə bir qaydada artmır, onun kəmiyyətinə çıxış işinin dəyişməsi və səthin vəziyyəti təsir göstərir. δ -nın vahiddən çox olan maksimal qiyməti birinci elektronların $E_0=300-800\text{eV}$ diapazonlu enerjilərində əldə edilir.

Birinci elektronların kiçik enerjilərində onların daxilolma dərinliyi də azdır və δ əmsalı dəstənin enerjisi ilə mütənasibdir. Dəstənin elektronları böyük enerjiyə malik olduqda ikinci elektronlar səthi aşmaqda çətinlik çəkirlər. İkinci elektronların çıxış dərinliyi 1-10nm-dir. Elektronların bərk cisim ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində alınan rentgen şüalanması bütöv spektr (elektronların nüvə sahəsində tormozlanması və onların valent və sərbəst elektronlarla qarşılıqlı təsiri zamanı) yaranır.

3. Elektronların əksolma əmsalının hədəfin materialının atom nömrəsindən asılılığı. elastik toqquşma zamanı oje-elektronların və ya xarakterik rentgen şüalanmasının yaranması) malik olur. Eksperimental yolla müəyyən edildiyi kimi, tormoz şüalanmasına çevrilən birinci elektronların intensivlik payı materialın Z hədəfinin atom nömrəsindən və birinci elektronların enerjisindən asılıdır

Elektron dəstəsinin istilik təsiri [21, s. 613-615], [133, s. 52]. Maddənin udduğu dəstənin enerjisi istiliyə çevrilir. Qızma hələ maddənin aqreqat halının dəyişməsilə müşayiət olunmadıqda gücü zəif olan axınlarda olduğu kimi, elektronların nümunəyə daxilolma qanunauyğunluqları dəstənin xüsusi gücü 10^5 Vt/sm^2 qədər olduqda dəyişməz qalır.

$P(x,r,t)$ -ni müəyyən edib nümunənin sərhədlərində və zamanın başlanğıcında şərtləri təyin edərək hər bir konkret halda həll etmək lazımdır. Birinci dəstənin xüsusi gücündən $P_e \sim 10^6 \text{ Vt/sm}^2$ başlayaraq istilik enerjisinin ayrılma sürəti onun istilik keçiricilik, istilik şüalanması və səth üzərindən buxarlanma hesabına çıxımının

sürətini üstələyir ki, bu da şüalanın sahənin temperaturunun artmasına gətirib çıxarır. Bu halda elektronların nümunəyə daxilolma prosesi xarakterik xüsusiyyətlərə malikdir:

- 1) elektronların daxil olmasının maksimal dərinliyi dəstənin xüsusi enerjisindən və şüalanma zamanından asılıdır. Bu dərinlik Bete düsturu üzrə hesablanmış trayektoriya qaçışını min dəfə üstələyə bilər;
- 2) işlənmə zonasında maddənin sıxlığı onun xaricindəki sıxlığından azdır, zonanın özü isə sferik deyil, birinci dəstənin istiqamətində çox uzanmış «xəncərvari» formaya malikdir. Əgər Pe ekstremal qiymətə çatırsa, dəstənin düşdüyü yerdə dərinliyin diametrə nisbətinin olduqca yüksək olduğu birbaşa dəlik əmələ gələ bilər;
- 3) qalınlığı bir neçə sm-ə çatan təbəqəli materialların şüalanması zamanı, dəstə işə salındıqdan bir neçə mikrosaniyə sonra təbəqənin əks tərəfindən orta qiymətinin yaxınlığında rəqslənən və periodic olaraq sıfıra düşən keçən elektronların cərəyanı yaranır. Elektronların nümunədən çıxışındakı enerjisi demək olar ki, başlanğıc enerjiden hətta birbaşa dəlik əmələ gəlmədikdə və təbəqə işlənmədən sonra vakuum baxımından sıx qaldıqda belə fərqlənir.

Elektron-şüa əriməsi [238, s. 520], [240, s. 250]. EŞƏ-nin sənayedə tətbiqi texnikanın yeni sahələrinin xüsusi təmiz materiallara və yüksək temperaturlarda möhkəmliyini saxlayan və ya yüksək kimyəvi dayanıqlığa malik materiallara olan tələbatı ilə stimullaşdırılırdı. Adətən belə materialların hazırlanması və təmizlənməsi üçün vakuumba və ya qoruyucu qazların atmosferinə də ərimə tətbiq edirlər. Bu prosesin bütün mərhələlərində materialın yad qarışıqlarla çirklənməsi mümkünlüyü minimuma endirilib. Tələb olunan müddət ərzində ərimə temperaturunu əhəmiyyətli dərəcədə üstələyən temperaturda əriməni təmin etmək daha çox mümkündür. Bu daha aşağı temperaturlarda getməyən müxtəlif fiziki-kimyəvi proseslərin baş verməsinə şərait yaradır.

Elektron-şüa buxarlanması [238, s. 512], [230, s. 129-132]. EŞB metodu səthin elektron dəstəsi ilə birbaşa qızdırılmasını aparmağa imkan verir ki, bu da su soyudulan putalardan istifadə etməyə imkan verir. Elektron şüalarının təsiri ilə kristallarda struktur pozuntuları baş verir ki, bu da onların fiziki xassələrinin

dəyişməsinə təsir edir. Bərk cisimlərlə yüksək enerjili hissəciklərin qarşılıqlı təsirini öyrənməklə radiasiya defektlərinin təbiəti, onların əmələgəlmə kinetikasi və dayanıqlığı haqda məlumatların əldə edilməsinə imkan yaranır. Yarımkəçiricilərdə bu proseslərin ətraflı şəkildə öyrənilməsinə baxmayaraq, A^3B^6 laylı kristalların və onların üçqat analoqlarının perspektivli materiallar olduğunu nəzərə alsaq bu birləşmələrə radiasiyanın təsiri nisbətən az öyrənilmişdir. Bunlar fotoelektrikçeviriciləri, analizatorlar, tenzorezistorlar, rentgen detektorları və s. hazırlanması üçün perspektivli materiallardır.

Radiasiya mərkəzləri yarımkəçiricilərdə yükdaşıyıcıların yaşama müddətini azaldır. Şokli-Rida-Hollen rekombinasiya statistikasından istifadə edərək, yarımkəçirici nümunəni şüalandıran zaman rekombinasiya mərkəzlərinin sayını müəyyənləşdirmək mümkündür [277, s. 94].

Elektronlar yarımkəçirici ilə qarşılıqlı təsir nəticəsində kinetik enerjisini itirir və öz hərəkətinin ilkin istiqamətindən meyil edir, nəticədə orbital elektronların elastiki səpilməsi baş verir. Qeyri elastiki səpilmə zamanı kinetik enerji sərbəst zərrəciklərə və ya fotonlara verilir. Əgər elektronların enerjisi 1,2 MeV-ə qədər olarsa, onda enerjinin itməsi mexanizmi bərk cisimlərin atomlarının həyəcanlanması və ionlaşmasına səbəb olan orbital elektronların qeyri elastiki səpilməsinə gətirir. Qeyri elastiki səpilmə zamanı atomların nüvələrində elektronların səpilmə sürəti azalır və tormozlanma şüalanması meydana çıxır. Bu zaman elektronlar öz hərəkət istiqamətini dəyişir. Tormozlanma şüalanması zamanı enerjinin itirilməsinə radiasiya itgisi deyilir. Yüksək enerjilərdə elektronlar üçün bu itgilərin rolu böyükdür [22, s.137], [137, s. 365-367].

Beləliklə elektronlar yarımkəçirici ilə qarşılıqlı təsirdə olduqda, enerjilərinin itirilməsi ionizasiya və radiasiya itgiləri hesabına olur. Kiçik oblastlarda ionizasiya itgiləri, böyük oblastlarda isə radiasiya itgiləri baş verir. Bu iki şəkildəki itginin növləri ancaq, maddənin atomunun nömrəsi (Z) ilə təyin olunur. β -hissəciklər radiaktiv elementli enerji oblastında yüngül maddə olduqda radiasiya enerjisinin itgisi böyük deyil. Mürəkkəb maddələr üçün orta enerji itgisi şərti çəki tərkiblərinə görə elementar maddələrin energetik itgilərinin cəminə bərabərdir.

İfadədən görünür ki, elektronların enerjilərinin kiçik olduğu oblastda (0,1 MeV-ə kimi) maddənin kütləvi tormozlanması təxminən $1/v/c$ mütənasibdir və elektronun enerjisi artdıqca azalır. Elektronların enerji itgisindən bərk cisimdə qaçışın uzunluğu müəyyən edilir. Kiçik çəkili elektronlar toqquşduqda öz ilkin istiqamətindən güclü çəkinir. Bir neçə dəfə trayektoriya səpilməsində onların hərəkətləri çox mürəkkəbdir və enerji tam udulur.

Beləliklə, bərk cisimlərin integral elektron seli ilə şüalanması maddənin atomlarını ionlaşdırır və sadə defektlər vakansiya və düyünlər arasına atom yaranmasına səbəb olur.

Laylı yarımkəçiricilərdə radiasiya defektlərinin əmələgəlmə mexanizmi. İonlaşdırıcı şüaların təsiri ilə yarımkəçirici materialların fiziki xassələrinin dəyişməsi onlarda Frenkel cütünü tipli sadə struktur defektlərinin əmələ gəlməsi ilə əlaqədardır.

Ədəbiyyatlardan məlumdur ki, GaSe-də çox miqdarda struktur defektləri mövcuddur (10^{18} sm^{-3} tərtibində). Bu defektlər GaSe-də qalliumun vakansiyası ilə əlaqədardır və akseptor xüsusiyyətləri daşıyır. Nümunəni şüalandırdıqda İlkin nümunənin konsentrasiyasına nisbətən konsentrasiyanın dəyişməsinə səbəb yeni radiasiya defektlərinin yaranmasıdır ki, bu da nümunənin elektrik xassələrinin dəyişməsinə səbəb olur. Şüalanmış GaSe-də bir-neçə tip lokal mərkəzlər yaranır [247, s. 421-425], [256, s. 5561–5565]: N_a konsentrasiyalı narın akseptorlar və N_d konsentrasiyalı donörler. N_a - N_d konsentrasiyalarının fərqi şüalanmanın növündən asılıdır. Kiçik və orta dozalarda γ -kvantları və 6 MeV enerjili elektronlarla şüalandırıldıqda N_a - N_d fərqi artır. Böyük dozalarda isə fərq azalır və ilkin qiymətinə yaxınlaşır. 25 MeV elektronlarla və neytronlarla şüalandırıldıqda N_a - N_d azalır və bir neçə dəfə aşağı düşür. Şüalandırıldıqda donör və akseptorlar ilkin radiasiya defektlərini zəbt edir və elektroneytral olur. Bu proseslərin sürəti əsasən N_a və N_d konsentrasiyalarından asılıdır. Yüksəkmüqavimətli nümunələrdə N_a və N_d bir-birinə yaxındır və donörlerin azalma sürəti akseptorlara nisbətən əvvəlcə böyük olur. Ona görə şüalanmanın başlanğıcında N_a - N_d artır. Böyük dozalarda isə donörlerin konsentrasiyaları çox olduqda N_a - N_d azalır. 25 MeV elektronlarla və neytronlarla şüalandırıldıqda N_a - N_d azalır və bir neçə dəfə aşağı düşür. Şüalanma nəticəsində

donor və akseptorlar ilkin radiasiya defektlərini tutur və elektrik neytral olur.

Yarımkeçiricilərdə radiasiya defektlərinin dəmlənməsi. Radiasiyaya məruz qalmış kristallarda qeyri dayanıqlı sistemlər əmələ gəlməsinə səbəb olur. Zamandan və temperaturdan asılı olaraq, radiasiya defektləri azalır.

Radiasiya defektlərinin dəmlənməsini təcrübi olaraq müəyyən etsək kristallarda vakansiyaların və düyünlərarası atomların ion tip pozuntulu adi noqtəvi defektlər strukturu ilə, (kimyəvi aşqarlarla və dislokasiyalarla) qarşılıqlı təsiri haqqında məlumat əldə etməyə imkan verir. Adi halda dəmləmə prosesinə sürətli elektronlarla və γ -şüalarının təsiri nəticəsində əmələ gəlmiş defektlər cütlüyünün (Frenkel defektləri) kristalın həcmi boyu bərabər paylanması kimi baxılır. Beləliklə də elektronlarla bombardıman vaxtı Frenkel cütlüyünə yaxın defektlər yaranır. Bu modelə görə defektlərin hərəkətlərini xarakterizə edən aktivləşmə enerjisi uzaq məsafələrdəki cütlüyün yaxın məsafələrdəkinə nisbətən azdır.

Hesablamalarda analogi olaraq orta vakansiyaların sayı $E < 3-4$ MeV olarsa böyük enerjili $E < 2,0$ MeV-də relyativistik elektronlarda defekt əmələgəlmənin ən kəsiyi artır və yüksək enerjilərdə isə $E > 2,0$ MeV azalır. Daha böyük enerjilərdə Monte-Karlo metodundakı hesabat artır [22, s. 248-252].

Qallium sulfid laylı quruluşa və yüksək xüsusi müqavimətə malikdir (10^{10} Om-sm); qadağan zolağın eni 300K-də $E_g = 2,5$ eV-dur. GaS monokristallarının elektrik və fotoelektrik xassələrinin tədqiqinin nəticələri [20, s. 14], [22, s. 245-248] işində verilmişdir. Uzun müddətdir ki, bu kristalların fiziki xassələrinə retgen şüalarının, elektron selinin və s. təsirlərin öyrənilməsi öz aktuallığını saxlayır. Tədqiqatlar nəticəsində yeni qeydedici cihazların, əsasən yarımkeçirici elementar hissəciklər detektoru kimi istifadə etməyin mümkünlüyü göstərilir.

Enerjisi 1; 6 və 25 MeV olan sürətli elektronların A^3B^6 (GaSe, GaS və GaTe)laylı monokristalların fotoelektrik xassələrinə təsiri tədqiq olunmuşdur. Təcrübi nəticələrin təhlili əsasında belə nəticəyə gəlinib ki, kiçik dozalı şüalanmalarda (30krad; 10^{13} ; 10^{14} sm⁻²) laylı kristalların fotohəssaslığı artır. Yüksək dozalı şüalanmada isə fotohəssaslıq azalır. Müəyyən edilmişdir ki, şüalandırılmış

kristallarda yeni yavaş rekombinasiya mərkəzləri yaranır. Yeni rekombinasiyalı mərkəzlər rolunu tərkibində qallium olan komplekslər oynayır [144, s. 373-375].

p-n InSe, p-GaSe – n-InSe fotodüzləndiricilərinin elektrik və fotoelektrik parametrlərinə yüksəkenerjili elektronların ($E=12,5$ MeV) təsiri tədqiq edilmişdir. VAX, fotootklikin spektrində, gərginliyin sərbəst gediş və qısa qapanma cərəyanında strukturda nöqtəvi defektlərin yaranması ilə əlaqədar olan dəyişiklik baş verir. Şüalanma dozasının maksimal qiymətinə əsasən homo və heterokeçidlərin xassələrində dəyişikliyin az olması onlardan radiasiyaya davamlı fotodetektorların hazırlanması üçün rekomendasiya verilir [106, s. 55-58].

TlInS₂ monokristallarının dielektrik nüfuzluğunun və elektrikkeçiriciliyinin tezliyin $f=10^{16}$ Hs qiymətində 80-320 K temperatur intervalında elektron seli ilə şüalanma dozasından ($\Phi_{el}=10^{15}$ və 10^{16} el/sm²) asılılığı öyrənilmişdir [235, s. 1754-1755]. Müəyyən olunmuşdur ki, şüalanma dozası artdıqca, məxsusi elektrikkeçiricilik artır və dielektrik nüfuzluğu azalır. Buna səbəb isə köhnəlmə göstərilmişdir.

Elektron selinin müxtəlif qiymətlərində TlInS₂ və TlGaS₂ monokristallarının dielektrik nüfuzluğunun və elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı tədqiq olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, 80-320K temperatur intervalında şüalanma dozası artdıqca, məxsusi elektrikkeçiriciliyi artır və dielektrik nüfuzluğu azalır. Göstərilmişdir ki, TlInS₂ monokristalında FK ətrafında $\sigma = f(T)$ və $\varepsilon = f(T)$ temperatur asılılığında maksimum şəklində anomaliya qeydə alınır. TlInS₂ və TlGaS₂ monokristalları 10^{15} və 10^{16} el/sm² elektron seli ilə şüalandıqdan sonra FK-nin temperaturu dəyişir. TlGaS₂ kristallarının dielektrik nüfuzluğunun dispersiya əyrisi qurulmuşdur.

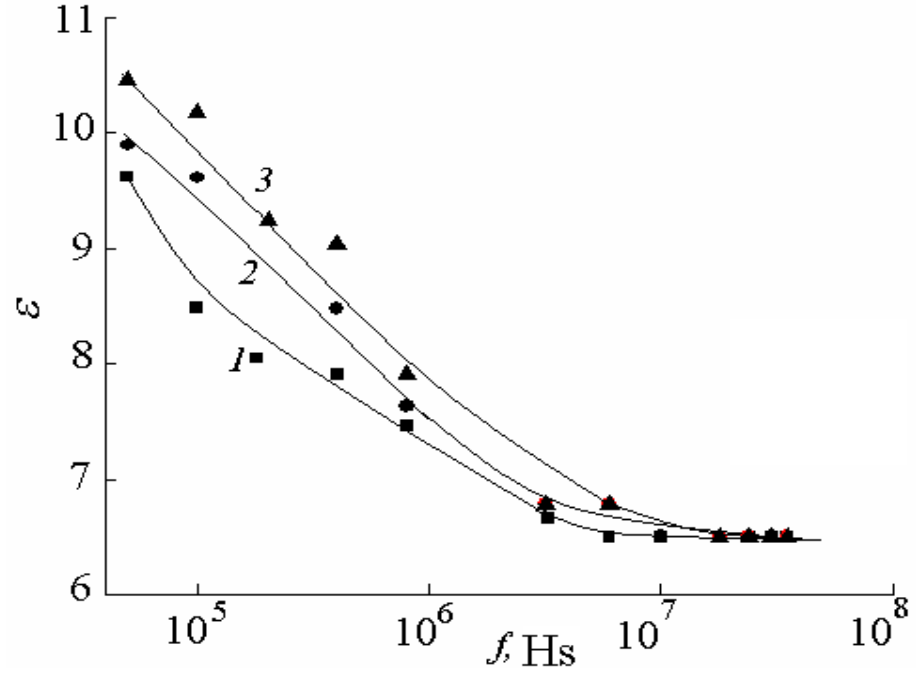
5.1. p-GaS monokristallarının dəyişən elektrik sahəsində elektrik və dielektrik xassələrinə elektron selinin təsiri

İşin məqsədi dəyişən cərəyanda GaS monokristallarının elektrik və dielektrik xassələrinə elektron seli ilə şüalanmanın təsirini öyrənmək, dielektrik itgisinin təbiətini və dəyişən elektrik sahəsində yükdaşıyıcıların daşınma mexanizmini müəyyənləşdirməkdən ibarətdir.

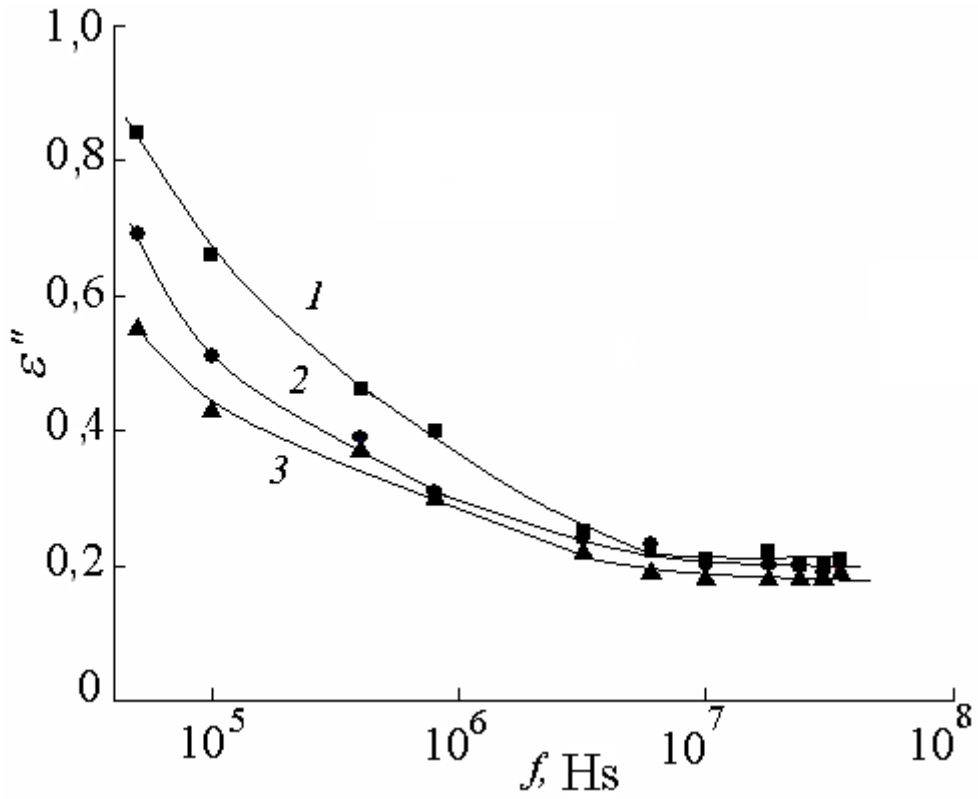
Şüalanmadan əvvəl və sonrakı halları müqayisə etmək üçün monokristalların

şüalandırmadan əvvəl elektrik və dielektrik xassələri tədqiq etmişik. Şüalanmadan sonra yenə də 1-ci fəslin 1.4-cü paraqrafında göstərilən üsulla monokristallar elektron seli ilə şüalandırılır və yenidən şüalandırılmış monokristalların elektrik və dielektrik xassələri ölçülür. Bu üsulun vasitəsi ilə şüalanmanın elektrofiziki xassələrə təsiri konkret şəkildə müəyyən edilir. Təcrübi olaraq tezliyin $f > 10^7$ Hs qiymətlərində şüalanmamış GaS dielektrik nüfuzluğu tezlikdən asılı olmur. Elektron seli ilə şüalanma nəticəsində $5 \cdot 10^4 - 10^7$ Hs tezlik intervalında GaS monokristallarının dielektrik nüfuzluğu artır, tezliyin $f > 10^7$ Hs qiymətlərində dielektrik nüfuzluğuna heç bir təsir göstərmir. Şüalanma dozası artdıqca, dielektrik dispersiyası nəzərə çarpacaq dərəcədə artır şəkil 5.1.1.

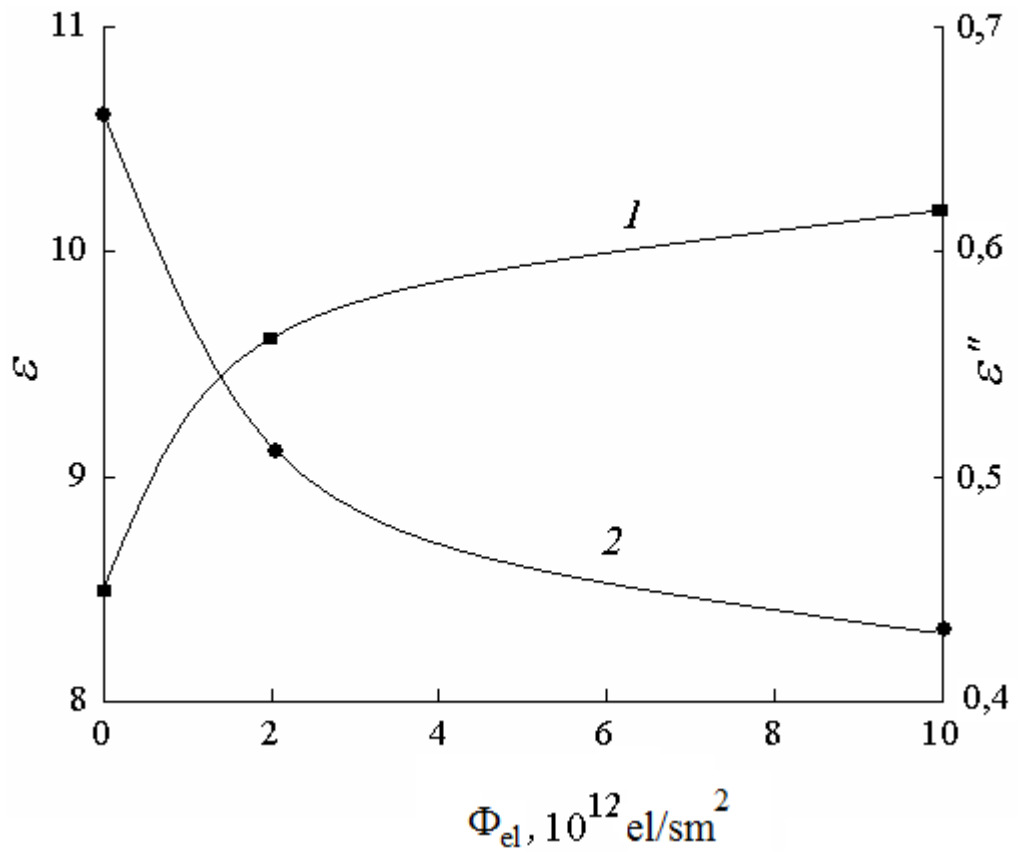
Şüalanmadan sonra GaS monokristallarında ϵ -dan fərqli olaraq, kompleks dielektrik nüfuzluğunun xəyalı hissəsi (ϵ'') azalır şəkil 5.1.2. Uyğun olaraq, şüalanma dozası artdıqca, ϵ'' –in dispersiyası azalır. Şəkil 5.1.3-də tezliyin $f = 10^5$ Hs qiymətində GaS monokristallarında ϵ və ϵ'' –in şüalanma dozasından asılılığı verilmişdir. GaS monokristalının elektron seli ilə şüalanmasından sonra $\text{tg}\delta$ bütün tezlik intervalında azalır. $f = 5 \cdot 10^4$ Hs-də $\text{tg}\delta$ parametrlərinin qiyməti kəskin azalır və $f = 10^7$ Hs-dən başlayaraq, $\text{tg}\delta$ -nın dəyişikliyi az olur. $\text{tg}\delta$ -nın bu cür dəyişikliyi elektrikkeçiriciliyinin hesabına azalır. Şüalanmış yarımkəçiricinin elektrikkeçiriciliyinin azalması (şəkil 5.1.5) kristallarda ilkin elektrik aktiv dərin energetik aşqar mərkəzlərin radiasiya defektləri ilə kompensasiya edilməsi ilə əlaqədardır [125, s. 242-243]. Şüalanmamış və elektron seli ilə şüalanmış GaS monokristallarında tezliyin $f = 5 \cdot 10^4 - 10^7$ Hs qiymətlərində ac-keçiricilik $\sigma_{ac} = f^n$, $n = 0,7 - 0,8$ və $f > 10^7$ Hs-də σ_{ac} tezlikdən xətti asılıdır. Tezliyin $f = 5 \cdot 10^4 - 10^7$ Hs intervalında GaS monokristallarının elektrikkeçiriciliyi $\sigma_{ac} = f^{0,8}$ qanunu ilə dəyişir. Bu isə Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal hallar arasındakı yükdaşıyıcıların sıçrayışı ilə əlaqədardır. Mottun sıçrayışlı keçiricilik nəzəriyyəsinə uyğun olaraq [160, s.212], dəyişən elektrik sahəsində sıçrayışların orta məsafəsi (3.4.1) düsturu ilə təyin olunmuşdur.



Şəkil 5.1.1 GaS monokristallarının dielektrik nüfuzluğunun tezlik asılılığı (əyri 1) şüalanmamış və $2 \cdot 10^{12}$ el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalanmadan sonra (əyri 2) və 10^{13} el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalanmadan sonra (əyri 3)



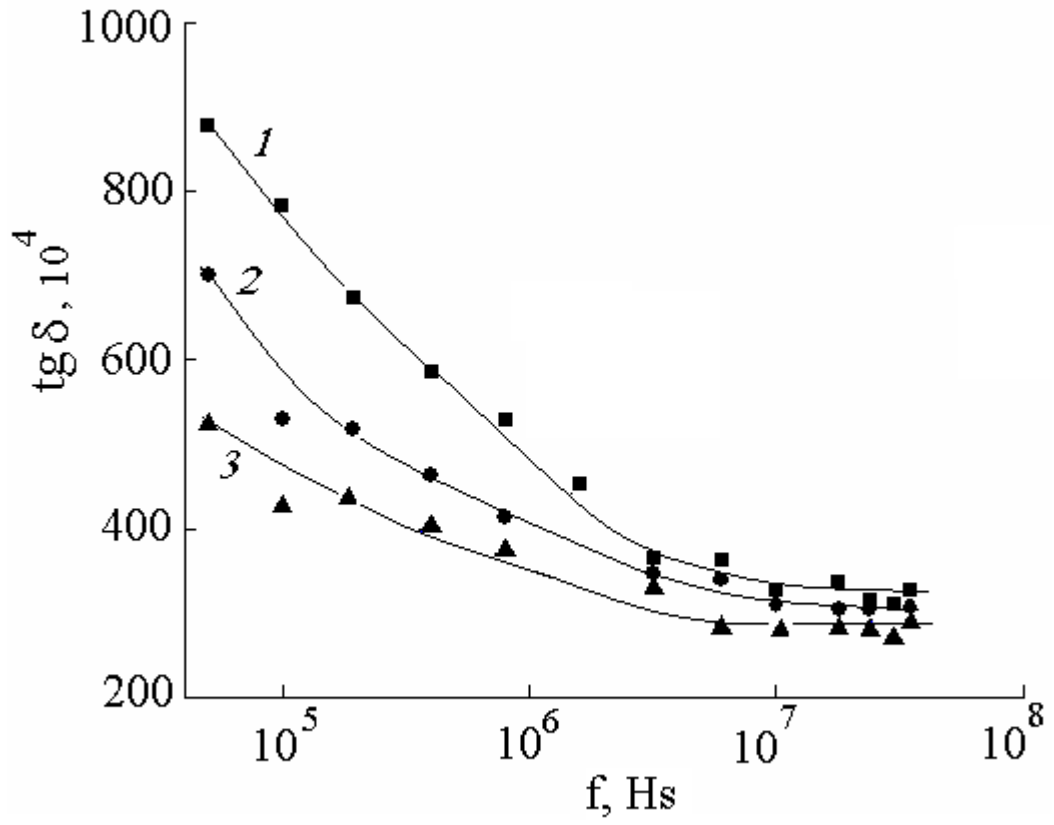
Şəkil 5.1.2 GaS monokristallarının kompleks dielektrik nüfuzluğunun xəyalı hissəsinin tezlik asılılığı şüalanmamış (1) və müxtəlif dozalı elektron seli ilə şüalandıqdan sonra $\Phi_e, \text{el/sm}^2$: 2 – $2 \cdot 10^{12}$; 3 – 10^{13} .



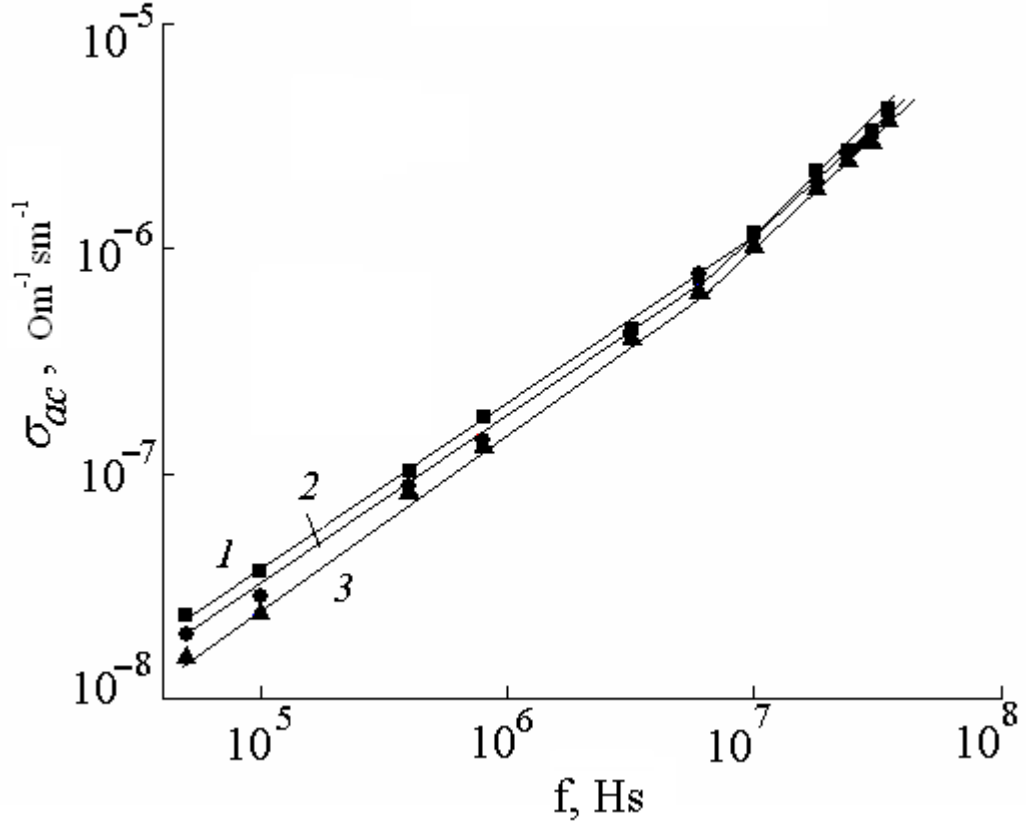
Şəkil 5.1.3 GaS monokristallarının elektrik sahəsinin $f = 10^5$ Hs qiymətində dielektrik nüfuzluğunun həqiqi (1) və xəyalı (2) hissələrinin elektron seli ilə şüalanma dozasından asılılığı.

GaS monokristalları üçün R-in hesablanmış qiyməti 87\AA . R-in bu qiyməti lokal mərkəzlərin arasındakı orta məsafədən təxminən 6 dəfə çoxdur. GaS-də sıçrayışların orta müddəti $\tau=2\cdot 10^{-7}\text{s}$. Təcrübədən müəyyən edilmişdir ki, elektron seli ilə şüalanma dozası toplandıqca, Fermi səviyyəsi yaxınlığındakı lokal halların energetik zolağı genişlənir. Məlumdur ki, bu zaman monokristalların şüalanması radiasiya defektlərini əmələ gətirməklə yanaşı, həmçinin kristallardakı defektlərin dəmlənməsi və miqراسiyası baş verir ki, bu da Fermi səviyyəsi ətrafındakı lokal halların energetik paylanması yayılmasına gətirir. Belə ki, GaS monokristallarının enerjisi 4 MeV olan və $2\cdot 10^{12}-10^{13}\text{ el/sm}^2$ doza ilə şüalandırılması radiasiya defektlərinin əmələ gəlməsinə səbəb olur. Bu defektlər monokristallarda bir qədər başlanğıc struktur defektlərini kompensasiya edir. GaS monokristallarında elektron şüalarının dozası artdıqca, dielektrik nüfuzluğu artır, həmçinin ϵ'' , $\text{tg}\delta$ və dəyişən keçiricilik azalır. Yuxarıdakıları nəzərə alsaq, deyə bilərik ki, elektron seli ilə şüalanma hesabına GaS monokristallarının dielektrik əmsallarını və keçiriciliyini dəyişən sahədə idarə etmək olar.

Nəticə olaraq demək olar ki, GaS monokristalları yarımkeçirici detektorların hazırlanmasında perspektivli materialdır.



Şəkil 5.1.4 GaS şüalanmamış (1) və elektron seli ilə şüalanmış (2) GaS monokristallarında $\text{tg}\delta$ -nın tezlik asılılığı, Φ_e , el/sm²: 2 – $2 \cdot 10^{12}$; 3 – 10^{13}



Şəkil 5.1.5 GaS monokristallarının ac-keçiriciliyinin tezlikdən asılılığı: 1–şüalanmamış; 2 və 3 uyğun olaraq $2 \cdot 10^{12}$ və 10^{13} el/sm², dozalı elektron seli ilə şüalanmadan sonra.

5.2 GaS monokristallarının sabit elektrik sahəsində elektrik xassələrinə sürətləndirilmiş elektronların təsiri

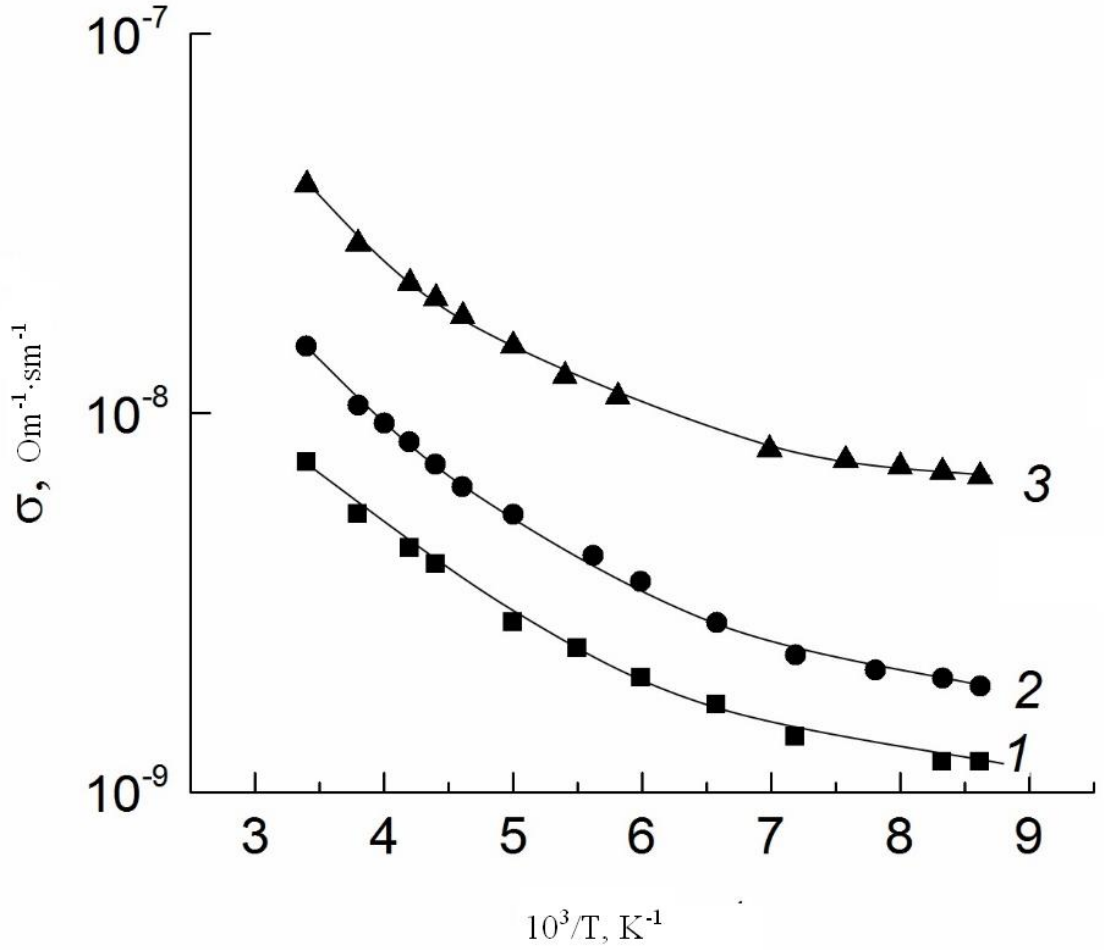
Hazırkı işin məqsədi GaS monokristallarında sabit elektrik sahəsində yükdaşıyıcıların köçürmə mexanizminə və qadağan zonasında yerləşən lokal halların parametrlərin elektron seli ilə şüalanmanın təsirini öyrənməkdir.

Bu məqsədlə GaS monokristallarının fiziki xassələrinin öyrənilməsi xüsusi maraq kəsb edir.

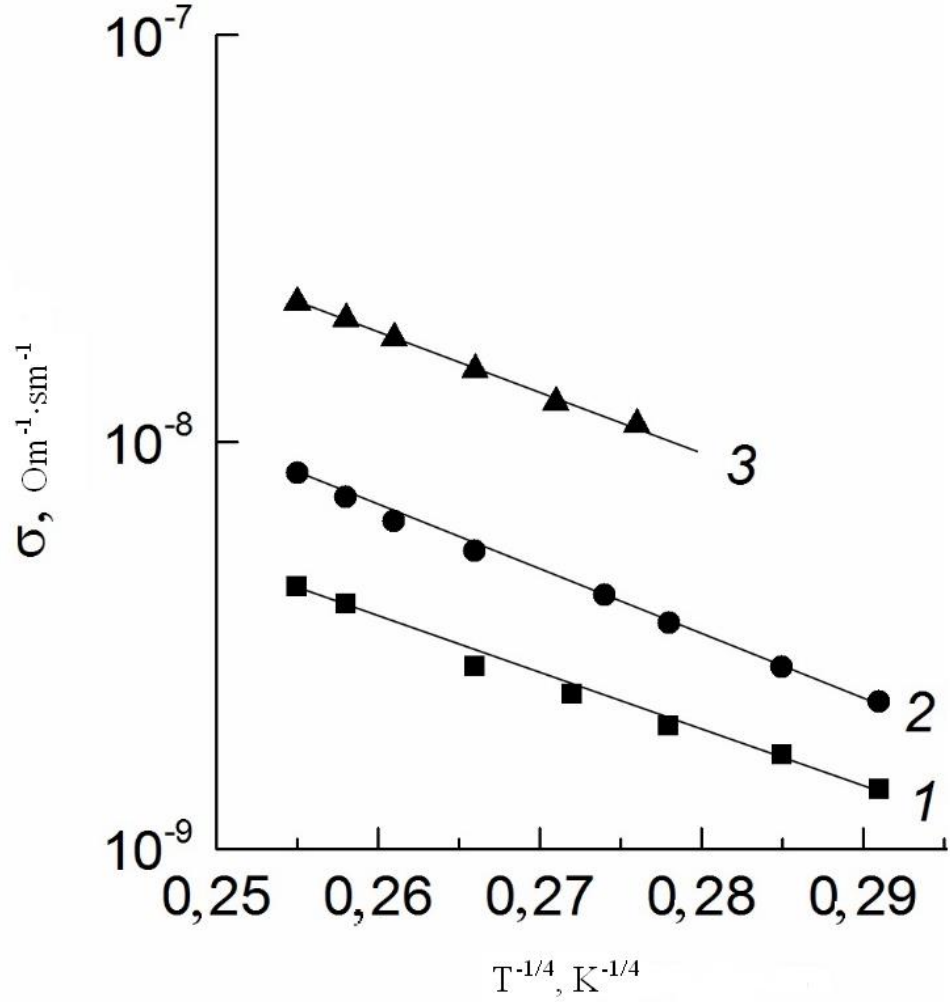
Elektrik ölçüləri 116-294K temperatur intervalında öyrənilmişdir. Nümunələr şüalanmamış, $2 \cdot 10^{12}$ el/sm² və 10^{13} el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalanmışdır.

Bunun üçün GaS monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı Arenus koordinatında qurulmuşdur (şəkil 5.2.1). Şəkildən görünür ki, öyrənilən temperatur intervalında yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjiləri daim azalır. Bu tip birləşmələr üçün Mott nəzəriyyəsinə görə elektrikkeçiriciliyi Mott koordinatında qurulur (şəkil 5.2.2).

Qrafikdə şüalanmamış və şüalanmış kristallar üçün müəyyən T_0 meyli ilə düz xətt alınır. Təcrübi nəticələrə görə müəyyən edilmişdir ki, GaS monokristallarında sabit cərəyanda 140–238 K temperatur intervalında təbii laylara perpendikulyar istiqamətdə Fermi səviyyəsi ətrafında dəyişən addımlı sıçrayışlı keçiricilik baş verir ki, o da öz növbəsində $T < 140$ K temperaturlarda aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiriciliyə keçir. Fermi səviyyəsi yaxınlığında hal sıxlığı və energetik, sıçrayışların orta məsafəsi aktivləşmiş sıçrayışlı keçiricilik oblastında sıçrayışların aktivləşmə enerjisi, həmçinin dəyişən cərəyanda 4 MeV enerjiyə malik və $2 \cdot 10^{12}$ – 10^{13} el/sm² elektron seli ilə şüalanmanın GaS monokristallarının elektrikkeçiriciliyinə və qadağan zonada yerləşən lokal halların parametrləri hesablanmış və cədvəl 5.2.1-in uyğun xanalarında göstərilmişdir. Cədvəl 5.2.1-dən görüldüyü kimi sabit elektrik sahəsində şüalanma dozəsindən asılı olaraq, elektrikkeçiriciliyi artdığı halda dəyişən elektrik sahəsində şüalanma dozəsindən asılı olaraq, elektrikkeçiriciliyi azalır. Bu aşağıdakı kimi izah olunur: Sabit elektrik sahəsində sərbəst elektronlar valent zonadan lokal hallara keçir və valent zonada onların yeri boş qalır, deşiklərin konsentrasiyaları artır. Onun hesabına da keçiricilik artır [9, s. 11-13], [250, s. 1843–1845].



Şəkil 5.2.1 Arenus koordinatında şüalanmadan əvvəl (əyri 1) və 4MeV enerjili və 10^{13} el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalanmış (əyri 2) GaS monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı.



Şəkil 5.2.2 Mott kordinatlarında GaS monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı: şüalanmamış (əyri 1) və $2 \cdot 10^{12}$ el/sm² (əyri 2), 10^{13} el/sm² (əyri 3) elektron seli ilə şüalandırıldıqdan sonra.

Elektrik ölçülərindən sabit cərəyanda şüalanmamış və elektron seli ilə şüalandırıldıqdan sonra GaS monokristallarının müəyyən edilən lokal hallarının parametrləri

Şüalanma dozası, Φ_e , el/sm ²	T_0 , K	N_F , eV ⁻¹ ·sm ⁻¹	R_{or} , Å	R/a	ΔW , eV	$\Delta \varepsilon$, eV
0	$1,1 \cdot 10^6$	$6,2 \cdot 10^{19}$	46	3,3	0,08	0,07
2×10^{12}	$1,8 \cdot 10^6$	$3,8 \cdot 10^{19}$	52	3,7	0,09	0,08
10^{13}	$2,1 \cdot 10^6$	$3,3 \cdot 10^{19}$	53	3,8	0,10	0,09

Sabit elektrik sahəsində sərbəst elektronlar valent zonadan lokal hallara keçir və valent zonada onların yeri boş qalır, dəşiklərin konsentrasiyaları artır. Onun hesabına da keçiricilik artır [9, s. 11-13], [250, s. 1843–1845].

Dəyişən elektrik sahəsində kiçik tezliklərdə isə keçiricilik defektlər hesabına baş verir. Lokal halların elektronlarla dolub boşalması (tutum effekti) elektrikkeçiriciliyini artmağa qoymur. Radiasiyanın defekt səviyyələri çox olduqca, elektrikkeçiriciliyi də bir o qədər az olur.

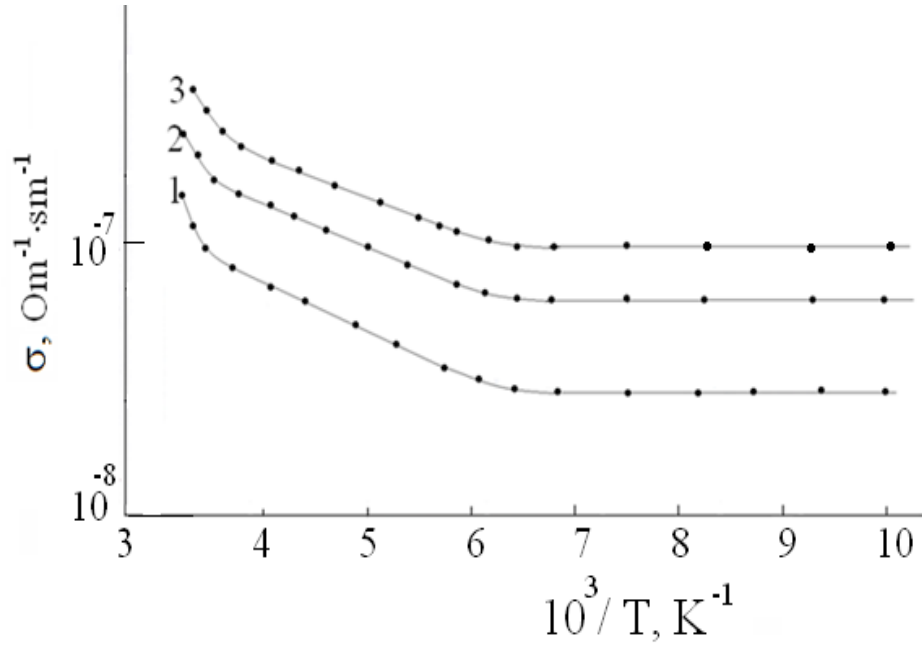
Cədvəl 5.2.1-də elektrik ölçülərindən sabit elektrik sahəsində şüalanmamış və elektron seli ilə şüalandırıldıqdan sonra GaS monokristallarının müəyyən edilən lokal hallarının parametrləri göstərilmişdir.

Aparılan təcrübi nəticələrə əsasən müəyyən edilmişdir ki, sürətlənmiş elektronların təsiri ilə GaS monokristallarının elektrik parametrlərini idarə etmək olar. Alınan nəticələr özündən əvvəlki nəticələrlə uyğunluq təşkil edir [171, s. 9-12].

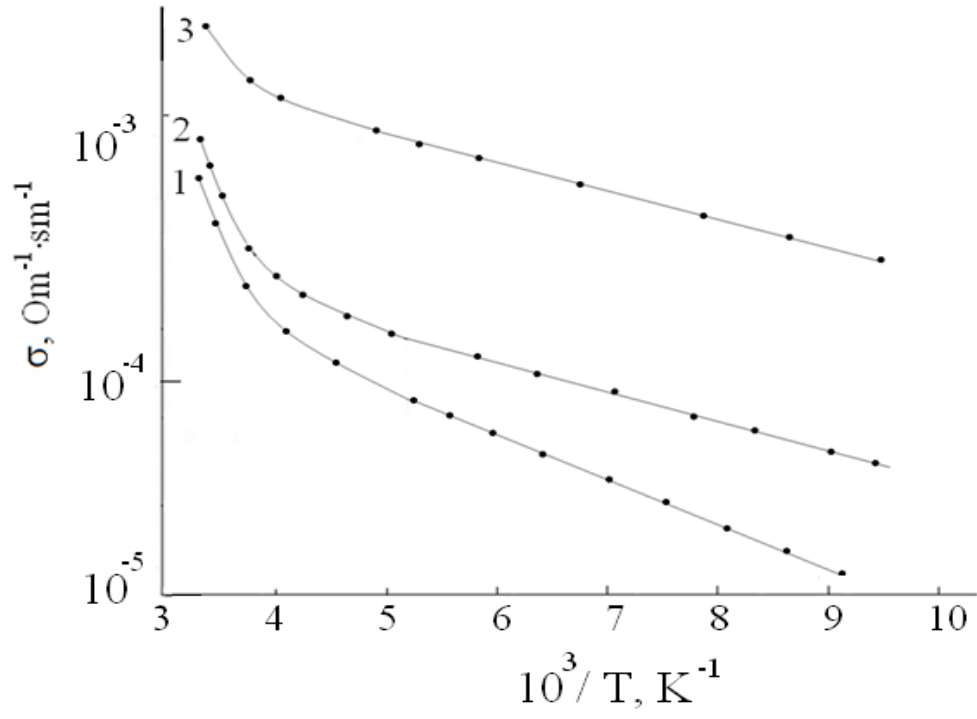
5.3. GaSe və InSe monokristallarında sabit elektrik sahəsində lokal halların parametrlərinə sürətləndirilmiş elektronların təsiri

Məqsəd sürətləndirilmiş elektron seli ilə şüalanmanın GaSe və InSe monokristallarında sabit elektrik sahəsində lokal halların parametrlərinə təsirini öyrənmək və qadağan zonada yerləşən lokal halların parametrlərini təyin etməkdən ibarətdir.

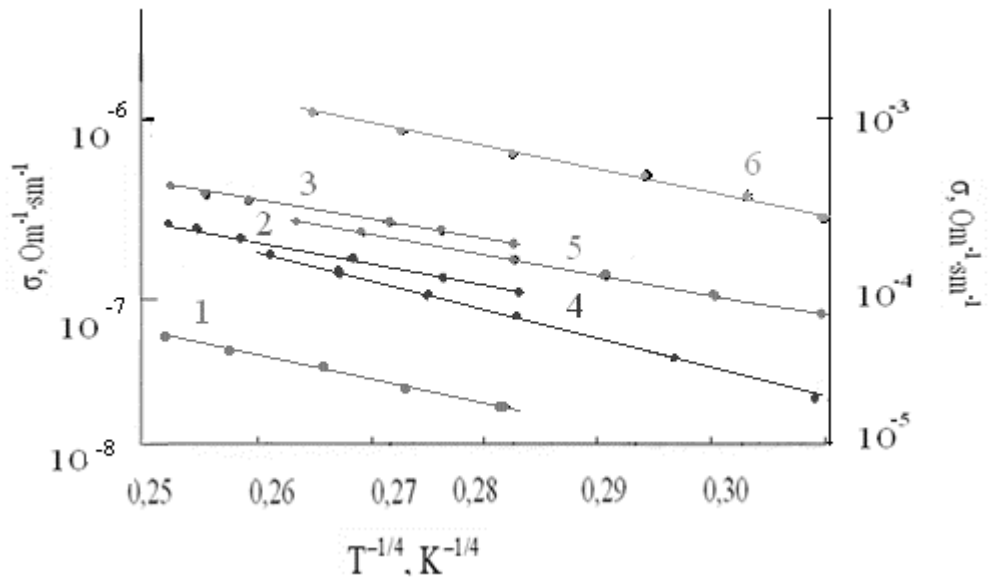
Şəkil 5.3.1 və 5.3.2-də 111-294K temperatur intervalında şüalanmamış və ($\Phi_{el}=2 \cdot 10^{12} - 10^{13}$ el/sm²) elektron seli ilə şüalandırılmış GaSe və InSe monokristallarının yarımlogarifik miqyasda elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı göstərilmişdir. Təcrübənin nəticələri müqayisəli üsulla (şüalanmamışdan əvvəl və sonra) izah edilmişdir. Məlumdur ki, yarımkəçiricilərdə sıçrayıçlı keçiricilik aşağı temperaturlarda müşahidə olunur. Bu temperaturlarda icazə verilən zonada yükdaşıyıcıların istilik həyacanlanması hesabına keçiricilik üstünlük təşkil edir. Şəkil 5.3.1 və 5.3.2-dən görünür ki, temperatur azaldıqca, keçiricilik azalır. Bu tip keçiricilik üçün $\lg\sigma=f(T^{1/4})$ (şəkil 5.3.3) T_0 meyilliyinə malik düz xətt alınmışdır. Mott nəzəriyyəsinə görə bu o deməkdir ki, təbii laylara perpendikulyar istiqamətdə Fermi səviyyəsi ətrafında dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiricilik baş verir. Şüalanmamış, həm də şüalandırılmış nümunələr üçün ayrılıqda (3.1.1) düsturuna əsasən T_0 -ın qiymətləri müəyyən edilərək [160, s.212], cədvəl 5. 3. 2-də göstərilmişdir. (3.1.1)-cü düstura əsasən N_F -i təyin edək. GaSe nümunələri üçün N_F hesablanarkən $a=34 \text{ \AA}$ [166, s. 607], InSe üçün isə 58 \AA [174, s. 396-397] götürülmüşdür. (3. 4. 1) düsturuna əsasən müxtəlif temperaturlarda tədqiq olunan kristallarda yükdaşıyıcıların sıçrayışının məsafəsi təyin olunmuşdur [160, s. 59]. Bütün nümunələr üçün cədvəldə göstərilmişdir. Temperatur artdıqca, $R(T)$ -nin qiyməti azalır. Tədqiqat aparılan monokristallarda Fermi səviyyəsi yaxınlığında tələ hallarının səpilmələri (3.1.3) düsturuna əsasən müəyyən edilmişdir və cədvəldə göstərilmişdir. GaSe-də və InSe-də sıçrayışlı keçiriciliklə bağlı olan dərin tələlərin konsentrasiyasının qiyməti (3.1.7) düsturu vasitəsi ilə müəyyən olunmuşdur.



Şəkil 5.3.1 GaSe monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı: şüalanmamış (əyri 1) və $2 \cdot 10^{12}$ el/sm² (əyri 2), 10^{13} el/sm² (əyri 3) elektron seli ilə şüalandırıldıqdan sonra.



Şəkil 5.3.2 InSe monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı : şüalanmamış (əyri 1) və elektron seli ilə şüalandırılmış $2 \cdot 10^{12}$ el/sm² (əyri 2), 10^{13} el/sm² (əyri 3)



Şəkil 5. 3.3 1 və 4 əyriləri şüalanmamış, 2 və 5 əyriləri $2 \cdot 10^{12}$ el/sm², 3 və 6 əyriləri 10^{13} el/sm² elektron seli ilə şüalandırılmış GaSe və InSe monokristallarının aşağı temperaturda keçiriciliyinin $T^{-1/4}$ -dən asılılığı.

Şüalanmamış və $2 \cdot 10^{12} - 10^{13}$ el/sm² elektron seli ilə şüalanmış GaSe və InSe monokristallarında lokal halların elektrik parametrləri

Monokr istallar	Şüalanma dozası, Φ_{el} , el/sm ²	T ₀ , K	N _F , eV ⁻¹ ·sm ⁻¹	R _{or} , Å	ΔE , eV	N _t , sm ⁻³
GaSe	0	1,52·10 ⁶	3,1·10 ¹⁸	118,638	0,092	2,87·10 ¹⁷
	2·10 ¹²	1,05·10 ⁶	4,5·10 ¹⁸	108,05	0,088	3,98·10 ¹⁷
	10 ¹³	7,25·10 ⁵	6,53·10 ¹⁸	98,529	0,076	4,99·10 ¹⁷
InSe	0	2,79·10 ⁶	3,4·10 ¹⁷	256,29	0,083	2,82·10 ¹⁶
	2·10 ¹²	4,1·10 ⁵	2,3·10 ¹⁸	160,175	0,051	1,16·10 ¹⁷
	10 ¹³	7,1·10 ⁵	1,34·10 ¹⁸	183,765	0,057	7,69·10 ¹⁶

Şəkil 5.3.2-də GaSe monokristallarında elektrikkeçiriliyinin temperatur asılılığından görüldüyü kimi 167K temperaturundan sonra yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisi 0-a yaxınlaşır, yəni 167-111K temperatur intervalında aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiricilik baş verir.

5.4. Sabit elektrik sahəsində sürətləndirilmiş elektronların TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarının sıçrayışlı keçiriciliyinə təsiri

Məqsəd sürətləndirilmiş elektronların TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarının sıçrayışlı keçiriciliyinə təsirini müəyyən etməkdir.

Aşağıda 5.4.1-ci, 5.4.2-ci və 5.4.3-cü şəkillərdə yarımləqorifmik masştabda uyğun olaraq TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarının 294–111K temperatur intervalında elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı göstərilmişdir. Şəkillərdən görüldüyü kimi həm şüalanmamış və həm də $\Phi_{el}=2 \cdot 10^{12}-10^{13}$ el/sm² elektron inteqral seli ilə şüalandırılmış TlInS₂, TlGaSe₂, TlGaS₂ monokristallarında temperatur 294K-dən 111K-nə qədər azaldıqca, elektrikkeçiriciliyi azalır və maddədən asılı olaraq müxtəlif temperaturlarda temperaturdan asılı olmur. Yəni öyrənilən temperatur

intervalında sabit meyl olmur və temperatur aşağı düşdükcə yükdaşıyıcıların aktivləmə enerjisi də azalır.

Şəkil 5.4.4-də şüalanmamış və $2 \cdot 10^{12}$ və 10^{13} el/sm² elektron seli ilə şüalandırılmış TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristalları üçün $\lg\sigma=f(T^{1/4})$ qrafiki göstərilmişdir. Qrafikdə göstəridiyi kimi şüalanmamış, həm də şüalanmış nümunələr üçün T_0 meyililiyinə malik düz xətt alınmışdır. Şüalanmamış, həm də şüalandırılmış nümunələr üçün ayrılıqda (3.13) düsturuna əsasən T_0 -ın qiymətlərini müəyyən edilmiş və cədvəl 5.3.1-də göstərilmişdir.

Beləliklə də elektrik ölçülərindən müəyyən edilmiş lokal halların parametrləri şüalanmamış və $\Phi_{el}=2 \cdot 10^{12} - 10^{13}$ el/sm² elektron seli ilə şüalandırılmış TlInS₂, TlGaSe₂, TlGaS₂ monokristalları üçün 5.4.1-ci cədvəlin uyğun xanalarında göstərilmişdir. Qeyd etmək lazımdır ki, bu monokristallar çox defektli alınmalarına baxmayaraq onlar xarici təsirlərə qarşı həssasdırlar. Kiçik dozalılı elektron seli (10^{13}

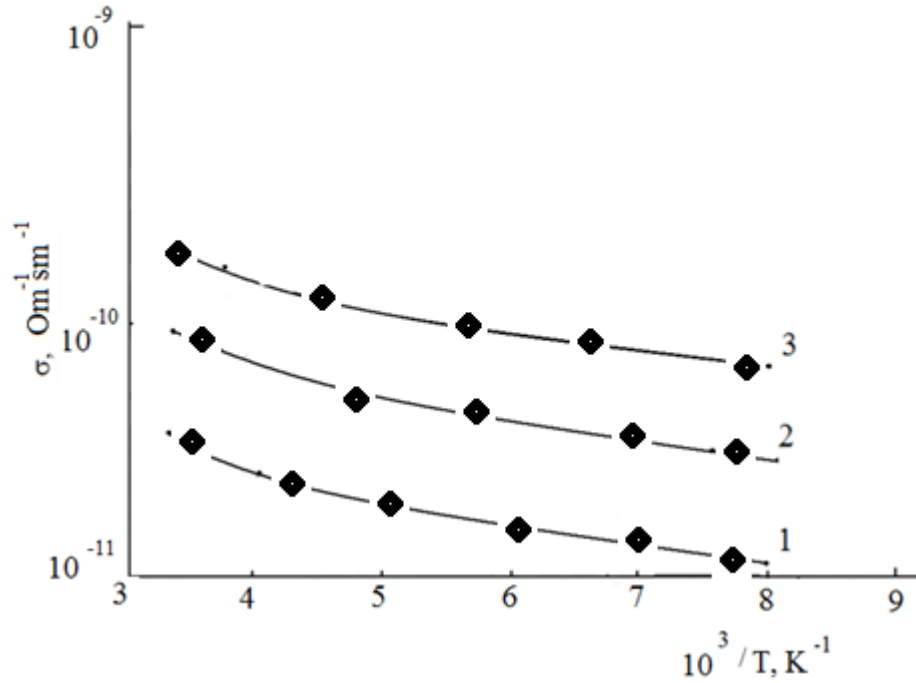
Cədvəl 5.4.1

Şüalanmamış və $\Phi_{el}=2 \cdot 10^{12} - 10^{13}$ el/sm² elektron seli ilə şüalanmış TlInS₂, TlGaSe₂, TlGaS₂ monokristalların lokal hallarının elektrik parametrləri

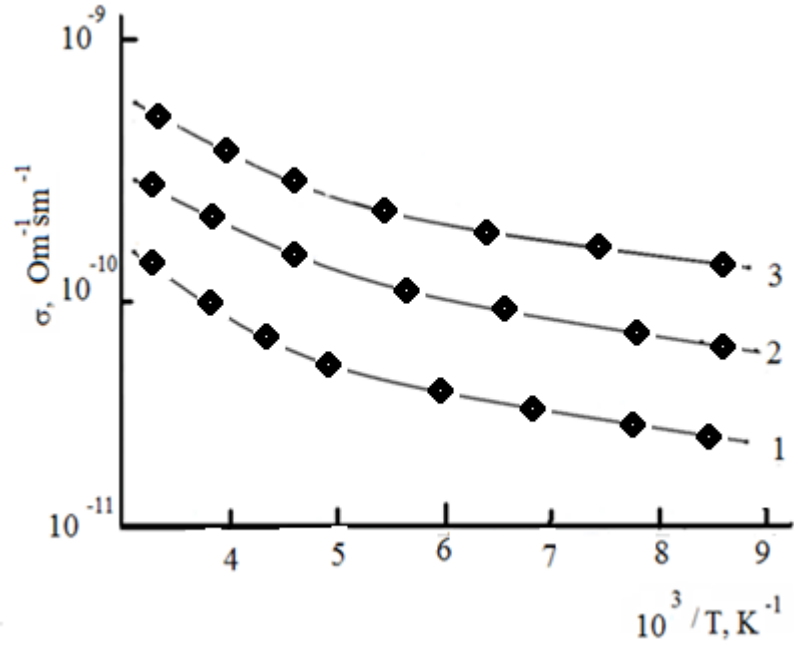
Mono kristallar	Şüalanma dozası, Φ_{el} , el/sm ²	T_0 , K	N_F , eV ⁻¹ ·sm ⁻¹	R_{or} , Å	ΔE , eV	N_t , sm ⁻³
TlInS ₂	0	$5,676 \cdot 10^6$	$1,214 \cdot 10^{19}$	69,34	0,1184366	$1,43782 \cdot 10^{18}$
	$2 \cdot 10^{12}$	$6,979 \cdot 10^6$	$9,87 \cdot 10^{18}$	71,46	0,1326	$1,297 \cdot 10^{18}$
	10^{13}	$4,553 \cdot 10^6$	$1,51 \cdot 10^{19}$	65,62	0,11299	$1,7 \cdot 10^{18}$
TlGaSe ₂	0	$2,3 \cdot 10^5$	$2,058 \cdot 10^{19}$	73,95	0,0574559	$1,18 \cdot 10^{18}$
	$2 \cdot 10^{12}$	$4,677 \cdot 10^5$	$1,01 \cdot 10^{19}$	88,30	0,06874	$6,9 \cdot 10^{17}$
	10^{13}	$3,87 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^{19}$	85,68	0,0631887	$7,58 \cdot 10^{17}$
TlGaS ₂	0	$4,91 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^{19}$	66,87	0,608	$8,52 \cdot 10^{18}$
	$2 \cdot 10^{12}$	$7,416 \cdot 10^6$	$9,29 \cdot 10^{18}$	72,65	0,7179	$6,67 \cdot 10^{18}$
	10^{13}	$1,58 \cdot 10^7$	$4,36 \cdot 10^{18}$	87,66	0,1626	$7,089 \cdot 10^{17}$

el/sm²) ilə şüalanmada oradakı struktur defektlərinin azalması baş verir. Bu da elektrikkeçiriciliyinin artmasına səbəb olur.

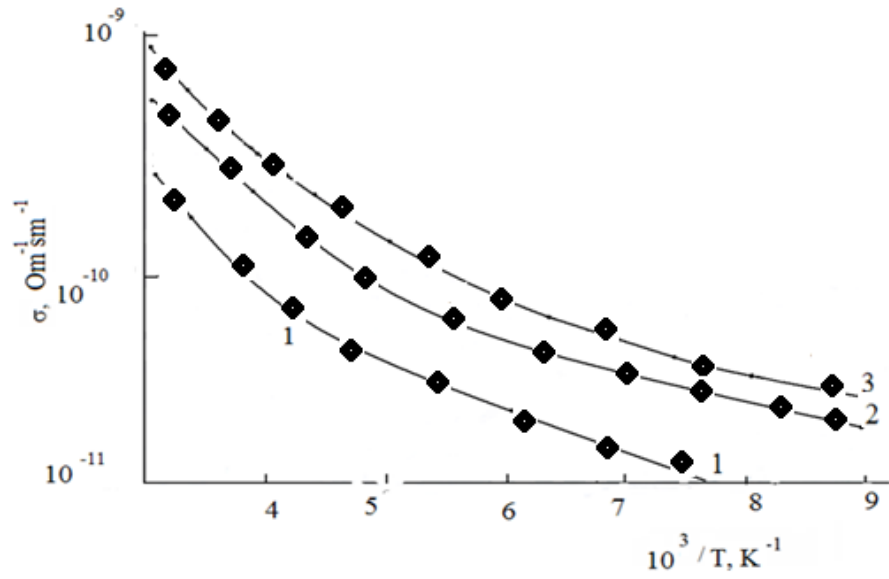
Şəkil 5.4.4 a-TlInS₂ və b-TlGaS₂ monokristallarının şüalanmamış və şüalandırılmış nümunələrinin elektrik keçiriciliyinin sıçrayışlı mexanizm nəzəriyyəsi çərçivəsində temperaturdan asılılığı verilmişdir.



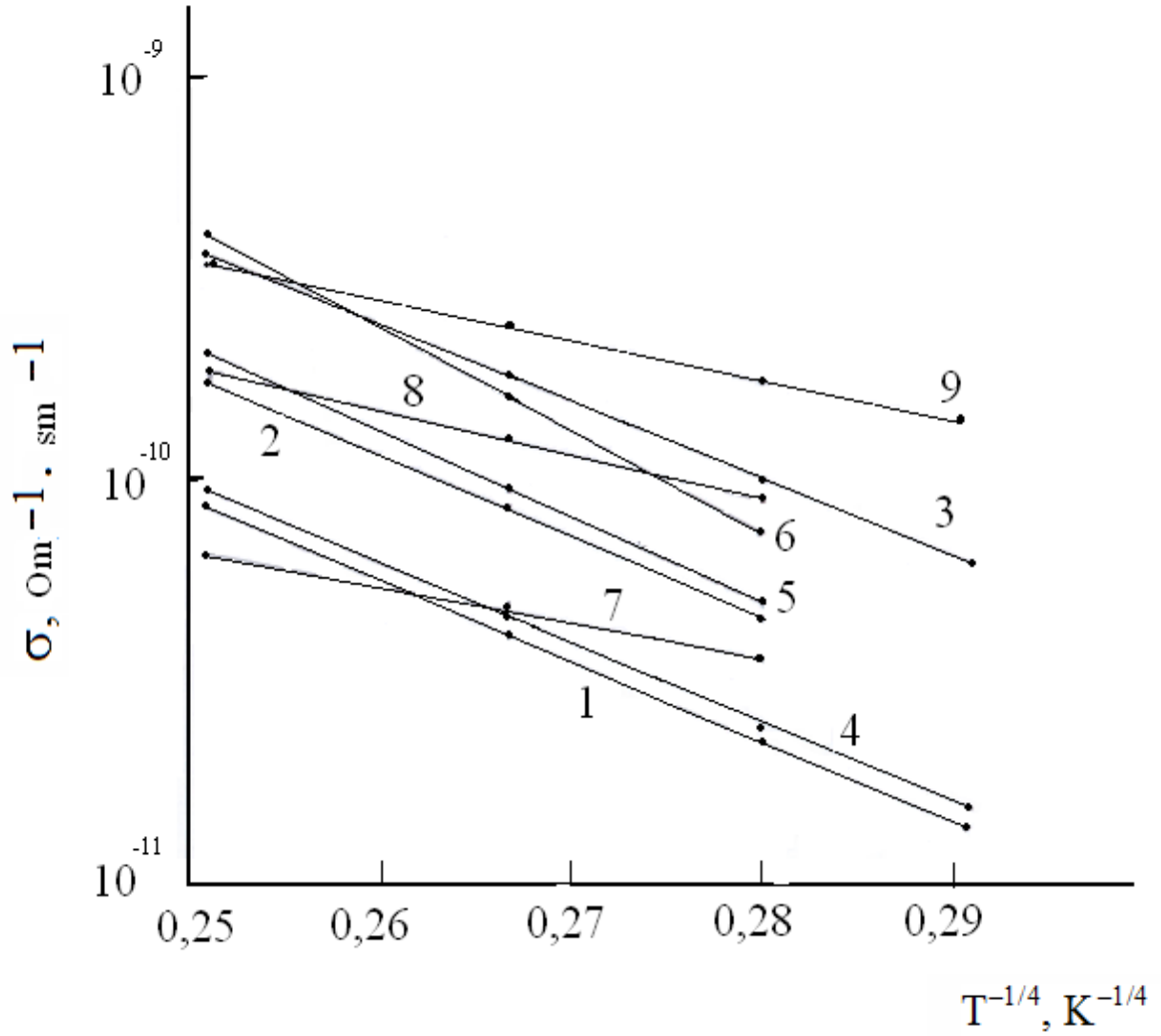
Şəkil 5.4.1 TlInS₂ monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı; 1-şüalanmamış, 2- $2 \cdot 10^{12}$ el/sm², 3- 10^{13} el/sm².



Şekil 5.4.2 TlGaSe₂ monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı: 1-şüalanmamış, 2- $2 \cdot 10^{12}$ el/sm², 3- 10^{13} el/sm²



Şekil 5.4.3 TlGaS₂ monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı: 1-şüalanmamış, 2- $2 \cdot 10^{12}$ el/sm², 3- 10^{13} el/sm²



Şəkil 5.4.4 a-TlInS₂ monokristalları; 1-şüalanmamış, 2- $2 \cdot 10^{12}$ el/sm², 3- 10^{13} el/sm², b-TlGaS₂ monokristalları; 4-şüalanmamış, 5- $2 \cdot 10^{12}$ el/sm², 6- 10^{13} el/sm², v-TlGaSe₂ monokristalları; 7-şüalanmamış, 8- $2 \cdot 10^{12}$ el/sm², 9- 10^{13} el/sm²

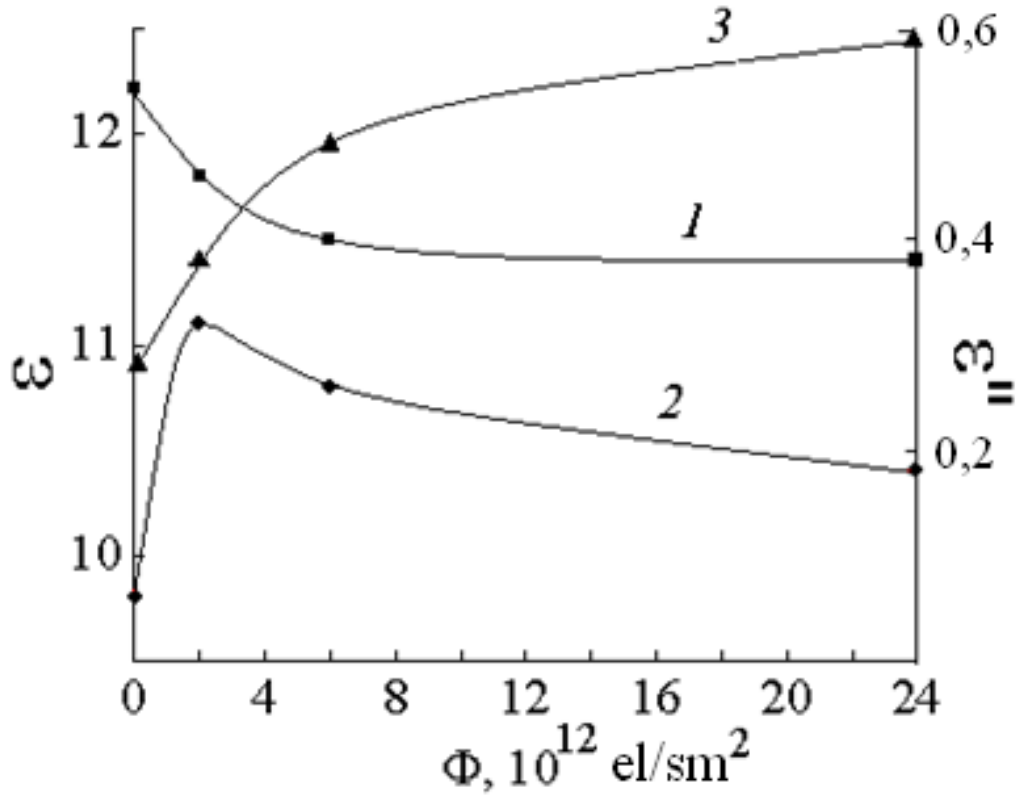
5.5. Sürətləndirilmiş elektronların dəyişən elektrik sahəsində TlInS₂

monokristallarının dielektrik xassələrinə və elektrikkeçiriciliyinə təsiri

Işın məqsədi sürətləndirilmiş elektronların dəyişən elektrik sahəsində TlInS₂ monokristallarının elektrik və dielektrik xassələrinə təsirini öyrənməkdən ibarətdir.

TlInS₂ monokristallarının elektrik xassələrini ölçmək üçün nümunələrin alınması və hazırlanması 1-ci fəslin 1.1.-ci paraqrafında göstərilmişdir. TlInS₂ monokristallarından hazırlanmış nümunələrin dielektrik xassələri otaq temperaturunda $5 \cdot 10^4$ – $3,5 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında ölçülmüşdür. Alınan nəticələri müqayisəli şəkildə izah etmək üçün əvvəlcə şüalanmamış, sonra isə növbə ilə hər dəfə şüalanmadan sonra ($2 \cdot 10^{12}$ el/sm², $2,4 \cdot 10^{13}$ el/sm²) monokristalların elektrik xassələri ölçülmüşdür.

Şəkil 5.5.1-də dəyişən elektrik sahəsində tezliyin $f=5 \cdot 10^4$ Hs (1-ci əyri) qiymətində TlInS₂ monokristallarının dielektrik nüfuzluğunun şüalanma dozasından asılılığı göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi şüalanma dozası $6 \cdot 10^{12}$ el/sm² qiymətinə kimi artdıqca, ϵ -nın qiyməti artır. Bu sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının (yarımkeçiricilik xassəsi) və sərhəd domenlərin yüüklüyünün artması (seqnetoelektrik xassəsi) ilə əlaqədardır. $6 \cdot 10^{12}$ el/sm² sonra isə elektron seli ilə şüalanma dozasının qiyməti toplandıqca, ($2,4 \cdot 10^{13}$ el/sm²), dielektrik nüfuzluğunun qiyməti azalır ki, bu da radiasiya nəticəsində yaranan domenlərin strukturunun stabilləşməsi ilə əlaqədardır. IV fəsildə göstərilidiyinə uyğun olaraq, TlInS₂ monokristallarını γ -şüaları ilə şüalandırdıqda dozanın $4 \cdot 10^4$ krad qiymətinə kimi dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi artır və şüalanma dozasının $D_{\gamma} > 4 \cdot 10^4$ krad qiymətlərində isə azalır. Ancaq bu azalma həmişə şüalanmamış kristalından çox olur (şəkil 5.5.1-in 2-ci əyrisi). $2 \cdot 10^{12}$ el/sm² və 10^4 - 10^6 Hs tezlik oblastında TlGaS₂ nümunəsinin dielektrik nüfuzluğu şüalanmamış nümunənininkindən çox və yüksək tezliklərdə dielektrik nüfuzluğunun qiyməti şüalanmamış monokristalındakına nisbətən az olur. 10^8 rad dozada, 200-370K temperatur intervalında və 10^2 - 10^6 Hs tezlik intervalında dielektrik nüfuzluğunun qiyməti azalır [235, s.1754-1757].



Şəkil 5.5.1 TlInS₂ monokristallarında dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin (1,2 ayrılər) və kompleks xəyalı hissəsinin müxtəlif tezliklərdə doza asılılığı f , Hs: 1 və $3 - 5 \cdot 10^4$; 2 – $3 \cdot 10^7$.

Yuxarıda deyilənlərə TlInS_2 monokristallarının kristal qəfəslərində defektlərin [122, s. 196-197], [237, s. 68-70] və ya bu kristallarda modifikasiyanın tipi ilə əlaqədardır [37, s. 1423-1426].

Şüalanma dozası artdıqca, yükdaşıyıcıların aktivləşmə enerjisinin azalması isə ola bilsin ki, radiasiya defektlərini yaradır. Şüalanma təbii defektlərin miqrasiyasını aktivləşdirir və domenlərin strukturunu stabilləşdirir, ε isə azaldır [234, s. 583-584]. σ_{ac} -nin artması isə şüalanma zamanı TlInS_2 -də ionlaşmış mühitin yaranmasıdır. TlInS_2 nümunəsində dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin özünü belə aparması dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin azalması ilə əlaqədardır [235, s. 1754-1756]. TlInS_2 nümunəsinin $2 \cdot 10^{12}$ el/sm² doza ilə şüalanması dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin qiymətini artırır. Kiçik dozalı şüalanmada kristallarda defektlərin radiasiya ilə dəmlənməsi (kiçik doza effekti) baş verir. Şüalanma dozasının $2,4 \cdot 10^{13}$ el/sm² qiymətinə qədər artdıqca, kristallarda defektlərin bölüşdürülməsi və miqrasiyası gedir. Nümunəyə radiasiyanın təsiri stimullaşır ki, bu da öz növbəsində dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin azalmasına gətirir. TlInS_2 nümunəsini $2,4 \cdot 10^{13}$ el/sm² doza ilə şüalandırdıqda ε^1 şüalanmamışa nisbətən çox olması faktı göstərir ki, kristallarda domen strukturun stabilləşməsi üçün bu doza kifayət deyil.

TlInS_2 monokristallarında ε -dan fərqli olaraq, dielektrik nüfuzluğunun xəyalı hissəsi elektron seli ilə şüalandırıldıqdan sonra ölçülən bütün tezlik intervalında $f=5 \cdot 10^4$ –dən $3,5 \cdot 10^7$ Hs-ə qədər artır. Görünür ki, elektron selinin şüalanma dozası maksimum olduqda ($\Phi=2,4 \cdot 10^{13}$ el/sm²) ε^{11} -in qiyməti ≈ 2 dəfə artır. Yüksək tezliklərdə ($f > 10^7$ Hs) ε^{11} -ə elektron seli ilə şüalanmanın təsiri zəifləyir. TlInS_2 monokristallarında $\varepsilon^{11}(f)$ tezlik asılılığından görünür ki, elektron seli ilə şüalanma dozası yığıldıqca ε^{11} dispersiyası əhəmiyyətli dərəcədə artır. TlInS_2 monokristallarında öyrənilən tezliyin bütün diapazonunda həmçinin dielektrik itgi bucağının tangensi də artır. Elektron seli ilə şüalanmada ən çox dəyişiklik $f = 5 \cdot 10^4$ Hs tezlikdə olur. $f > 10^7$ Hs-də isə bu dəyişiklik zəifləyir. Şüalanmadan əvvəl və elektron seli ilə şüalanmadan sonra TlInS_2 monokristallarında $\text{tg}\delta$ -nın dəyişməsi itginin elektrikkeçiriciliyinin hesabına olmasını göstərir.

Tezliyin $f=5 \cdot 10^4 - 10^7$ Hz qiymətlərində şüalanmamış və elektron seli ilə şüalanmış TlInS₂ monokristallarının ac-keçiriciliyi $\sigma_{ac} \sim f^n$ $n=0,6-0,8$ qanunu ilə $f > 10^7$ Hz-də isə superxətti asılılıqla dəyişir. Aldığımız nəticəyə görə tezliyin $f=5 \cdot 10^4 - 10^7$ Hz intervalında $\sigma_{ac} \sim f^{0,6-0,8}$ qanunu ilə dəyişdiyindən deyirik ki, bu oblastda Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal hallarda yükdaşıyıcıların dar enerji zolağında sıçrayışlı keçiricilik mexanizmi mövcuddur. Kristalları γ -kvantları ilə şüalandırıldıqda həm şüalanmamış və həm də şüalanmış nümunələrdə tezliyin $f < 10^7$ Hz qiymətlərində $\sigma_{ac} \sim f^{0,8}$ və tezliyin $f > 10^7$ Hz qiymətlərində isə superxətti sahə $\sigma_{ac} \sim f^{1,3}$ baş verir. Şüalanma dozası artdıqca $\sigma_{ac} \sim (f)$ asılılığı yuxarıya doğru sürüşür ki, bu da sıçrayışlı keçiricilik üçün xarakterikdir.

Beləliklə, TlInS₂ monokristallarını 4MeV enerjili və $\Phi=2 \cdot 10^{12} - 2,4 \cdot 10^{13}$ el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalandırıldıqda laylara perpendikulyar istiqamətdə şüalanma dozası $6 \cdot 10^{12}$ el/sm² qiymətinə kimi artdıqca, ϵ -nun qiyməti artır. $6 \cdot 10^{12}$ el/sm² dozadan sonra isə elektron seli ilə şüalanma dozasının qiyməti toplandıqca, ($2,4 \cdot 10^{13}$ el/sm²), dielektrik nüfuzluğunun qiyməti azalır ki, bu da radiasiya nəticəsində yaranan domenlərin strukturunun stabilləşməsi ilə əlaqədardır.

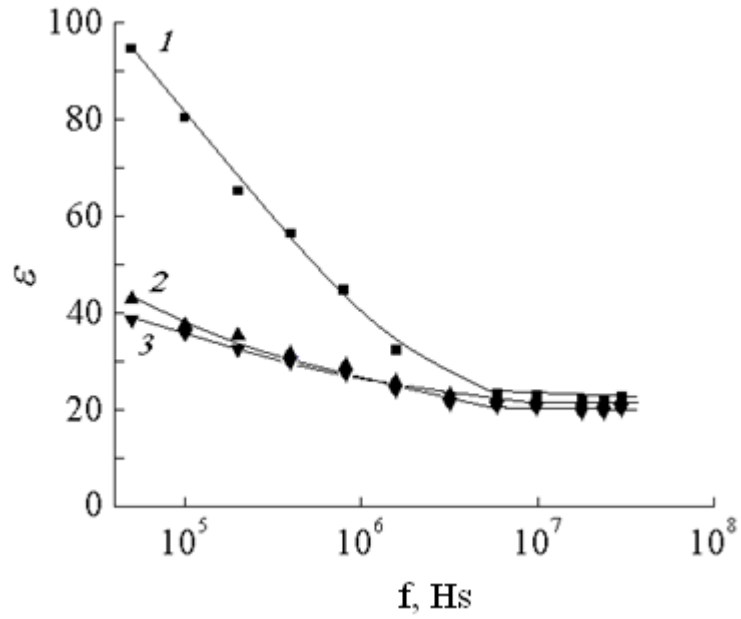
Dielektrik nüfuzluğunun qiymətinin azalmasına səbəb defektlərin miqrasiyası və onların kristallarda paylanmasıdır ki, bu da nümunənin radiasiya vasitəsilə stimullaşdırılmasına gətirir. TlInS₂ monokristallarında ϵ -dan fərqli olaraq, dielektrik nüfuzluğunun xəyalı hissəsi elektron seli ilə şüalandırıldıqdan sonra ölçülən bütün tezlik intervalında $f=5 \cdot 10^4$ -dən $3,5 \cdot 10^7$ Hz-ə qədər artır. TlInS₂ monokristallarında öyrənilən tezliyin bütün diapazonunda həmçinin dielektrik itgi bucağının tangensi də artır. Tezliyin $f=5 \cdot 10^4 - 10^7$ Hz qiymətlərində şüalanmamış və elektron seli ilə şüalanmış TlInS₂ monokristallarının ac-keçiriciliyi $\sigma_{ac} \sim f^n$ $n=0,6-0,8$ qanunu ilə $f > 10^7$ Hz-də isə superxətti asılılıqla dəyişir. Aldığımız nəticəyə görə tezliyin $f=5 \cdot 10^4 - 10^7$ Hz intervalında $\sigma_{ac} \sim f^{0,6-0,8}$ qanunu ilə dəyişdiyindən deyirik ki, bu oblastda Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal hallarda yükdaşıyıcıların dar enerji zolağında sıçrayışlı keçiricilik mexanizmi mövcuddur.

Bundan müxtəlif qeydedici cihazların hazırlanmasında, xüsusi ilə elementar

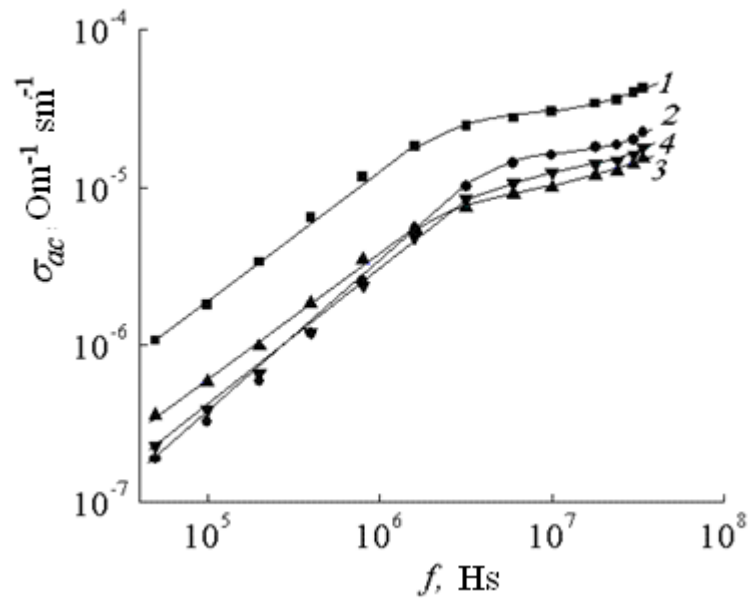
hissəciklərin yarımkəçirici detektorların hazırlanmasında istifadə etmək olar.

5.6 . Sürətləndirilmiş elektronların dəyişən elektrik sahəsində TlGaSe₂ monokristallarının dielektrik xassələrinə və elektrikkeçiriciliyinə təsiri

Bu işdə dəyişən elektrik sahəsində TlGaSe₂ monokristallarının laylara perpendikulyar istiqamətdə $f=5\cdot 10^4-3,5\cdot 10^7$ Hz tezlik intervalında dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və kompleks xəyalı hissəsinin, dielektrik itgi bucağının, ac-keçiriciliyinin tezlik asılılığına elektron seli ilə şüalanmanın təsiri öyrənilmişdir. Bu məqsədlə monokristallar 1.1-ci paraqrafda göstərildiyi kimi alınmış, nümunələr hazırlanmış və ölçülər 300K temperaturda rezonans üsulu ilə aparılmışdır. TlGaSe₂ nümunələri 1.4-cü paraqrafda göstərildiyi kimi xətti elektron sürətləndiricisində şüalandırılmışdır. TlGaSe₂ monokristalları $2 \times 10^{12}-2,4 \times 10^{13}$ el/ sm² doza ilə şüalandırılmış və dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və xəyalı hissələrinin, dielektrik itgi bucağının, ac-keçiriciliyinin tezlik asılılıqları müəyyən edilmişdir. Ölçülən bütün dozalarda dielektrik nüfuzluğunun həqiqi (şəkil 5.6.1) və kompleks xəyalı hissəsinin, dielektrik itgi bucağının, ac-keçiriciliyinin (şəkil 5.6.2) azalması müşahidə olunur. Elektronlarla şüalanmadan əvvəl və sonra $f=5\cdot 10^4-3,5\cdot 10^7$ Hz tezlik intervalında dielektrik itgi bucağı maksimum ilə xarakterizə olunması hər iki halda (şüalanmadan əvvəl və sonra) itgi relaksasiyasının mövcudluğunu göstərir. Şəkil 5.6.2-dən görünür ki, TlGaSe₂ monokristallarının elektron seli ilə şüalanma dozası artdıqca, elektrikkeçiriciliyi azalır. Kiçik dozalarda şüalanmış yarımkəçiricilərin elektrikkeçiriciliyinin azalması kristallarda ilkin elektrik aktiv dərin energetik aşqar mərkəzlərin radiasiya defektləri ilə kompensasiya edilməsi ilə əlaqədardır [176, s. 19-22]. 5.4-cü paraqrafda göstərildiyi kimi sabit elektrik sahəsində şüalanmadan sonra TlGaSe₂ monokristallarının elektrikkeçiriciliyi artdığı halda dəyişən elektrik sahəsində azalır.



Şəkil 5.6.1 TlGaSe₂ monokristallarının dielektrik nüfuzluğunun tezlikdən asılılığı: şüalanmadan əvvəl, əyri 1) və uyğun olaraq 2– $6 \cdot 10^{12}$; 3 – $2.4 \cdot 10^{13}$ el/sm² doza ilə şüalandırıldıqdan sonra.



Şəkil 5.6.2 Müxtəlif dozalı elektron seli ilə şüalanmış TlGaSe₂ monokristallarının dəyişən elektrik sahəsində elektrikkeçiriciliyinin tezlik asılılığı: 1 – şüalanmadan əvvəl; 2–4 –uyğun olaraq $2 \cdot 10^{12}$; $6 \cdot 10^{12}$ və $2.4 \cdot 10^{13}$ el/sm² ilə şüalanmadan sonra.

Bu aşağıdakı kimi izah olunur: Sabit elektrik sahəsində sərbəst elektronlar valent zonadan lokal hallara keçir və valent zonada onların yeri boş qalır, demək dəşiklərin konsentrasiyaları artır. Onun hesabına da keçiricilik artır. Dəyişən elektrik sahəsində kiçik tezliklərdə isə keçiricilik defektlər hesabına baş verir. Lokal halların elektronlarla dolub boşalması (tutum effekti) elektrikkeçiriciliyini artmağa qoymur. Radiasiyanın defekt səviyyələri çox olduqca, elektrikkeçiricilik də bir o qədər az olur. $f=5 \cdot 10^4 - 2,5 \cdot 10^6$ Hs tezlik intervalına qədər Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal səviyyələr arasında sıçrayışlı keçiricilik mexanizmi ilə izah olunur. $f=2,5 \cdot 10^6 - 3,5 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında keçiricilik tezlikdən az asılı olur. Cədvəl 5.6.1-də TlGaSe₂ monokristallarının yüksək tezlikli elektrik ölçülərindən müəyyən edilmiş LS-lərin parametrləri göstərilmişdir.

Cədvəl 5.6.1

Elektron selinin müxtəlif dozaları ilə şüalanmış TlGaSe₂ monokristallarının yüksək tezlikli elektrik ölçülərindən müəyyən edilmiş LS-lərin parametrləri

Elektron seli ilə şüalanma dozası, el/sm ²	$N_F, eV^{-1} \cdot sm^{-3}$	$\Delta E, eV$
0	$7.5 \cdot 10^{18}$	0,005
$2 \cdot 10^{12}$	$3.7 \cdot 10^{18}$	0,01
$6 \cdot 10^{12}$	$4.3 \cdot 10^{18}$	0,008
$2.4 \cdot 10^{13}$	$3.7 \cdot 10^{18}$	0,01

Beləliklə müəyyən edilmişdir ki, TlGaSe₂ monokristalları elektron selinin təsiri artdıqca, dielektrik nüfuzluğunun həqiqi və kompleks xəyalı hissələri, dielektrik itgi bucağı və ac-keçiriciliyi azalır. Elektronlarla şüalanmadan əvvəl və sonra $f=5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında dielektrik itgi bucağının maksimum ilə xarakterizə olunması hər iki halda (şüalanmadan əvvəl və sonra) relaksasiya itgilərinin mövcud

olmasını göstərir. $f=5 \cdot 10^4 - 2,5 \cdot 10^6$ Hz tezlik intervalına qədər Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal səviyyələr arasında sıçrayışlı keçiricilik mexanizmi baş verir. $f=2,5 \cdot 10^6 - 3,5 \cdot 10^7$ Hz tezlik intervalında keçiricilik tezlikdən az asılı olur.

5.7. Sürətləndirilmiş elektronların dəyişən elektrik sahəsində TlGaS₂

monokristallarının dielektrik xassələrinə və elektrikkeçiriciliyinə təsiri

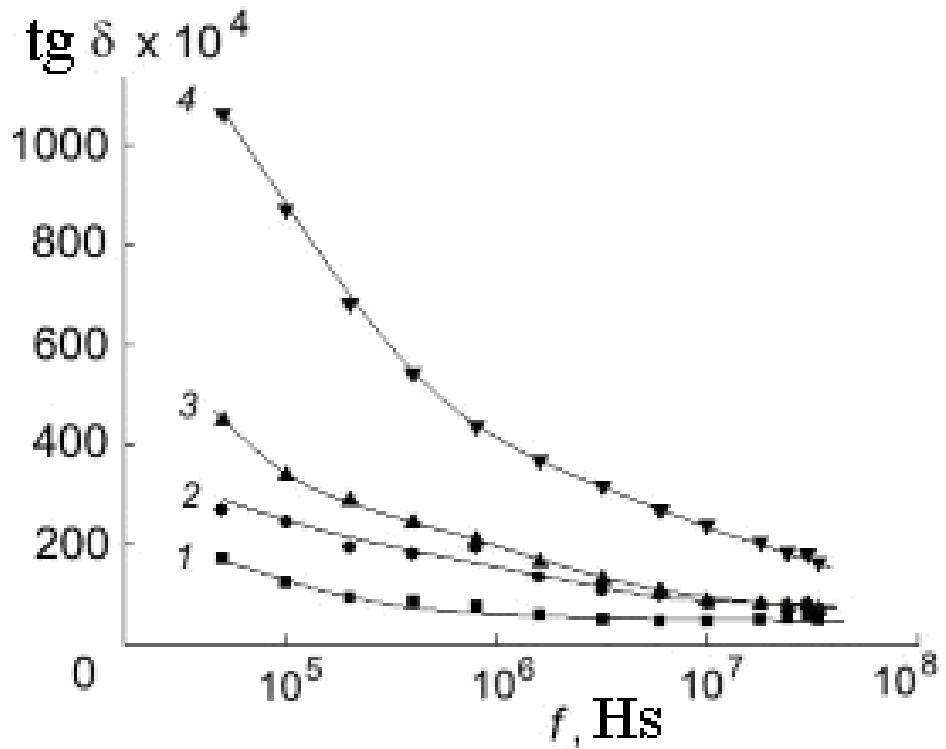
Məqsəd TlGaS₂ monokristallarının dəyişən elektrik sahəsində dielektrik xassələrinə və elektrikkeçiriciliyinin mexanizminə elektron seli ilə şüalanmanın təsirini müəyyən etməkdən ibarətdir.

TlGaS₂ monokristallarını elektron seli ilə şüalandırdıqda şüalanma dozası artdıqca, dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin qiyməti azalır. Şüalanmamış və müxtəlif dozalı elektron seli ilə şüalanmış TlGaS₂ monokristallarında aşağı tezliklərdə ($f < 10^6$ Hz) dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissələri bir-birindən çox az fərqlənir. Bu analogi olaraq γ -kvantları ilə şüalanmada olduğu kimidir [237, s. 68-70]. Ancaq yuxarı tezliklərdə ($f > 10^6$ Hz) isə bu fərq artır. TlGaS₂ monokristallarını $2 \cdot 10^{12} - 2,4 \cdot 10^{13}$ el/sm² elektron seli ilə şüalandırdıqda tezliyin $f < 10^6$ Hz qiymətlərində dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissələri monoton olaraq azalır. Bu relaksasiya dispersiyasının olduğunu göstərir. γ -kvantları ilə şüalanmış TlGaS₂ monokristallarında tezliyin $f \geq 10^7$ Hz qiymətlərində bütün dozalarda dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsinin qiymətləri bir-birindən cüzi fərqlənilər.

Şəkil 5.7.1-də şüalanmamış və müxtəlif dozalarda elektron seli ilə şüalanmış TlGaS₂ monokristallarının dielektrik itgi bucağının tezlik asılılığı göstərilmişdir. Şüalanmamış və $2 \cdot 10^{12}$, $6 \cdot 10^{12}$ el/sm² elektron seli ilə şüalanan kristallarda tezliyin 10^7 Hz qiymətlərinə kimi əyri hiperbolik azalır ki, bu da dielektrik itgisinin elektrikkeçiriciliyi hesabına olduğunu göstərir.

Şüalanma dozası $2,4 \cdot 10^{13}$ el/sm² olduqda bütün tezlik intervalında itgi ancaq elektrikkeçiriciliyi hesabına baş verir. γ -kvantları ilə şüalandırdıqda bütün monokristallarda tezliyin $f \geq 10^7$ Hz qiymətlərinə kimi itgi elektrikkeçiriciliyi hesabına $f \geq 10^7$ Hz qiymətlərində isə itgi relaksasiya hesabına olur [237, s. 70].

Demək ancaq $2,4 \cdot 10^{13}$ el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalandırmanın qiymətində dielektrik itgi bucağının tezlik asılılığı $5 \cdot 10^4 \div 3,5 \cdot 10^7$ Hs tezlik intervalında əyrisi hiperbolik azalır ki, bu da dielektrik itgisinin elektrikkeçiririciliyi hesabına olduğunu göstərir.



Şəkil 5.7.1 Şüalanmamış və müxtəlif dozalı elektron seli ilə şüalanmış TlGaS₂ monokristallarının dielektrik itgi bucağının tezlik asılılığı: şüalanmamış (əyri 1) və 10^{12} (əyri 2), $2 \cdot 10^{12}$ (əyri 3), $6 \cdot 10^{12}$ el/sm² (əyri 4) elektron seli ilə şüalandırıldıqdan sonra.

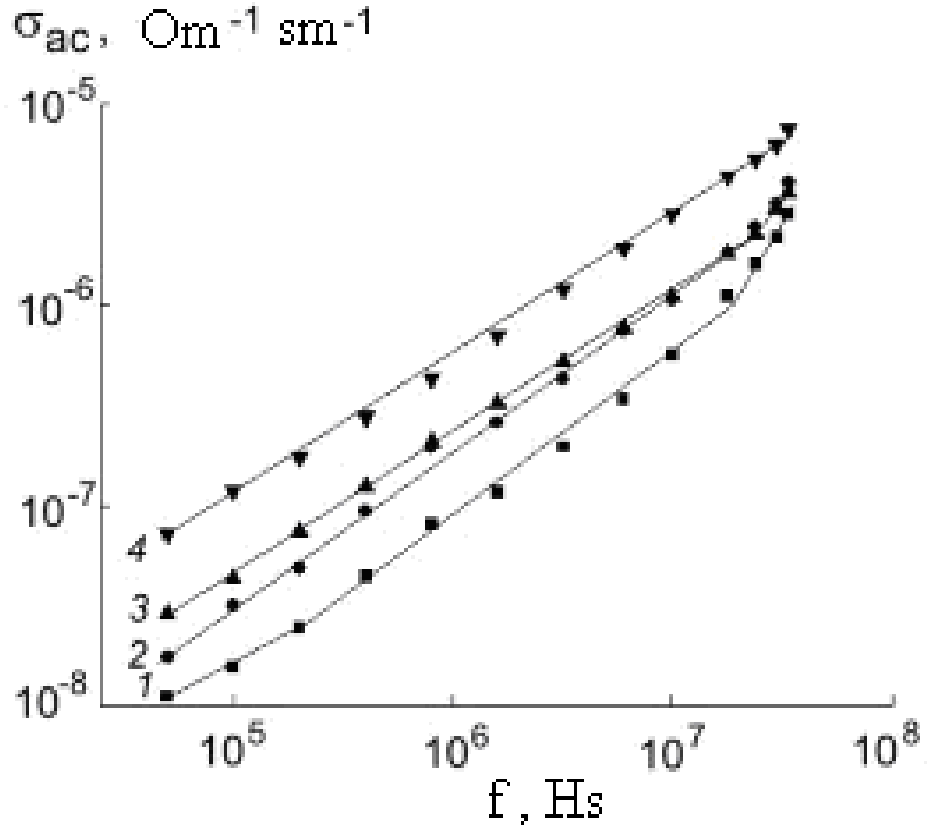
Şəkil 5.7.2-də elektron seli ilə şüalanmış TlGaS₂ monokristallarının 300K temperaturda elektrikkeçiriciliyinin tezlik asılılığı göstərilmişdir. Elektron seli ilə şüalanmadan əvvəl və sonra tezliyin $f = 2 \cdot 10^7$ Hs-ə qədər $\sigma_{as} \sim f^s$, $s=0,8$ və $f=2 \cdot 10^7$ - 3.510^7 Hs arasında isə $s > 1$ olur. $\sigma_{ac} \sim f^{0,8}$ olması Fermi səviyyəsi yaxınlığında LS arasında dəyişən addımlı sıçrayışlı keçiriciliyin olmasını göstərir. Şüalanma dozası artdıqca, elektrikkeçiriciliyi artır. Bu isə γ -kvantları ilə şüalanmaya uyğun gəlir. Ancaq artım elektron seli ilə şüalanmada daha çoxdur. Bu γ -şüalarının enerjisinin (1,25 MeV) elektron selinin enerjisindən (4 MeV) az olması ilə əlaqədardır. Elektron seli ilə şüalanmada şüalanma dozası artdıqca, sıçrayışlı keçiriciliyin tezlikdən asılılıq oblastı artır, sonda super xətti oblasta keçir. Təcrübədən alınan nəticələr cədvəl 5.7.1-də göstərilmişdir.

Beləliklə də müəyyən edilmişdir ki, TlGaS₂ monokristallarında şüalanma dozası artdıqca dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi azalır. Dielektrik itgisinin elektrikkeçiriciliyi hesabına $f \geq 10^7$ Hs-də qiymətlərində isə dielektrik itgisi relaksasiya itgisi ilə əvəz olunur. Şüalanma dozası $2,4 \cdot 10^{13}$ el/sm² olduqda bütün tezlik intervalında itgi ancaq elektrikkeçiriciliyi hesabına baş verir. Elektron seli ilə şüalanmadan əvvəl və sonra tezliyin $f = 2 \cdot 10^7$ Hs-ə qədər sıçrayışlı keçiricilik baş verir ki, $f=2 \cdot 10^7$ - 3.510^7 Hs arasında superxətti xarakter daşıyır. Şüalanma dozası artdıqca, elektrikkeçiriciliyi artır.

Cədvəl 5.7.1

TlGaS₂ monokristallarının elektron seli ilə şüalanmanın müxtəlif dozalarında lokal səviyyələrin parametrləri

Elektron seli ilə şüalanma dozası Φ_{el} , el/sm ²	N_F , eV ⁻¹ ·sm ⁻³	ΔE , eV
0		
$2 \cdot 10^{12}$	$5,9 \cdot 10^{18}$	0,15
$6 \cdot 10^{12}$	$8,4 \cdot 10^{18}$	0,106
$2,4 \cdot 10^{13}$	$9,5 \cdot 10^{18}$	0,094
	$1,5 \cdot 10^{19}$	0,066



Şəkil 5.7.2 Şüalanmamış və müxtəlif dozalarda elektron seli ilə şüalanmış TlGaS₂ monokristallarının elektrikkçiriciliyinin tezlik asılılığı: şüalanmamış (əyri 1), 10^{12} el/sm² (əyri 2), $2 \cdot 10^{12}$ el/sm² (əyri 3), $6 \cdot 10^{12}$ el/sm² (əyri 4) elektron seli ilə şüalandırıldıqdan sonra.

VI FƏSİL

A³B⁶ LAYLI KRİSTALLARIN VƏ ONLARIN ÜÇQAT ANALOQLARININ ELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ İSİĞİN TƏSİRİ

Elektromaqnit sahəsinin maddə ilə qarşılıqlı təsiri. Dəyişən elektrik və maqnit sahələrinin cəmi olan elektromaqnit sahəsi, bu sahədə olan naqillərdə dəyişən cərəyanlar yaradır, dielektrlərdə isə dipol molekulları döndərir, başqa sözlə polyarlaşdırır. Hər iki proses EMS-nin tezliyi ilə baş verir. Elektronları, ionları və dipol molekullarını hərəkətə gətirmək üçün sahə, enerji sərf edir [12, s. 8], [81, s. 61-63], [103, s. 18-26]. Bu prosesdə sahənin maddə ilə hansı qarşılıqlı təsir mexanizmi rol oynadığından asılı olaraq, elektromaqnit sahəsinin keçiricilikdə energetik itkilərdən, yaxud dielektrlərdə energetik itkilərdən danışmaq qəbul olunmuşdur. Sahənin təsiri ilə yüklü hissəciklərin hərəkəti maddənin daxili enerjisini artırır, başqa sözlə onun qızmasına gətirir, burada hissəciklərin rəqsi hərəkətinin sürəti böyük olduqca, yəni elektromaqnit sahəsinin tezliyi böyük olduqca daha intensiv olur.

XIX əsrin 60-cı illərində ingilis alimi D.K. Maksvell elektromaqnit sahəsinin nəzəriyyəsini işləyib hazırlamışdır. Maksvell bu nəzəriyyədə optik şüalanmanın elektromaqnit təbiətinə malik olmasını sübut etdi [114, s. 81], [117, s. 1996-1997], [183, s.72-75], [187, s. 67-72].

Təcrübələr Maksvell nəzəriyyəsini sübut etmişdir: Kvant sisteminin (atom, molekul) foton şüalandırması üçün, onu həyəcanlaşmış hala gətirmək lazımdır, başqa sözlə ona kənardan əlavə enerji vermək lazımdır, məsələn maddəni qızdırmaq yolu ilə.

Maddəni ionlaşdırıcı şüalanma yaradan işıqla şüalandırmaqla onda elektrik yükü yaratmaqla da, həyəcanlanmış hala gətirmək mümkündür. Atom və molekullar həyəcanlanmış halda çox qısa müddətdə qalır. Bundan sonra isə foton buraxaraq aşağı enerjili energetik səviyyəyə keçirlər. Ayrılıqda atom yaxud molekullar bu keçidləri bir-birindən asılı olmayaraq həyata keçirdiyinə görə fotonların şüalanması nizamsız baş verir. Spontan (özbaşına) işıq şüalanması məkanca qeyri koherentdir. Bu o deməkdir ki, bir-birini təsadüfi olmaqla gücləndirib yaxud zəiflədən nizamsız dalğalar qarışığından ibarətdir. 1916-cı ildə A. Eynşteyn göstərdi ki, işığın spontan

şüalanmasından başqa məcburi şüalanma da mümkündür. Əgər həyəcanlanmış atomun üzərinə düşən fotonun tezliyi, atomun şüalandıra biləcəyi tezliklərdən biri ilə üst-üstə düşərsə, onda atom düşən fotonun tezliyi ilə eyni olan foton buraxır, başqa sözlə rezonans şüalanma baş verir. Öz xassələrinə görə rezonans şüalanma spontan şüalanmadan kəskin fərqlənir. Buraxılan foton, düşən fotonla yalnız tezliyə görə deyil, həm də istiqamətcə üst-üstə düşür və düşən fotonun polyarlaşdığı müstəvidə polyarlaşmış olur. Məcburi şüalanmanı reallaşdırmaq üçün spontan (öz-özünə) şüalanmanın olmaması vacibdir, başqa sözlə həyəcanlanmış səviyyəyə düşən elektronun orada rezonans fotonla qarşılaşması vacibdir. Bəzi aktiv adlanan mühitlərdə elə invers səviyələrin məskunluğunu yaratmaq olar ki, elektronların enerji səviyyələrinə görə paylanmasına nail olmaq mümkün olsun ki, bir həyəcanlanmış halda olan atomların sayı, az enerjili digər səviyələrdəkindən çox olsun. Rezonans fotonlar, foton şüalanmasını yaradır, bu isə öz növbəsində şüalanan fotonların sayını selvari artırır və şüalanmanın intensivliyi çox böyük olur. Beləliklə, məcburi şüalanma böyük intensivliyə, monoxromatikliyə və koherentliyə malikdir. Optik kvant generatorlarının yaxud lazerlərin iş prinsipi bu hadisəyə əsaslanmışdır.

İşığın təsiri ilə yarımkeçiricilərdə elektrik və fotoelektrik xassələri

GaS monokristalının otaq temperaturunda fotokeçiriciliyin şüalanma dozəsindən asılı olaraq spektral paylanmasının tədqiqi nəticəsində müəyyən olunmuşdur ki, bu yarımkeçirici material əsasında radiasiyaya davamlı yüksək texnoloji aspektlərə cavab verən tunel diodları, elektrolyuminesensiyalı işıq mənbələri, fotoqəbuledicilər texnikasının müxtəlif sahələrində geniş tətbiq oluna bilər [14, s. 25], [82], [114, s. 81].

[133, s. 52]-cü işdə enerjisi 1; 6 və 25MeV olan sürətli elektronların $A^{III}B^{VI}$ (GaS,GaSe,GaTe) laylı monokristalların fotoelektrik xassələrinə təsiri tədqiq edilmişdir. Təcrübi nəticələrin təhlili əsasında belə nəticəyə gəlinib ki, kiçik dozalı şüalanmalar (30 krad , 10^{14} , 10^{15} el/sm^2) laylı kristalların ftohəssaslığı artır. Yüksək dozalı şüalanmada isə ftohəssaslıq azalır. Müəyyən edilmişdir ki, şüalandırılmış kristallarda yeni yavaş rekombinasiya mərkəzləri əmələ gəlir. Yeni rekombinasiya mərkəzləri rolunu tərkibində qallium vakansiyaları və ikinci komponentin atomları olan, komplekslər oynayır [110, s. 14-16], [112, s. 77-78].

[220, s. 85-88]-ci işdə Er və Yb ionları cütünü ilə aşqarlanmış GaSe monokristallarında statik volt-ampere xarakteristikaları, elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı, stasionar fotokeçiriciliyin spektral paylanması və fotocərəyanın temperatur asılılığı 77-420K temperatur intervalında və $2,2 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^4$ V/sm elektrik sahəsində tədqiq edilmiş, cərəyankeçirmənin, fotokeçiriciliyin mexanizmləri və qadağan zonada lokal səviyyələrin energetik vəziyyətləri müəyyən edilmişdir.

[15, s. 18]-ci işdə laylı quruluşa malik A^3B^6 yarımkəçirici kristalların arasında GaSe kristalları optoelektronika üçün ən perspektivli materiallardan biri hesab olunur. Bu kristallar kifayət qədər böyük həssaslığa (~ 350 K temperaturunda), eləcə də $0,30 \div 0,63$ mkm və $0,65 \div 1,80$ mkm dalğa uzunluğu intervalında optik şəffaflığa malikdirlər. Layların daxilində güclü ion-kovalent rabitəsinin və laylar arasında "C" oxu boyunca zəif Van-der-Vaals rabitələrinin olması, həmçinin kristalların elektrik, optik, istilik, mexaniki xassələrinin güclü anizotrop olması onlarda baş verən tarazlıqda olmayan elektron hadisələrinin müxtəlif anomallığına səbəb olur. GaSe kristallarının laylı quruluşa malik olması kontakt strukturlarının, işıq qəbuledicilərinin, işıq mənbələrinin və həmçinin bistabil düzləndiricilərinin hazırlanması üçün bu kristalları çox perspektiv edir. Bu kristalların yüksək fotehəssaslığı düzləndirici xüsusiyyəti və spektrin görünən hissəsində injeksiya əsasında yaradılmış effektiv elektrolüminissensiya xassəsi, onlar əsasında müxtəlif generatorların, çoxsaylı yarımkəçirici cihazların, dinistorların, tristorların, işıq triqerlərinin, "S" volt-ampere xarakterli işıq mənbələrinin hazırlanmasına imkan verir. Bir maraqlı fakt da ondan ibarətdir ki, bu maddələr mənfi fotokeçiricilik, məxsusi fotokeçiriciliyin infraqırmızı sönməsi, induksiyanlanmış aşqar fotokeçiricilik xassələrinə də malikdirlər. Yuxarıda sadalanan bu xüsusiyyətlər GaSe kristallarının fotehəssas spektrini genişləndirməyə ($\sim 2,60$ mkm), onların fotoelektrik xassələrini idarə etməyə və onlar əsasında optoelektronikada vacib olan işıq qəbuledicilərinin və düzləndiricilərinin hazırlanmasına imkan verir.

GaSe kristalları qeyri-xətti optik hadisələri müşahidə etmək üçün ən vacib yarımkəçirici materiallardan biridir. Təsadüf deyildir ki, bu kristallarda lazer şüalarının tezliyinin effektiv dəyişməsi baş verir. Hətta femtosaniyəli neodim

lazerinin təsiri ilə ($\lambda=1,06$ mkm) tetrahedron oblastında ($\lambda=300$ mkm) işləyən yeni lazer yaratmaq mümkün olmuşdur. Bundan əlavə GaSe kristallarında çoxfotonlu udma hadisəsi, optik bistabillik, parametrik generator və digər qeyri-xətti optik hadisələr müşahidə olunmuşdur. Təqdim olunan iş GaSe kristallarında neodim lazerinin təsiri ilə yaranan ikinci harmonika hadisəsinin təcrübi tədqiqinə həsr olunmuşdur. 2-ci harmonika hadisəsi dedikdə güclü lazer şüalarının təsiri ilə ω tezlikli elektromagnit dalğasının 2ω tezlikli şüalara çevrilməsi nəzərdə tutulur. Bu hadisə lazer şüaları qeyri-xətti mühitdən keçdikdə qeyri-xətti polyarizasiyanın yaranması hesabına baş verir. $P = \chi(E)E = \chi E + \chi E_2 + \theta E_3 + \dots$. Təcrübədə istifadə olunan neodim lazerinin dalğa uzunluğu $\lambda = 1,06$ mkm ($\hbar\omega = 1,17$ eV), gücü 12 MVt/sm², impulsun müddəti isə $3\div 5$ nanosaniyə olmuşdur. GaSe kristallarını neodim lazeri ilə işıqlandırdıqda infraqırmızı lazer şüaları ($\lambda=1,06$ mkm) görünən şüalara ($\lambda=0,53$ mkm) çevrilir. Göstərilmişdir ki, 2-ci harmonikanın intensivliyi lazer şüalarının intensivliyindən kvadratik asılıdır. II harmonikanın intensivliyinin işığın elektrik vektoru ilə kristalın kristalloqrafik oxu arasında qalan bucaqdan asılılığı müəyyən edilmişdir. Məlum olmuşdur ki, GaSe kristallarında qeyri-xətti qavrayıcılıq əmsalı (χ) etalon kimi istifadə olunan GaAs kristallarının qavrayıcılıq əmsalından 5 dəfə çoxdur. Alınan nəticələr göstərir ki, GaSe kristalları kvant elektronikasının ən perspektivli materiallarından biridir [28, s. 759-763].

[3, s. 27]-cü işdə laylı qallium selenid yarımkəçirici materialının optik xassələrinin öyrənilməsi böyük əhəmiyyət kəsb edir. Eksiton fotokeçiriciliyinin öyrənilməsi üçün onlarda optik udulma, termostimullaşmış keçiricilik öyrənilmişdir. Ölçmələr həm qalayla legirələnmiş, həm də legirəlməmiş nümunələrdə aparılmışdır. Otaq temperaturunda nümunənin xüsusi müqavimətinin orta qiyməti $7\times 10^5-10^{10}$ Om \times sm olmuşdur. Nümunənin keçiriciliyi p-tip olmuşdur. GaSe üçün eksiton udulma oblastında fotocərəyan amplitudasının temperaturdan asılılığı və termostimullaşmış cərəyan öyrənilmişdir. Bu asılılıqdan görünür ki, maksimum fotocərəyandan aşağı temperaturlarda həm fotocərəyan, həm də termostimullaşmış cərəyan qaranlıqda temperaturdan zəif asılıdır, yuxarı temperaturlarda isə eksponensial artır. Elektrik sahəsi artdıqca fotocərəyanın maksimumu artır və eyni

zamanda fotokeçiricilik spektri zolağının eni artır.

[18, s. 20]-ci işdə qeyd olunmuşdur ki, CaSe kristallarında qeyri-xətti optik udulmanın onun fotokeçiriciliyinə təsiri təcrübi olaraq tədqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, lazer şüalarının təsiri ilə elektronların konsentrasiyalarının artması eksiton-eksiton qarşılıqlı təsiri hesabına eksitonların dağılmasına, bu da öz növbəsində fotokeçiricilin azalmasına səbəb olur. Nəticədə alınmışdır ki, CaSe kristallarında lazer şüalarının təsiri qeyri-xətti optik udulma hadisəsi ilə müşaiyət olunur. İşdə təcrübi olaraq udma əmsalının spectral və lyuks-ampere xarakteristikaları tədqiq edilmişdir. Fotokeçiricilin spectral, lyuks-ampere və relaksasiya əyriləri alınmışdır. Alınmış nəticələr qeyri-xətti optik udulma ilə izah edilmişdir. Göstərilmişdir ki, yüksək optik həyəcanlaşmada eksiton-eksiton qarşılıqlı təsir mexanizmi əsas rol oynayır. Hesablamalar göstərir ki, lazer şüalarının təsiri ilə yaranan elektron-deşik cütünün konsentrasiyası ($\sim 3 \times 10^{19} \text{sm}^{-3}$) Mott keçidi üçün lazım olan konsentrasiyadan ($\sim 10^{17} \text{sm}^{-3}$) iki tərtib çoxdur.

[15, s. 18], [28, s. 759-763]-ci işlərdə lazer şüaları üçün laylı GaSe və InSe kristalları əsasında hazırlanan optik modulyatorlar tədqiq edilmişdir. GaSe və InSe kristalları Bricmen üsulu ilə alınmışdır, müvafiq olaraq p və n keçiriciliyə malikdirlər. Bu kristallarda laylar boyunca kovalent, laylar arasında isə zəif Van-der Vaals rabitəsi vardır. Təcrübələr göstərir ki, GaSe kristallarına $\sim 10 \text{ V/sm}^3$ tərtibli elektrik sahəsi tətbiq etdikdə onun $l = 620 \text{ nm}$ uyğun gələn udma kənarı uzundalğalı oblasta tərəf $\sim 16 \text{ nm}$ ($\sim 50 \text{ meV}$) sürüşür. Bu rəqəm InSe kristallarında daha böyükdür. InSe nümunəsinə $E \sim 7,3 \text{ eV}$ tətbiq etdikdə onun optik udma kənarı $l = 1000 \text{ nm}$ -dən $l = 1075,8 \text{ nm}$ -ə qədər, yəni $\sim 88 \text{ meV}$ sürüşür. Udma kənarının dəyişməsinin (D_1) elektrik sahəsindən asılılığı $D_1 \sim E(2,1-2,5)$, qanunu ilə dəyişir. Bu hadisə eyni zamanda nümunələrin uzundalğa oblastında fotehəssaslığını artırır. Təcrübələr göstərir ki, GaSe və InSe kristalları əsasında hazırlanmış optik modulyatorlar müxtəlif lazerlərin, He-Ne ($l = 632,8 \text{ nm}$), 4:(1060) 3AgNd = nm + l və maye ($l = 594,643 \text{ nm}$) lazerlərin intensivliklərini iki tərtib dəyişməyə imkan verir. Bundan əlavə bu modulyatorlar həmçinin «kəsici» filtr rolunu da oynayırlar.

[26, s. 1972-1975]-ci işdə InSe monokristallarının məxsusi udulma oblastının

kənarında fotokeçiricilik xassələri öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, bu materiallar anomal fotokeçiriciliyə və spektral yaddaşa malikdirlər. Eksperimental təcrübədən alınan anomal fotokeçiriciliyin əsas xüsusiyyətləri və xarakteri verilmişdir. Anomal fotokeçiriciliyin məlum modelinə görə alınan nəticələrin izahı verilmişdir.

[33, s.2283]-cü işdə oxu istiqamətində n-InSe monokristalının VAX-1 öyrənilərkən aşırım effekti müşahidə olunmuşdur. Aşırıcı effektin parametrlərinə müxtəlif faktorların sahənin gərginliyi, kontakt materialının, temperaturun, işığın təsiri öyrənilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, aşırıma uyğun gərginlik $\sim 10^3$ V/sm-dir, aşırımdan sonra nümunənin müqaviməti 10-100 dəfə azalır. Bundan başqa temperatur və işığın intensivliyi artdıqca gərginliyin azalma sürəti azalır.

[12, s. 8], [50, s. 1357-1359]-ci işlərdə TlInS_2 kristallarının fotokeçiriciliyini öyrənmək üçün nümunələr ölçmələrə uyğun dəqiqliklə seçilib hazırlanmışdır. Fotoelektrik spektri həm 77K, həm də 300 K-də öyrənilmişdir. Otaq temperaturunda TlInS_2 monokristallarının spektral əyrisindən təyin olunmuş qadağan zolağının eni $E_g=2,34\text{eV}$, 77K-də isə 2,53eV olmuşdur. Kristalın xüsusi müqaviməti hesablanmış $\rho=1,1 \cdot 10^6 \text{Om} \cdot \text{sm}$ olmuşdur. Bundan başqa kristalın qaranlıqda və işıqda (100 lüks) müqaviməti təyin olunmuşdur. TlInS_2 kristalının qadağan zolağının eninin temperatur əmsalı da təyin olunmuşdur və bu $dE_g/dT= -4,85 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$ təşkil etmişdir.

[200, s. 15-21]-ci işdə TlInS_2 monokristallarının 143-300K temperatur intervalında elektrikkeçiriciliyi və VAX-1 eyni zamanda TSC-1 və Frenkel-Pul effekti öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, 198K-də VAX N- şəkilli olur ki, bu da həmin temperaturda polyar domenlərin əmələ gəlməsi ilə əlaqədardır. Domenlər əmələ gəldikdə cərəyanın qiyməti azalır və yavaş-yavaş stabilləşincə cərəyan şiddəti artmağa başlayır. Nəticələrə əsasən tələnin yerləşmə dərinliyi, konsentrasiyası və potensial çuxurunun forması eyni zamanda Frenkel əmsalı və elektronun sərbəst qaçış yolunun orta uzunluğu hesablanmışdır.

[16, s. 47]-cı işdə fotoelektrik relaksasiya spektroskopiyası metodu (PİCS) ilə TlGaSe_2 laylı yarımkəçiricisində məxsusi defektlərin parametrləri müəyyən edilmişdir. TlGaSe_2 -nin qadağan zonasında altı dərin səviyyə müşahidə edilmişdir.

Müəyyən edilmişdir ki, bu dərin defektlər kristalların həcmində və onun səthi yaxınlığında lokallaşmışdır və onlar elektrik yükünə malik ola bilərlər. Göstərilmişdir ki, yüklü dərin defektlər TlGaSe_2 kristallarının elektret davranışına səbəb ola bilər. TlGaSe_2 kristallarının həcmində və səthi yaxınlığındakı daxili elektrik sahələri haqqında məlumat almaq üçün pyezoelektrik cərəyanı tədqiq edilmiş və əvvəlcədən polarizəlanmış TlGaSe_2 kristallarının pyezoelektrik davranışında müsbət və mənfi əlavələrin (təhvilərin) təbiəti müəyyən edilmişdir. TlGaSe_2 kristallarının həm həcmində və həm də səthi yaxınlığında yığılan, daxili statik elektrik sahələrinin mənbəyi olan dərin defektli səviyyələrin təbiəti müzakirə olunmuşdur. Düşən işığa nəzərən müxtəlif vəziyyətdə kontaktlar qoyulmuş TlGaSe_2 laylı seqnetoelektrik-yarımkəçiricisinin fotoelektrik xassələri aşağı temperaturalarda tədqiq edilmişdir.

Alınmış nəticələr TlGaSe_2 kristallarının səthində nazik dielektrik təbəqənin olmasını göstərir. TlGaS_2 monokristallarının elektrik xassələrinin tədqiqi göstərmişdir ki, aşqar vurmaqla onun tipini dəyişmək olmur. Ona görə bu işdə baxılan kristal əsasında p-n keçid yaratmaq üçün TlGaS_2 ilə n- tip keçiriciliyə malik CdSe kristalları arasında optik kontakt yaratmaq üsulundan istifadə olunmuşdur.

[1, s. 26]-ci işdə $\text{Ag-TlGaS}_2\text{-CdSe}$ strukturu alınmış, onun volt-ampər xarakteristikası və fotoelektrik xassələri öyrənilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, bu struktur kiçik düzləndirmə əmsalına malikdir, belə ki, göstərilən strukturun bazası (TlGaS_2) böyük müqavimətə malikdir və onun volt-ampər xarakteristikası diod xarakteristikasından əsaslı fərqlənir. $\text{Ag-TlGaS}_2\text{-CdSe}$ strukturunu işıqlandırdıqda fotovoltaiq effekt yaranır, doyma halında onun qiyməti 0,08; 0,2 V-dur. Strukturun foto e.h.q.-nin spektral xarakteristikası mürəkkəb xarakter daşıyır və düşən işığın dalğa uzunluğundan asılı olaraq onun işarəsində inversiya, bəzi hallarda isə ikiqat inversiya müşahidə olunur. Foto ehq-nin spektral xarakteristikasının əsas xüsusiyyətlərindən biri də odur ki, o baxılan kristalda eksiton udmağa uyğun gəlir. Deməli baxılan oblastda foto ehq-nin yaranması eksiton mexanizminə malikdir. $\text{Ag-TlGaS}_2\text{-CdSe}$ strukturunda foto ehq-nin işarəsinin dəyişməsi strukturda iki baryerin iştirak etdiyini göstərir, onların işləmə xarakteri üzbə-üz birləşdirilmiş iki ventillik fotoelementinin işləməsinə bənzəyir.

[179, s.1868-1870]-cu işdə 293 K temperaturunda $TlGaSe_2$ və $TlInS_2$ monokristallarının qaranlıqda, işığın təsiri ilə VAX-1 öyrənilmişdir və müəyyən edilmişdir ki, nümunə işıqlananda tələlər elektronlarla dolur. Bu vaxt dəşiklər rekombinasiya mərkəzlərini zəbt edirlər. Beləliklə də elektronlar bərabər ölçüdə valent zonadan keçirici zonaya keçirlər və işığın təsiri nəticəsində ancaq tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların sayı artır və alınan təcrübi nəticələr əsasında bunlardan sənaye elektronikasının müxtəlif sahələrində istifadə etmək olar.

6.1. Sürətlənmiş elektron seli ilə şüalanmış GaS, GaSe və InSe monokristallarının elektrikkeçiriciliyinə işığın təsiri

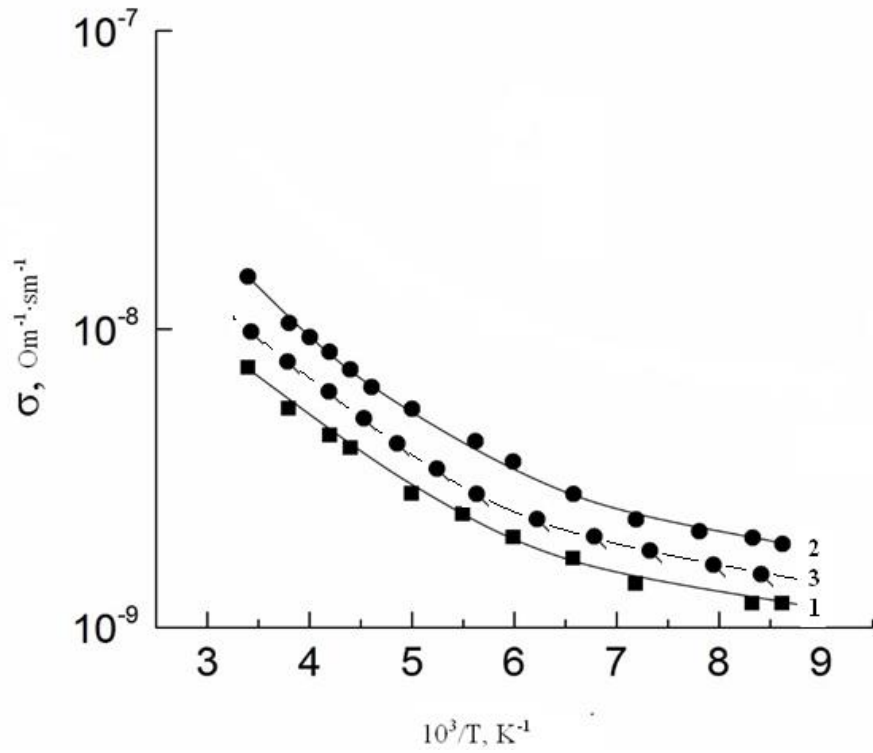
Məqsəd elektron seli ilə şüalanmış GaS, GaSe və InSe monokristallarının elektrikkeçiriciliyinə işığın təsirini müəyyənləşdirməkdir.

111-294K temperatur intervalında şüalanmamış və $10^{13}el/sm^2$ dozalı elektron seli ilə şüalanmış GaS, GaSe və InSe monokristallarından hazırlanmış nümunələrin elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı uyğun olaraq şəkil 6.1.1, şəkil 6.1.2 və şəkil 6.1.3-də göstərilmişdir.

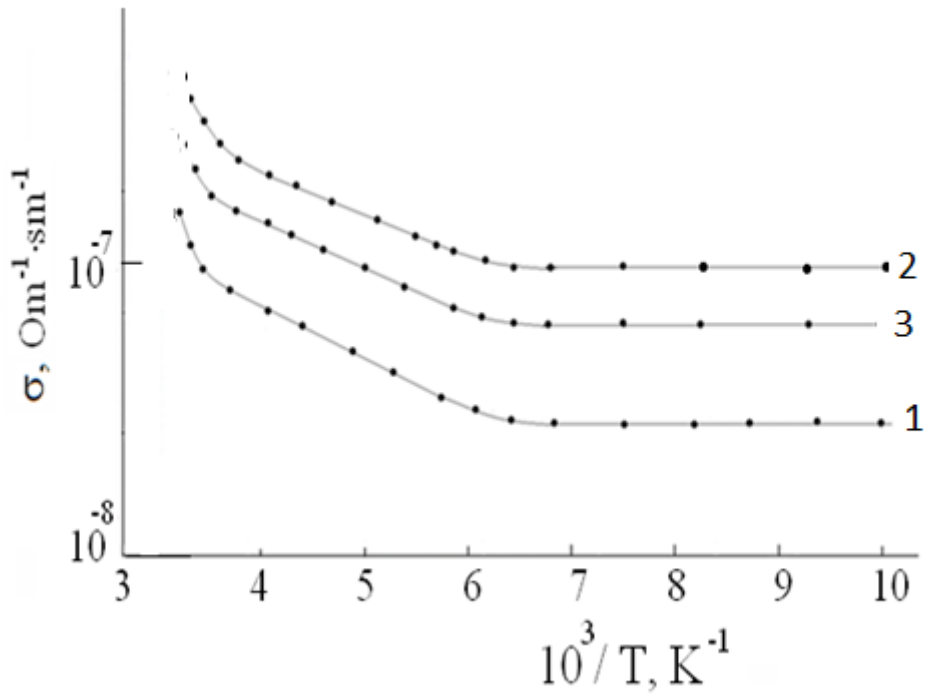
GaS, GaSe və InSe monokristallarından hazırlanmış nümunələrin elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı [111, s. 78-79]-ci işin nəticələri ilə uyğunluq təşkil edir. İzahatlar müqayisəli şəkildə aparıldığından bütün tədqiqatlar şüalanmamış və $10^{13}el/sm^2$ dozalı elektron seli ilə şüalanmış nümunələr üzərində aparılmışdır.

Əvvəlcə ayrı-ayrılıqda şüalanmamış GaS, GaSe və InSe monokristallarından hazırlanmış nümunələrin elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı ölçülmüş və alınan nəticələrə uyğun qrafik Arenus koordinatında qurulur. Sonra isə GaS, GaSe və InSe nümunələri ELU qurğusu vasitəsi ilə $10^{13}el/sm^2$ dozalı elektron seli ilə şüalandırılır.

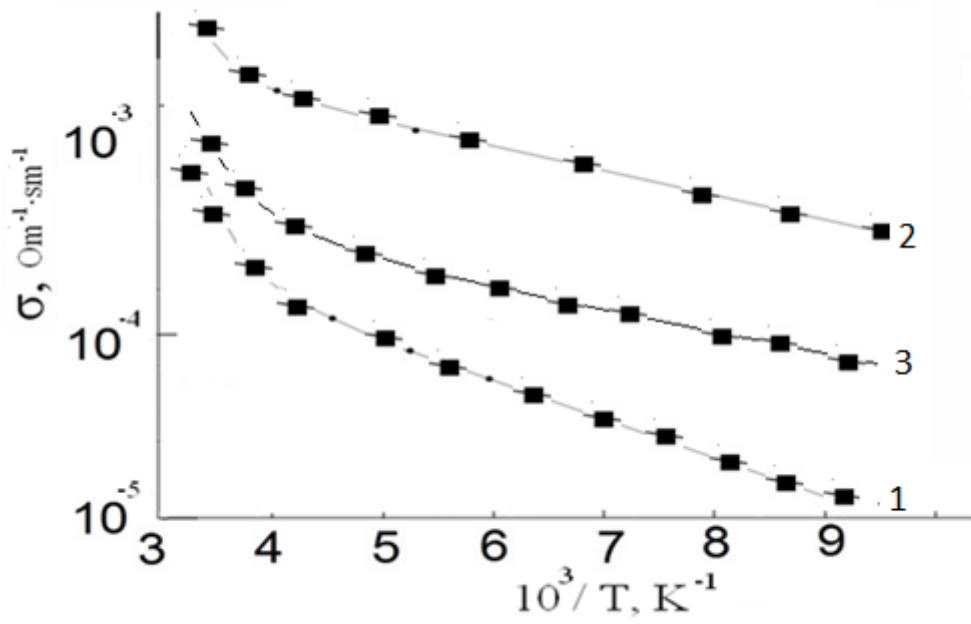
Yenidən şüalanmış GaS, GaSe və InSe nümunələrinin elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı ölçülür və alınan nəticələrə uyğun qrafik Arrhenus koordinatında qurulur. Radiasiya fizikasına əsasən məlumdur ki,



Şəkil 6.1.1 GaS monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı: şüalanmadan əvvəl (əyri 1), 4MeV enerjili və 10^{13} el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalanmış (əyri 2) və şüalanmış nümunə işığın təsirindən sonra (əyri 3).



Şəkil 6.1.2 GaSe monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı: şüalanmadan əvvəl (əyri 1), 4MeV enerjili və 10^{13} el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalanmış (əyri 2) və şüalanmış nümunə işığın təsirindən sonra (əyri 3).



Şəkil 6.1.3 InSe monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı: şüalanmadan əvvəl (əyri 1), 4MeV enerjili və 10^{13} el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalanmış (əyri 2) və şüalanmış nümunə işığın təsirindən sonra (əyri 3).

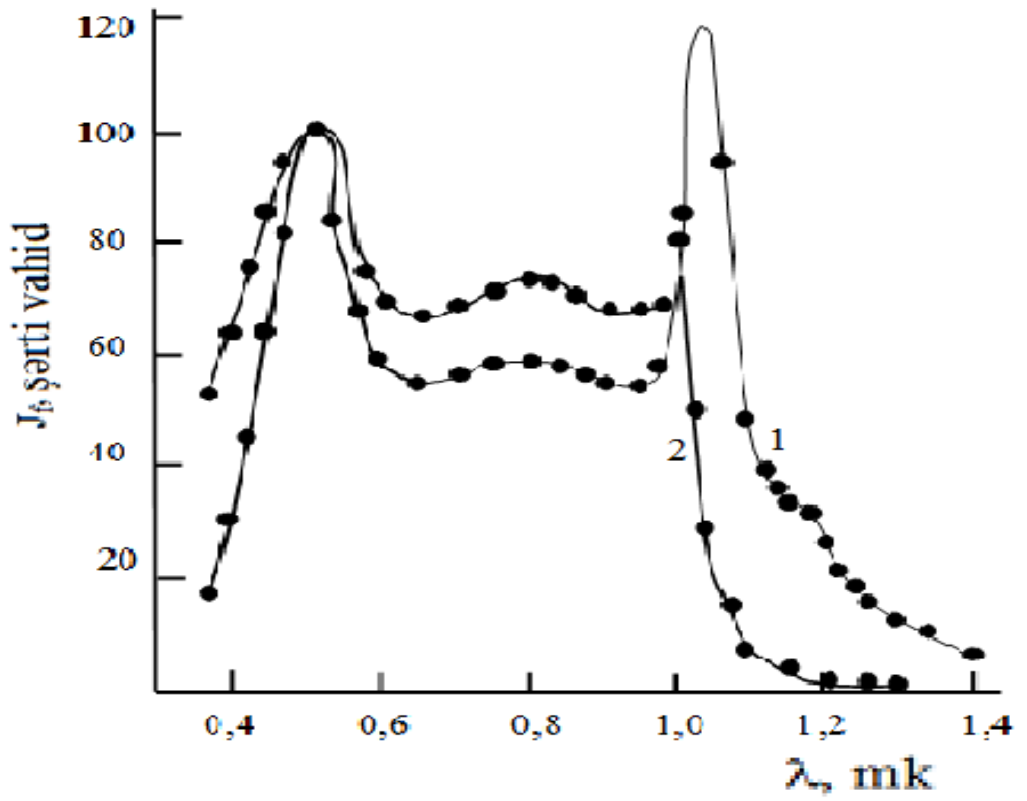
nümunələr şüalanan zaman dayaz mərkəzlər yaranır ki, bu da elektrikkeçiriciliyinin artmasına səbəb olur [8, s. 3-4], [9, s. 11-13]. Nümunələrin elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılıqları ölçülür və təcrübədən alınan nəticələrə uyğun qrafik Arenus koordinatında qurulur. Nəticələrə uyğun olaraq şəkil 6.1.1 GaS üçün şəkil 6.1.2 GaSe üçün və şəkil 6.1.3 isə InSe monokristalları üçün [131, s. 12], [190, s. 348-350], [211, s. 29-33], [217, s. 2-8], [224, s. 12], [263, s. 130-135]. Növbəti mərhələdə şüalanmış GaS, GaSe və InSe nümunələri üzərinə gücü 100Vt olan volfrumlu spektral nakallaşmış lampa ilə elektromaqnit dalğaları salınır və yenidən ölçülür.

Şəkillərdən görünür ki, şüalanmış GaS, GaSe və InSe nümunələrinin üzərinə işıq düşdükdə nümunələrin elektrikkeçiriciliyi azalır. [3, s. 27], [21, s. 613-614], [23, s. 164-168], [29, s. 115-118]-cu işlərə əsasən nümunələr üzərinə ağ işıq düşdükdə yaranan qeyri əsas yükdaşıyıcılar şüalanma zamanı yaranan radiasiya mərkəzləri tərəfindən tutulur. Bu da GaS, GaSe və InSe nümunələrinin elektrikkeçiriciliyinin azalmasına səbəb olur.

Beləliklə müəyyən olunmuşdur ki, şüalanma nəticəsində radiasiya defektləri yaranır [167, s. 1152-1153], [194, s. 775-779], [251, s. 5-8]. Şüalanmış kristalların üzərinə işıq düşdükdə, defektlərin əmələ gətirdiyi səviyyələr generasiya-rekombinasiya proseslərində aktiv iştirak edirlər. GaS, GaSe və InSe monokristallarında rekombinasiya generasiya prosesindən üstünlük təşkil etdiyindən elektrikkeçiriciliyi azalır. Bu nəticələr əvvəlki təcrübələrdən alınmış nəticələrlə uyğunluq təşkil edir [9, s. 11-12], [13, s. 85-86], [105, s. 55-58], [113, s. 47], [183, s. 17-29].

6.2. p-InSe və n-InSe monokristallarının fotoelektrik xassələri

Əvvəlki işlərdən məlumdur ki, A^3B^6 laylı kristalları və onların üçqat analoqları işıqla şüalandırıldıqda keçiricilik çoxalır, bu çoxalmanın hansı dalğa uzunluğunda baş verdiyini müəyyən etmək üçün nümunənin fotokeçiriciliyinin spektral xarakteristikası çıxarılır. Bu işdə yüksəkmüqavimətli p-InSe və aşağımüqavimətli n-InSe+<0,4 at.%Sn>

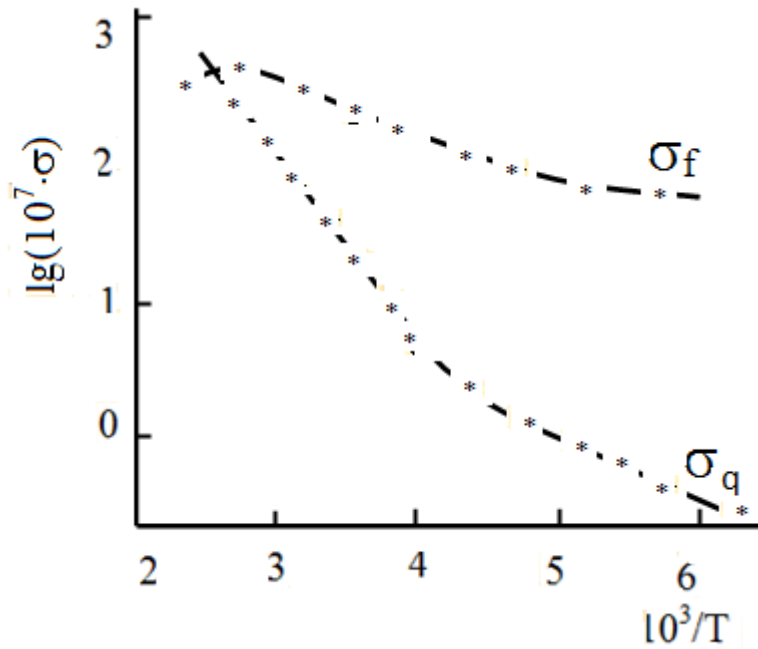


Şəkil 6.2.1-də otaq temperaturunda yüksəkmüqavimətli p-InSe və aşağımüqavimətli n-InSe+<0,4 at.%Sn> monokristallarında fotocərəyanın spektral xarakteristikası göstərilmişdir.

monokristallarının fotokeçiriciliyinin təcrübədən alınmış nəticələri verilmişdir. Cərəyandaşıyıcıların işarəsi termo-e.h.q.-nə görə müəyyən edilmişdir. Nümunələrin fotoelektrik xassələrini ölçmək üçün MDR-23 monoxramatorundan istifadə edilmişdir. İşıqlanma mənbəyi olaraq gərginliyi 17 Volt olan C300 spektral lampadan istifadə olunmuşdur. Nümunələr laylara paralel olaraq işıqlandırılmışdır. Fotocərəyan kompensasiya metodu ilə ölçülmüşdür. Otaq temperaturunda işıqlandırıldıqdan bir neçə dəqiqə sonra fotokeçiricilik stasionar hala çatır və həyəcanlanma kəsildikdən sonra işə keçiricilik qaranlıqdakı halını işıq verildiyi haldakından daha uzun müddətə bərpa edir. 200 lyukslə işıqlananda nümunənin xüsusi müqavimətinin dəyişməsi yüksəkmüqavimətli p-InSe 40-50 ma/lüm·v üçün $\frac{R_T}{R_C}=15-20$ və aşağımüqavimətli n-InSe+<0,4 at.%Sn> üçün 50-60 ma/lüm·v və $\frac{R_T}{R_C}=3-5$.

monokristallarının fotokeçiriciliyinin təcrübədən alınmış nəticələri verilmişdir. Cərəyandaşıyıcıların işarəsi termo-e.h.q.-nə görə müəyyən edilmişdir. Nümunələrin fotoelektrik xassələrini ölçmək üçün MDR-23 monoxramatorundan istifadə edilmişdir. İşıqlanma mənbəyi olaraq gərginliyi 17 Volt olan C300 spektral lampadan istifadə olunmuşdur. Nümunələr laylara paralel olaraq işıqlandırılmışdır. Fotocərəyan kompensasiya metodu ilə ölçülmüşdür. Otaq temperaturunda işıqlandırıldıqdan bir neçə dəqiqə sonra fotokeçiricilik stasionar hala çatır və həyəcanlanma kəsildikdən sonra işə keçiricilik qaranlıqdakı halını işıq verildiyi haldakından daha uzun müddətə bərpa edir. 200 lyukslə işıqlananda nümunənin xüsusi müqavimətinin dəyişməsi yüksəkmüqavimətli p-InSe 40-50 ma/lüm·v üçün $\frac{R_T}{R_C}=15-20$ və aşağımüqavimətli n-InSe+<0,4 at.%Sn> üçün 50-60 ma/lüm·v və $\frac{R_T}{R_C}=3-5$.Spektral paylanma əyrisi düşən kvantların enerjilərinə bərabər olan enerjilərə görə hesablanmışdır.

Şəkildə əyri 1 aşağımüqavimətli n-InSe+<0,4 at.%Sn>, əyri 2 işə yüksəkmüqavimətli p-InSe kristallarına aiddir. Əyri 0,53; 0,80 və 1,03mk-a uyğun olan maksimumla xarakterizə olunur. Aşağımüqavimətli n-InSe+<0,4 at.%Sn>-də 1mk-da 1,2eV təşkil edən həmçinin uzun maksimum mövcuddur. Bu əvvəlki məqalədə alınan nəticələrlə uyğunluq təşkil edir. Şəkil 6.2.2-də termiki emal



Şəkil 6.2.2-də termiki emal olunmuş nümunələrin qaranlıqda keçiriciliyi, işıqda isə fotokeçiriciliyinin 160-433K intervalında temperatur asılıqları göstərilmişdir. σ_q -qaranlıqdakı elektrikkeçiriciliyi, σ_f –ışığıdakı fotokeçiricilik.

**Yüksəkmüqavimətli p-InSe və aşağımüqavimətli n-InSe+<0,4 at.%Sn>
monokristallarının bəzi elektrofiziki əmsalları**

Aşqarlar	$\sigma, \text{om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-1}$	R, sm^3/Kl	$\mu, \text{sm}^2/\text{v} \cdot \text{s.}$	Keçiriciliyin Tipi	Sıxlıq, sm^{-3}
0	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$3,5 \cdot 10^5$	8	p	$1,8 \cdot 10^{13}$
0,4	$3 \cdot 10^{-1}$	$8 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^1$	n	$7,4 \cdot 10^{15}$

olunmuş nümunələrin qaranlıqda keçiriciliyi, işıqda isə fotokeçiriciliyinin 160-433K intervalında temperatur asılılıqları göstərilmişdir.

160-370K temperatur intervalında fotokeçiricilik artır və 370K temperaturda maksimum qiymətini alır. Sonra temperaturun 370-433K intervalında fotokeçiricilik tədricən azalır. Şəkildən göründüyü kimi $\sigma_T \sim 10^3/T$ əyrisi iki sınıq xətdən ibarətdir. Bu əyriyə görə lokal səviyyələrin aktivləşmə enerjiləri valent zonanın tavanından hesablanmaqla uyğun olaraq 0,2 və 0,5eV olmuşdur. Təcrübədən alınan nəticələrə əsasən demək olar ki, InSe əsasında 0,3-2mkm spektral oblastda yüksək fotohəssaslığa malik ionlaşdırıcı qəbuledicilərin hazırlanması mümkündür.

Təcrübədən alınan nəticələrə əsasən demək olar ki, InSe əsasında 0,3-2mkm spektral oblastda yüksək fotohəssaslığa malik ionlaşdırıcı qəbuledicilərin hazırlanması mümkündür.

6.3. TIS monokristallarında injeksiya və termostimulyasiya cərəyanı

İlk dəfə monoklin struktura malik TIS monokristallarında injeksiya və TSC öyrənilmişdir ki, bu da işin məqsədini müəyyənləşdirir. Şəkil 6.3.1-də Ag-TIS-Ag strukturunun 300-380K temperatur intervalında VAX-ı öyrənilmişdir. VAX-da üç sahə alınmışdır: Omik $I \sim U$, kvadratik $I \sim U^2$ və sərt qalxan sahə $I \sim U^{3,5}$. VAX-dan alınan nəticələri izah etmək üçün FYMC nəzəriyyəindən istifadə edilmişdir. Bu nəzəriyyəyə görə (3.5.5) düsturu ödənilməlidir. Təcrübənin nəticələrinə görə (3.5.1) düsturunun köməkliyi ilə tələlərin konsentrasiyası müəyyən edilmişdir. $N_t = 1,3 \cdot 10^{10} \text{sm}^{-3}$ olmuşdur. Hesabat aparıldıqda TIS monokristalı üçün dielektrik nüfuzluğunun qiyməti $\epsilon = 9,5$ qəbul olunmuşdur [175, s. 1958-1960], [178, s.234-235], [243, s.162-

164]. Tarazlıqda olan əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyası (3.5.2) düsturuna əsasən müəyyən edilmişdir və $p_0=1,5 \cdot 10^8 \text{ sm}^{-3}$. (3.5.3) düsturuna əsasən tutulma faktoru hesablanmışdır və TIS monoklin monokristalı üçün $\theta=0,12$ olmuşdur. 300K-də TIS monoklin nümunəsinin qaranlıqda məxsusi elektrikkeçiriciliyinin qiymətini bilərək, $\sigma_0=5,11 \cdot 10^{-5} \text{ Om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-1}$ aşağıdakı düsturla yükdaşıyıcıların yürüklüyü müəyyən edilmişdir

$$\sigma = e p_0 \mu, \quad (6.3.1)$$

VAX-ın Omik sahəsindən (6.10) düsturuna əsasən dəşiklərin yürüklüyü hesablanmışdır :

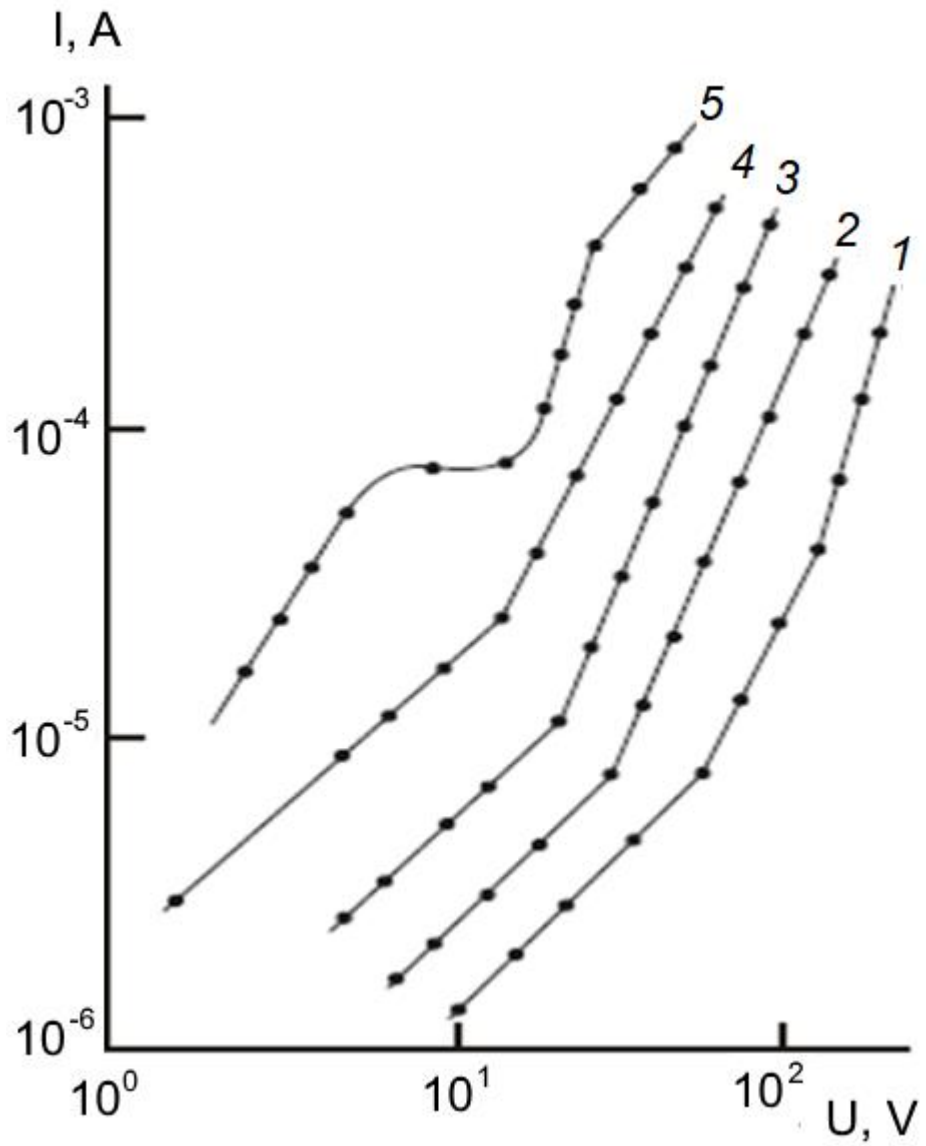
$$\mu_0 = 2 \cdot 10^{-2} \frac{\text{sm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$$

TIS monokristalları üçün təcrübi faktlara əsasən VAX-ın kvadratik sahəsindən yükdaşıyıcıların yürüklüyü hesablanır.

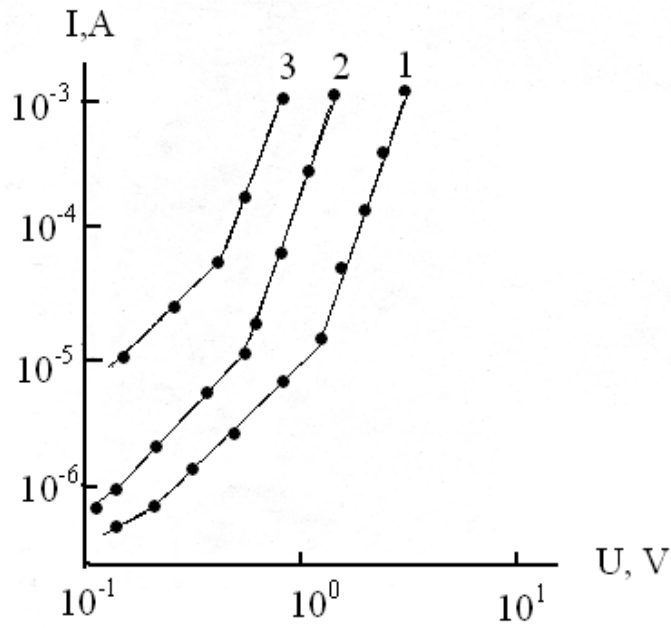
$$\mu_0 = 2,38 \cdot 10^{-2} \frac{\text{sm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$$

Görünür ki, VAX-ın həm Omik sahəsindən və həm də kvadratik sahəsindən müəyyən edilmiş yürüklüklər uyğunluq təşkil edirlər. Növbəti mərhələdə isə injeksiya cərəyanının yaratdığı lokal səviyyənin yerləşmə dərinliyini (3.5.4) düsturunun köməkliyi ilə hesablanmışdır. Ag-TIS-Ag nümunəsinin VAX-ında tələsiz dik sahənin olmaması onun hələ tam dolmadığını və elə bu temperaturdan dərinliyi 0,43 eV olan səviyyədən icazə verilən zonaya yükdaşıyıcıların istiliklə keçidinin başlamasını göstərir (şəkil 6.3.1 , əyri 2-4).

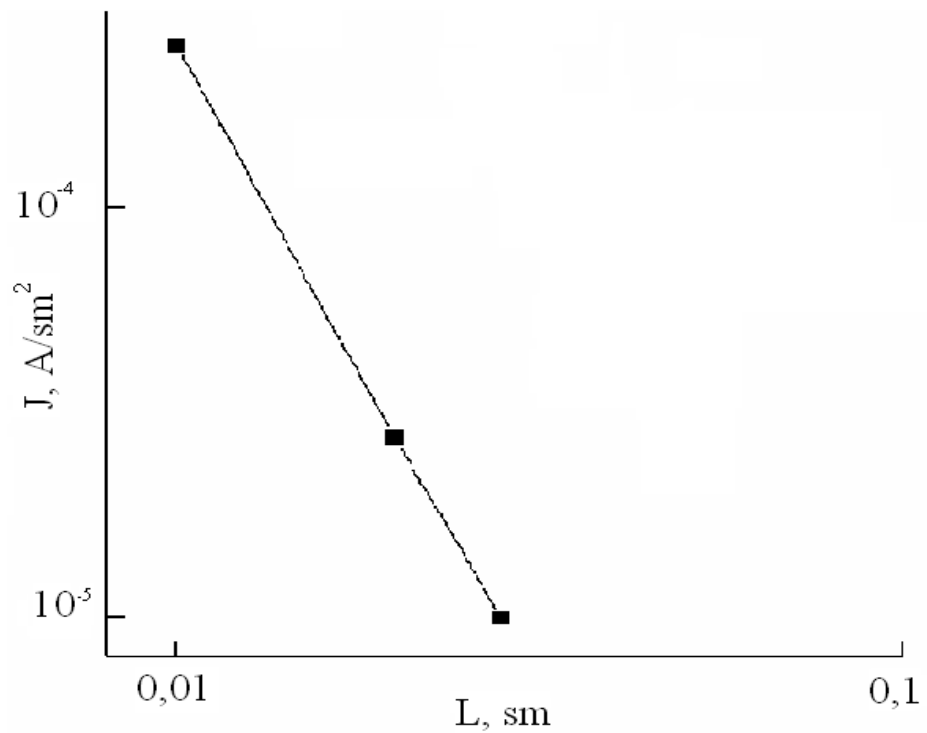
FYMC rejiminin TIS monokristallarında ödənilməsini müəyyənləşdirmək üçün müxtəlif qalınlıqlı nümunələrin VAX-larını çıxarmışığıq və göstərmişik ki, şəkil 6.3.2, 1-3 əyri, uyğun olaraq 1-ci əyri 100 mkm, 2-ci əyri 200 mkm və 3-cü əyri 280 mkm qalınlıqlara uyğundur. Nəzəriyyəyə görə [160, s.369-371] cərəyan sıxlığının qiyməti L^{-3} ilə düz mütənəsbdir. Şək. 6.3.3-də təcrübi olaraq, VAX-ın 0,3V gərginliyində cərəyan sıxlığının nümunənin qalınlığından asılılığına baxılmışdır. Şəkil 6.3.1-dən isə görünür ki, $J \sim L^{-3}$, yəni (3.5.5) düsturu ilə uyğunluq təşkil edir. TIS monoklin kristallarında LS-i aşkara çıxarmaq üçün onların yerləşmə dərinliklərinin qiymətlərini injeksiya cərəyanından alınan qiymətlə müqayisə



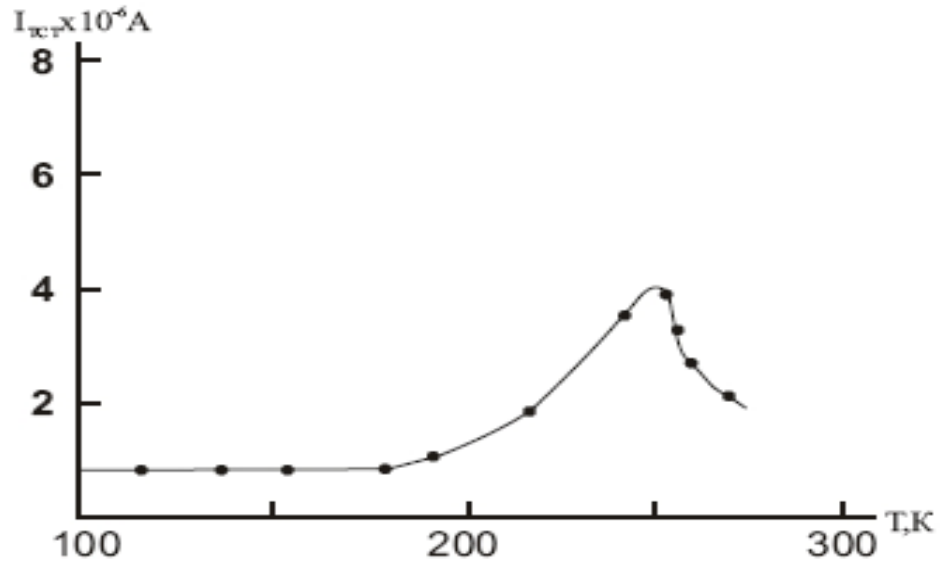
Şəkil 6.3.1 TIS monokristallarının müxtəlif temperaturlarda qaranlıqdakı VAX-ı: 1- 300; 2- 312,5; 3-328; 4-335; 5-378 K.



Şəkil 6.3.2 $T = 293$ K-də Ag-TIS-Ag strukturunun müxtəlif qalınlıqlarda VAX-ı L , mkm: 1 – 100; 2 – 200; 3 – 280.



Şəkil 6.3.3 TIS monokristallarında cərəyan sıxlığının nümunənin qalınlığından asılılığı.



Şəkil 6.3.4. TİS monoklin kristallarında TSC spektri. Qızma sürəti $b=0,35 \frac{K}{c}$.

etmək üçün şəkil 6.3.4-də göstərilmiş, qızma sürəti $b=0,35 \frac{K}{c}$ olmaqla TSC öyrənilmişdir .

TSC spektrində $T=250K$ temperaturunda pik alınmışdır. Bu pik [158, s. 255]-ə uyğun olaraq, aşağıda göstərilmiş düsturla hesablanmış və dərinliyi 0,48 eV olan səviyyəyə uyğundur.

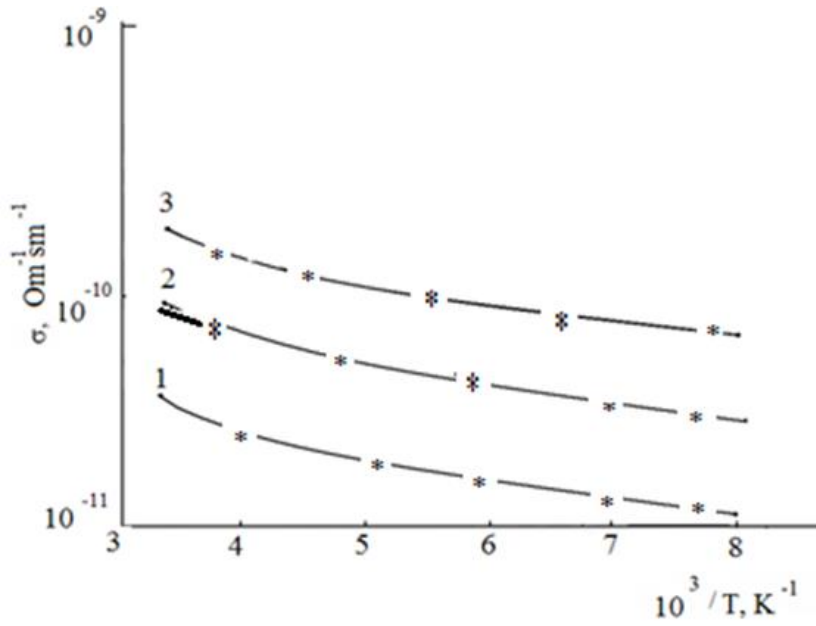
$$E_t=22,5kT_m, \quad (6.3.2)$$

k – Boltsman sabiti, T_m – TSC-nin pikinə uyğun olan temperaturdur.

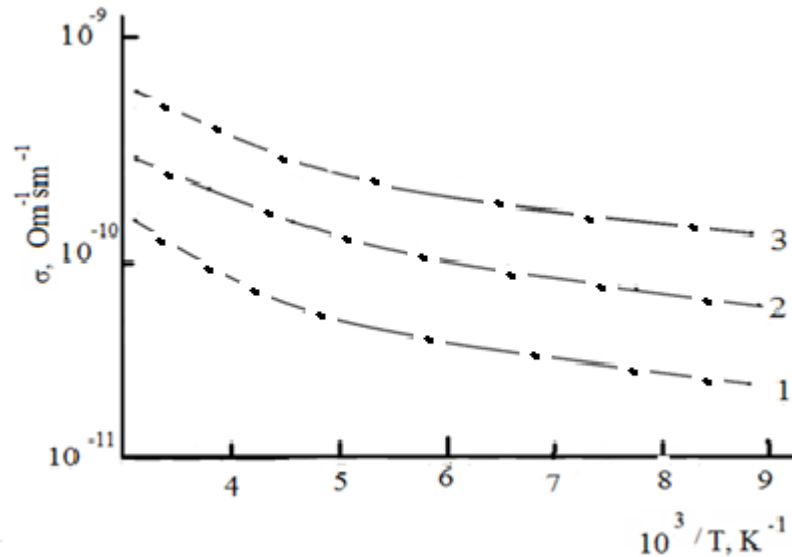
Bu qeyri tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların fotokeçiriciliyi ilə əlaqədardır [139, s. 145-147]. Belləliklə də aparılan tədqiqatlar nəticəsində ilk dəfə monoklin struktura malik TIS monokristallarının qadağan zonasında yerləşən LS-lərin aşağıda göstərilən elektrik parametrləri təyin edilmişdir: Tələlərin konsentrasiyası $N_t=1,3 \cdot 10^{10} \text{ sm}^{-3}$, tarazlıqda olan əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $p_o=1,5 \cdot 10^8 \text{ sm}^{-3}$, tutulma faktoru $\theta=0,12$ olmuşdur.

6.4.Sürətləndirilmiş elektron seli ilə şüalanmış TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarının elektrikkeçiriciliyinə işığın təsiri

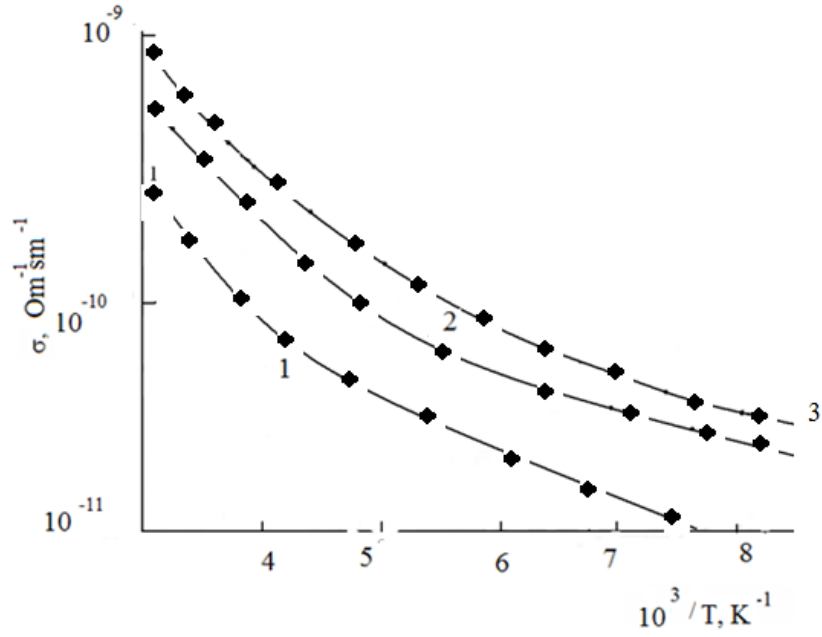
İşin məqsədi elektron seli ilə şüalanmış monokristalların elektrikkeçiriciliyinə ağ işığın təsirini öyrənməkdir. Uyğun olaraq şəkil 6.4.1, 6.4.2 və 6.4.3-də 100-294K temperatur intervalında TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarından hazırlanmış nümunələrin elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı verilmişdir. Əvvəlcə şüalanmamış TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı öyrənilmişdir. TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı [8, 10, 82, 90]-ci işlərdə verilənlərlə uyğunluq təşkil edir. Biz isə bütün nümunələri 10^{13} el/sm^2 dozalı elektron seli ilə şüalandırırıq. Yenidən şüalanmış monokristalların elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığını ölçmüşük. Aldığımız nəticələrdən görünür ki, şüalanma nəticəsində yaranan defektlərin hesabına elektrikkeçiriciliyi artır [145, s. 78-80], [146, s. 115-117], [147, s. 31-32], [168, s. 612-614], [207, s. 105-108]. Növbəti mərhələdə isə 10^{13} el/sm^2



Şəkil 6.4.1. Arrenus koordinatında şüalanmadan əvvəl (əyri 1) , 4MeV enerjili və 10^{13} el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalanmış (əyri 2) və şüalanmış nümunə işığın təsirindən sonra(əyri 3) TIInS₂ monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı.1-şüalanmamış, 2- 10^{13} el/sm², 3-şüalanmış monokristal ağ işığın təsirindən sonra.



Şəkil 6.4.2 Arrenus koordinatında şüalanmadan əvvəl (əyri 1) , 4MeV enerjili və 10^{13} el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalanmış (əyri 2) və şüalanmış nümunə işığın təsirindən sonra (əyri 3) TlGaSe₂ monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı.



Şəkil 6.4.3 Arrhenus koordinatında şüalanmadan əvvəl (əyri 1) , 4MeV enerjili və 10^{13} el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalanmış (əyri 2) və şüalanmış nümunə işığın təsirindən sonra(əyri 3) TiGaS₂ monokristallarının elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı.

dozalı elektron seli ilə şüalandırılmış TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarının üzərinə nakallaşmış spektral lampadan ağ işıq salmışıq və yenidən elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı ölçmüşük. Hər üç halda, şüalanmadan əvvəl, şüalanmadan sonra və şüalanmış nümunələrə ağ işıqla təsir zamanı elektrikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı qrafiklərini qurmuşuq. Şəkildən görünür ki, hər üç halda nümunələrin elektrikkeçiriciliyi artır. Təcrübi nəticələrin təhlili əsasında belə nəticəyə gəlmək olar ki, kiçik dozal şüalanmalarda (10^{13} el./sm²) laylı kristallarda yeni radiasiya mərkəzləri əmələ gəlir. Bu da elektrikkeçiriciliyinin artmasına səbəb olur. 10^{13} el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalanmış TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarının üzərinə nakallaşmış spektral lampadan işıq salındıqda isə yenidən lokal mərkəzlər yaranır ki, bu da elektrikkeçiriciliyinin yenidən artımına səbəb olur.

6.5. TlGaS₂ monokristallarında cərəyanın uzunmüddətli relaksasiyası

Aşağıda TlGaS₂ monokristallarında relaksasiya cərəyanının tədqiqinin nəticələri verilib. TlGaS₂-dən hazırlanmış nümunənin 293 K temperaturda xüsusi müqaviməti $\rho = 2 \cdot 10^9$ Om·sm olmuşdur. Ag-TlGaS₂-Ag nümunəsində yükdaşıyıcıların köçürmə hadisələrini öyrənərkən müəyyən olunmuşdur ki, sabit elektrik sahəsində nümunədən keçən cərəyan zamandan asılı olaraq, dəyişir. Cərəyanın dəyişməsi verilən gərginlikdən asılıdır. Məlum olduğu kimi, yarımkəçiricidə tez diffuziya olunan aşqardır. Ona görə də verilən sabit elektrik sahəsi TlGaS₂ üçün Ag elektrodifuziya rolunu oynayır və nümunənin xassələri dönməz olur. Təcrübi nəticələrdən müəyyən olunmuşdur ki, kontakt materialından olan elektrodifuziya Ag-TlGaS₂-Ag strukturunun relaksasiya xarakteristikasına əsasən təsir etmir [164, s. 979-981]. Şəkil 6.5.1(a)-da gərginliyin müxtəlif qiymətlərində Ag-TlGaS₂-Ag nümunəsindən axan cərəyanın keçmə müddətindən asılılığı verilmişdir.

Şəkil 6.5.1-dən görünür ki, bütün gərginliklərdə cərəyanın düşən relaksasiyası baş verir və təxminən 6 dəqiqədən sonra cərəyan stasionar vəziyyətə gəlir. 1-4 əyriyərdən görünür ki, gərginlik artdıqca, cərəyanın düşmə sürəti azalır. Görünür ki, cərəyanın qiyməti ona verilən gərginliyin qiymətindən asılıdır. TlGaS₂ nümunəsinin VAX-1 öyrənilib və histerezis müşahidə olunub, başqa sözlə VAX-ın düz və tərs gedışləri üsüt-

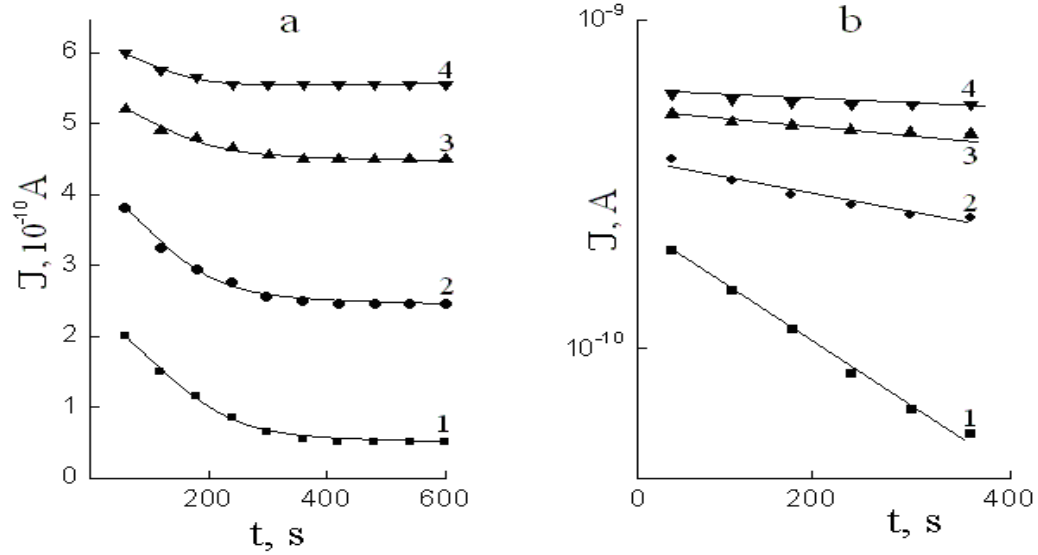
üstə düşməyib. Düz gediş gərginlik qalxanda, tərs keçid isə gərginlik düşəndə çıxarılıb.

Şəkil 6.5.2-də Ag-TlGaS₂-Ag nümunəsinin VAX-ı cərəyanın stabil qiymətlərində və 293-393K temperatur intervalında çıxarılıb. 293, 320 və 350K temperaturlarında VAX qısa subxətti $I \sim V^{0.5}$ qanun ilə dəyişir, sonra isə $I \sim V^{1.2 \div 1.3}$. 293K-də $I \sim V^{1.2}$ oblastından sonra dik cərəyan artımı baş verir ($I \sim V^4$). Yüksək temperaturlarda (373 və 393K) VAX bir meyilliklə $I \sim V^{1.5}$ xarakterizə olunur. 373 və 393K temperaturlarda alınan VAX-lar əyri 4-5 ilə göstərilmişdir. Cərəyanın düşməsi yüklərin akkumulyasiyası ilə izah etmək olar ki, nümunədən cərəyan axanda akkumulyasiya edilən yükdaşıyıcılar hissə-hissə verilən xarici gərginlikləri kompensasiya edirlər. Şəkil 6.5.3-də təcrübi olaraq, Ag-TlGaS₂-Ag sistemində 0,1 V gərginlikdə və 293K-də yığılan yüklərin zamandan asılılığı verilmişdir. Zamana görə yükün qiyməti artıb və 6-7 dəqiqədən sonra doyma halına gəlir. Ag-TlGaS₂-Ag nümunəsində yığılan yüklərin maksimal qiyməti $4,8 \cdot 10^{-8}$ Kl olub ki, bu da yüklərin sıxlıqlarının maksimal qiymətinə uyğun olur $Q_{\max} = 2,4 \cdot 10^{-6} \frac{Kl}{cm^2}$. Şəkil 6.5.1(b)-də yarımləqorifmik masştabda cərəyanın zamandan asılı olaraq düşmə əyriyələri göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü təcrübədən alınan nəticələrə əsasən $\lg I$ -nin t -dən asılılıq koordinatı düzlənir bu I - t xarakteristik düşmələri aşağıdakı düstur ilə uyğunluq təşkil edir.

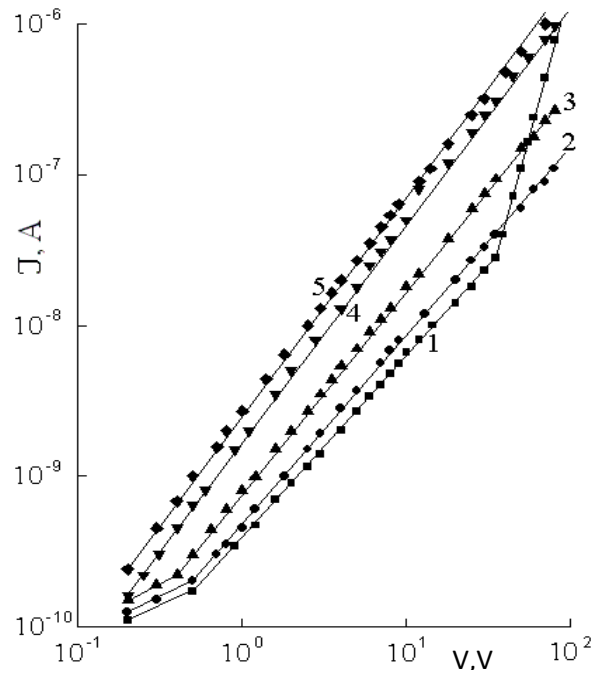
$$I(t) = \frac{q \mu \tau n_t S F}{\tau_d} \exp\left(-\frac{t}{\tau_d}\right), \quad (6.5.1)$$

q -elektronun yükü, μ -yükdaşıyıcının dreyf yürüklüyü, τ -yükdaşıyıcının yaşama müddəti, n_t -tələdəki yükdaşıyıcıların sıxlığı, S -kontakt altı sahə, F -elektrik sahəsinin verilən gərginliyi.

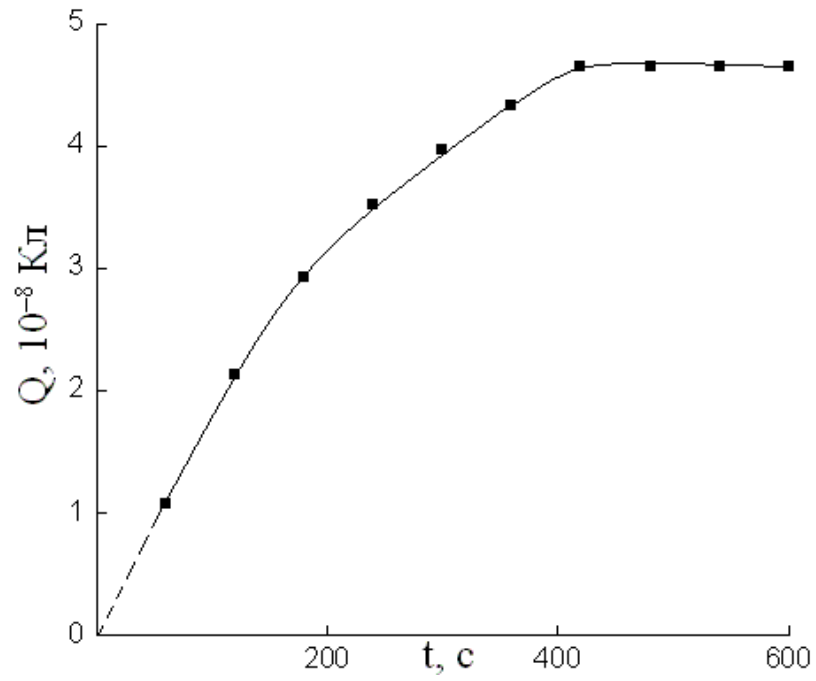
(6.5.1) düsturu [270, s. 263-265]-də göstərilən sadə kinetik model əsasında alınmışdır. (6.5.1) düsturundan zamana görə cərəyanın düşməsi eksponensial olaraq, τ_d - zaman sabiti ilə azalır. Şəkil 6.5.1, (b)-dən $\lg I$ -nin t -dən asılılıq meyilliyindən müxtəlif gərginliklər üçün τ_d -zaman sabiti təyin edilmişdir. $\tau_d(V)$ asılılığı qrafik olaraq, (şəkil 6.5.4, əyri 1) göstərilmişdir. Şəkildən görünür ki,



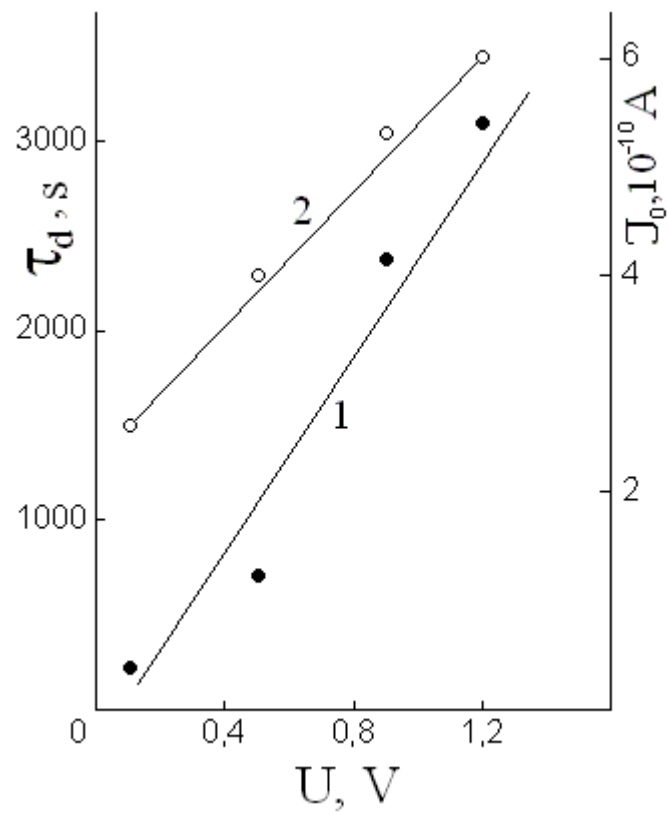
Şəkil 6.5.1 Ag–TlGaS₂–Ag elektrik gərginliyinin müxtəlif qiymətlərində keçən cərəyanın zamandan asılılığı U,V: 1 – 0,1; 2 – 0,5; 3 – 0,9; 4 – 1,2; a – adi koordinatlarda; b – yarımlöqorifmik masştabda; T = 293 K.



Şəkil 6.5.2 Ag–TlGaS₂–Ag nümunəsinin müxtəlif temperaturlarda VAX-ı T, K: 1 – 293; 2 – 320; 3 – 350; 4 – 373; 5 – 393.



Şəkil 6.5.3 Ag–TlGaS₂–Ag sistemində toplanmış yükün gərginliyin saxlama müddətindən asılılığı $U=0,1$ V və $T=293$ K.



Şəkil 6.5.4 293K-də qaranlıq cərəyanın düşməsinin zaman sabitinin τ_d (əyri 1) və sızma cərəyanının I_0 (əyri 2) Ag – TlGaS₂ – Ag sistemə verilən gərginlikdən asılılığı.

gərginlik artdıqca, τ_d xətti olaraq, artır.

Şəkil 6.5.1(b)-də $\lg I(t)$ xəttindən C-ordinat oxu ilə kəsişməsindən ekstropolyasiya ilə hesablanmışdır və şəkil 6.17, əyri 2-də gərginlik artdıqca, xətti artır. Bu təcrübi fakt (6.5.1) düsturu ilə $t=0$ olanda uyğunluq təşkil edir.

$$I_0 = \frac{q \mu \tau n_t S F}{\tau_d}, \quad (6.5.2)$$

Həmçinin zaman sabiti τ_d -nin Ag – TlGaS₂ – Ag sistemində qaranlıq cərəyanının relaksasiyası öyrənilmişdir (şəkil 6.5.5, əyri 1). Şəkil 6.5.5-dən görünür ki, təcrübi nəticələr aşağıdakı qanunauyğunluqlara tabedir

$$\tau_d = \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right), \quad (6.5.3)$$

$\lg \tau_d$ -nin $10^3/T$ -dən asılılıq mailliyindən $E_t=0,14$ eV tapılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, TlGaS₂ nümunəsində cərəyanın uzunmüddətli relaksasiyası yükdaşıyıcıların $E_t=0,14$ eV səviyyəli tələlər tərəfindən tutulmasıdır.

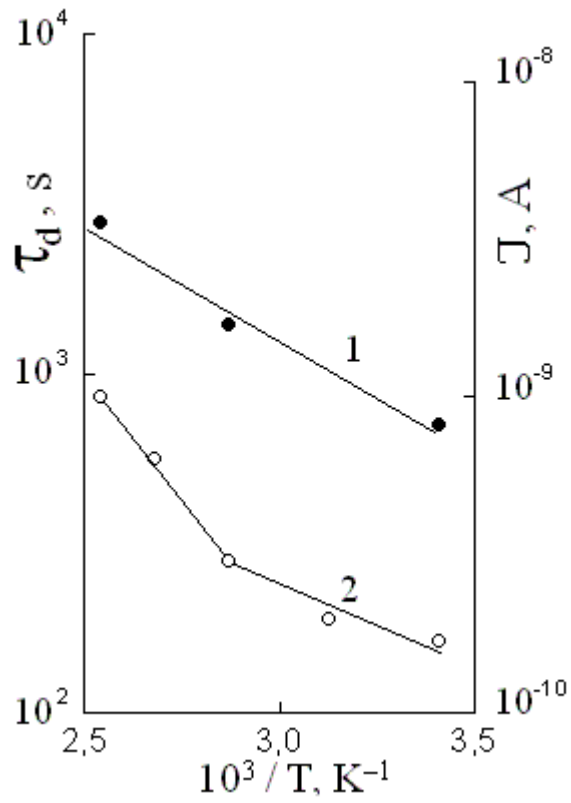
Ag–TlGaS₂–Ag sistemində qaranlıq cərəyanının temperatur asılılığında enerjiləri 0,10 və 0,32 eV olan 2 səviyyə aşkar edilmişdir. TlGaS₂ monokristallarında bu lokal səviyyələrin yerləşmə dərinliklərini müəyyən etmək üçün TSC öyrənilmişdir. Şəkil 6.5.6-dan görüldüyü kimi TlGaS₂ monokristalında TSC-nin spektrində $T_{m1}=80$ və $T_{m2}=160$ K-də temperaturlarında 2 pik yerləşmə dərinlikləri $E_{t1}=0,16$ və $E_{t2}=0,32$ eV olan lokal səviyyələr alınmışdır [160, s.255], [269, s. 10-12]

$$E_t=23kT_m, \quad (6.5.4)$$

(6.5.4) düsturundan istifadə edərək E_t -lərin qiymətlərini hesablanıb, başqa sözlə TlGaS₂ monokristalında cərəyanın və cərəyanın düşdüyü zaman sabitinin temperaturdan asılılığından həmçinin TSC-nin spektrindən alınan tələlərin yerləşmə dərinliklərinin qiyməti bir-biri ilə uyğunluq təşkil edir.

Tələli yarımkəçiricilərdə izotermik cərəyan nəzəriyyəsinə uyğun olaraq $I \cdot t$ -nin $\ln t$ -dən qrafiki asılılığından maksimum $t=\tau_d$ -də olur [284, s. 3714-3717]. (6.5.1) düsturuna görə

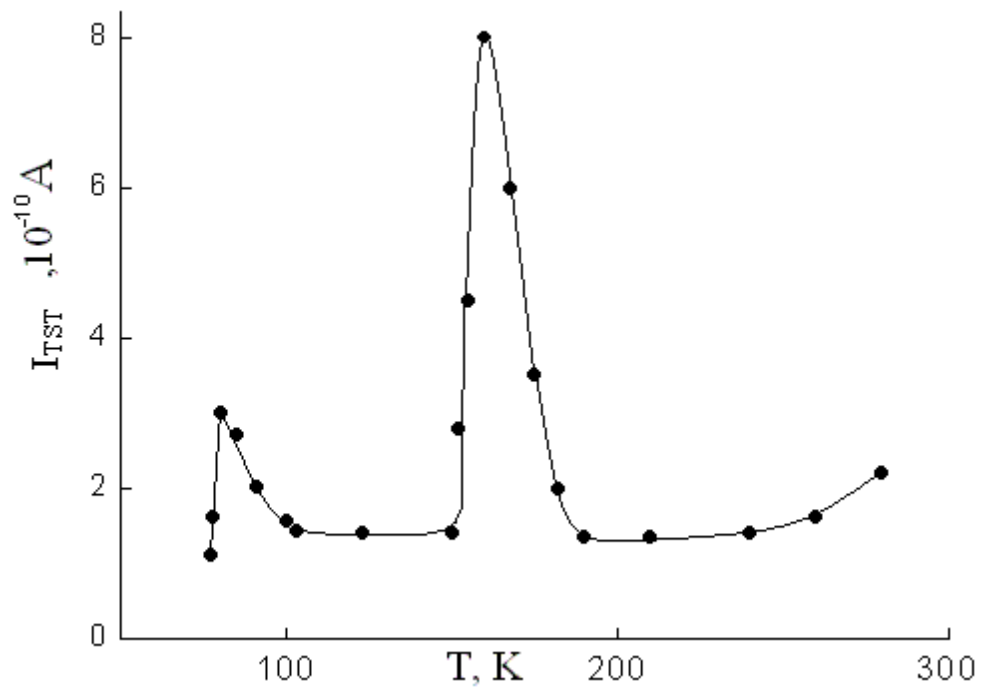
$$(I \cdot t)_{\max} = q \mu \tau S F e^{-1} n_t, \quad (6.5.5)$$



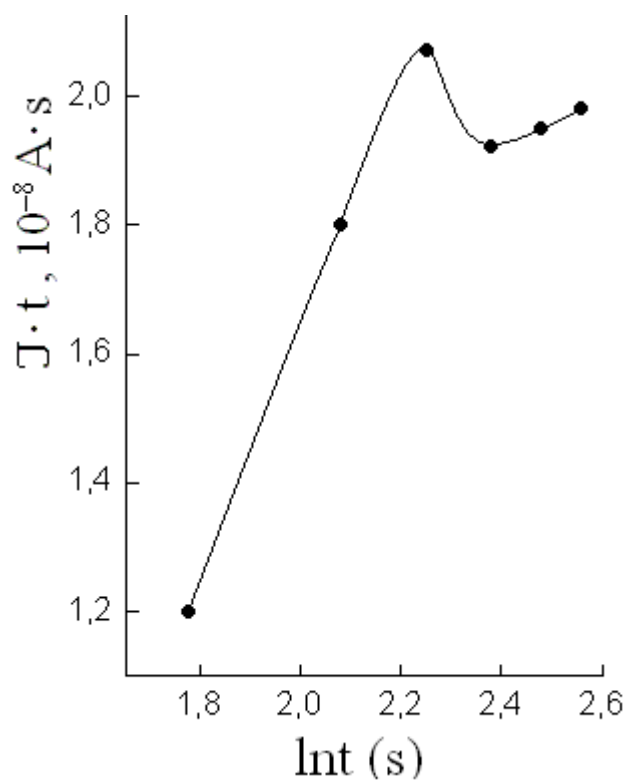
Şəkil 6.5.5 TlGaS₂ monokristallarında U=0,5V gərginlikdə cərəyanın düşməsinin zaman sabitinin τ_d (əyri 1) və qaranlıq cərəyanın (əyri 2) temperatur asılılığı.

Şəkil 6.5.7-də TlGaS_2 monokristalları üçün $T=293\text{K}$ -də belə asılılıq göstərilmişdir. Cərəyanın düşməsi gərginlik $U=0,1\text{V}$ olanda baş verir. Şəkil 6.5.7-dən görünür ki, $I \cdot t$ -nin $\ln t$ -dən asılılıq qrafikində maksimum $t=180$ s. baş verir. Başqa sözlə verilən qrafikdən cərəyanın düşməsinin zaman sabiti $\tau_d=180$ s-dir. Bütün bunlar gərginliyin $U=0,1\text{V}$ qiymətində 293K temperaturda $I \cdot t$ (şəkil 6.5.7) asılılığının meyilliyindən alınmış $\tau_d=217$ s. qiyməti ilə uyğunluq təşkil edir.

Beləliklə təcrübi tədqiqatlarımızın nəticəsi olaraq, müəyyən edilmişdir ki, TlGaS_2 -də cərəyanın uzunmüddətli düşməsi dərinliyi $E_t=0,14\text{eV}$ olan tutulma səviyyəsi hesabına baş verir.



Şəkil 6.5.6 TlGaS₂ monokristallarının $b= 0,34$ K/s qızma sürətində çıxarılmış TSC əyrisi.



Şəkil 6.5.7 TlGaS₂-də $I \cdot t - \ln t$ xarakteristikası. $U = 0,1 \text{ V}$; $T = 293 \text{ K}$.

NƏTİCƏ

1. Müəyyən edilmişdir ki, sabit elektrik sahəsində şüalanmamış və $2 \cdot 10^{12} - 10^{13}$ el/sm² dozalı elektron seli ilə şüalanmış laylı GaS monokristalında şüalanma dozasından asılı olmayaraq 140-238K temperaturlarda laylara perpendikulyar istiqamətdə Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış hallarda dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiricilik baş verir. T=116-140K temperatur intervalında aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiricilik yaranır. Dəyişən elektrik sahəsində GaS elektron seli ilə şüalandırıldıqda şüalanma dozası $2 \cdot 10^{12}$ el/sm²-dan 10^{13} el/sm²-ə qədər artdıqca, dielektrik nüfuzluğu artır və elektrikkeçiriciliyi azalır. Bu onunla əlaqədardır ki, dəyişən elektrik sahəsinin kiçik tezliklərində (10^4 Hz) elektronlarla şüalandırıldıqda radiasiya defektləri dərin aşqar mərkəzlərlə kompensasiya olunur, bu da elektrikkeçiriciliyini artmağa qoymur. Şüalanmış GaS-də $f=5 \cdot 10^4 - 10^7$ Hz tezlik intervalında Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal səviyyələrdə sıçrayışlı keçiricilik baş verir. $f=10^7 - 3,5 \cdot 10^7$ Hz tezliklərdə cərəyan şiddətinin tezlikdən asılılığı xətti olur.
2. Müəyyən edilmişdir ki, aşqalanmamış və aşqarlanmış GaSe (1,2 və 2,5 mol% Tl) monokristallarda sabit elektrik sahəsində, laylara perpendikulyar istiqamətdə 167-250K temperatur intervalında Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış hallarda dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiricilik baş verir. 111-167K temperatur intervalında aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiricilik baş verir. Göstərilmişdir ki, GaSe-də talliumun miqdarının artması Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal halların sıxlığını artırır, sıçrayışların orta məsafəsi və onların aktivləşmə enerjisini azaldır. Təcrübədən alınan nəticələr əsasında aşağıdakı parametrlər hesablanmışdır: Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığı ($N_F=3,4 \cdot 10^{17} - 9,6 \cdot 10^{18} \text{eV}^{-1} \text{sm}^{-3}$) və onların energetik yayılması ($\Delta E=0,07 - 0,16 \text{eV}$), aktivləşmə enerjisi ($\Delta W=0,06 - 0,14 \text{eV}$) və orta sıçrayışların məsafəsi ($R=90 - 205 \text{Å}$).
3. Radiotezlik ($5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7$) Hz intervalında γ -kvantları ilə şüalanmış GaSe<Tl> monokristallarının dielektrik ölçmələri onlarda dielektrik itkilərinin xarakterini (relaksasiya itkiləri) müəyyən etməyə imkan verir: γ -şüalanma dozası $5 \cdot 10^4 -$

$2.05 \cdot 10^6$ rad intervalında relaksasiya müddəti $(3,7-4,5) \cdot 10^{-5}$ s.

4. Müəyyən edilmişdir ki, $T=111-200$ K temperatur intervalında aşqarlanmamış və $(0,2$ və $0,4$ % Sn) ilə aşqarlanmış InSe monokristallarında sabit elektrik sahəsində laylara perpendikulyar istiqamətdə Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal hallarda dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiricilik mövcuddur. Fermi səviyyəsinə yaxın halların sıxlığı ($N_F = 5,36 \cdot 10^{18} - 1,72 \cdot 10^{19} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{sm}^{-3}$), onların energetik yayılması ($\Delta E = 0,028-0,040 \text{ eV}$), lokallaşma radiusu ($a = 58 \text{ \AA}$) və $100-200$ K temperatur intervalında sıçrayışların orta məsafəsi ($R = 99,5-130 \text{ \AA}$) hesablanmışdır.
5. Müəyyən edilmişdir ki, həm aşqarlanmamış p-InSe, həm də aşqarlanmış n-InSe $\langle 0,2$ və $0,4$ mol% Sn \rangle $D_\gamma = 100$ krad dozalı γ -kvantları ilə şüalandırıldıqda onların qadağan zolaqlarında lokallaşmış halların parametrləri əhəmiyyətli dərəcədə dəyişir: Fermi səviyyəsinin yaxınlığında lokallaşmış halların konsentrasiyasının artması, onların energetik sıxlığının və sıçrayışların orta məsafəsinin azalması, sıçrayışların ötürülməsinə cavabdeh olan dərin tələlərin konsentrasiyasının artması baş verir. Müəyyən edilmişdir ki, p-InSe və n-InSe \langle Sn \rangle monokristallarında radiasiya defektlərinin konsentrasiyası artır ($5,18 \cdot 10^{17} \text{ sm}^{-3}$ və $2,48 \cdot 10^{17} - 2,71 \cdot 10^{18} \text{ sm}^{-3}$).
6. Laylı TIS monokristallarında sabit elektrik sahəsində, laylara perpendikulyar istiqamətdə 230 K-dən aşağı temperaturlarda Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokal hallarda dəyişən uzunluqlu sıçrayışlı keçiricilik baş verir. Yüksək gərginlikdə (10^4 V/sm) aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiriciliyin olması müəyyən edilmişdir. Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış halların sıxlığı ($N_F = 2,8 \cdot 10^{20} \text{ eV}^{-1} \cdot \text{sm}^{-3}$) və onların energetik yayılması ($\Delta W = 0,02 \text{ eV}$), lokallaşma radiusu ($a = 33 \text{ \AA}$), sıçrayışların orta məsafəsi ($R = 40 \text{ \AA}$) təyin edilmişdir. Aktivləşməmiş sıçrayışlı keçiricilik oblastında F elektrik sahəsində yük daşıyıcılarının potensial enerji fərqi ($F = 7,5 \cdot 10^3 \text{ V/sm}$ olduqda $eFR = 0,006 \text{ eV}$ və $F = 1,25 \cdot 10^4 \text{ V/sm}$ olduqda $eFR = 0,009 \text{ eV}$) hesablanmışdır.
7. TIS monoklin kristallarında injeksiya və termoaktivasiya cərəyanları tədqiq edilmişdir. 250 K temperaturda yerləşmə dərinliyi $E_t = 0,43 \text{ eV}$ olan lokal səviyyə müəyyən edilmişdir. Cərəyan keçiriciliyinin mexanizmi izah olunmuş və lokal

halların konsentrasiyası $N_t=1,3 \cdot 10^{10} \text{sm}^{-3}$; tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $p_o=1,5 \cdot 10^8 \text{sm}^{-3}$; tutulma faktoru $\theta=0,12$; lokal halların yerləşmə dərinliyi $E_t=0,43 \text{ eV}$ hesablanmışdır.

8. Müəyyən edilmişdir ki, monoklin strukturlu TIS monokristallarında $f=5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7 \text{ Hz}$ tezliklərində dielektrik itkiləri elektrik keçiriciliyi hesabına baş verir. Müəyyən edilmişdir ki, $10^6 \div 3 \cdot 10^7 \text{ Hz}$ tezlik intervalında Fermi səviyyəsi yaxınlığında lokallaşmış hallarda yükdaşıyıcıların sıçrayışlı keçiricilik mexanizmi $\sigma_{ac} \sim f^{0,8}$ qanununa tabedir. Aşağıdakılar hesablanmışdır: Fermi səviyyəsinə yaxın halların sıxlığı ($N_F=2,65 \cdot 10^{20} \text{ eV}^{-1} \text{sm}^{-3}$), sıçrayışların orta məsafəsi ($R=78 \text{ \AA}$) və zaman müddəti ($6,5 \cdot 10^{-8} \text{ s.}$) hesablanmışdır.
9. Müəyyən olunmuşdur ki, TlInS₂ monokristallarında VAX-ın qeyri xətti oblatında cərəyanın dəyişməsi sahə effektləri ilə əlaqədardır. Cərəyan keçiriciliyinin mexanizmi izah olunmuş və lokallaşmış halların konsentrasiyası $N_t=10^{12} \text{sm}^{-3}$, tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $p_o=1,67 \cdot 10^{10} \text{sm}^{-3}$, tutulma faktoru $\theta=0,17$, lokallaşmış halların yerləşmə dərinliyi $E_t=0,44 \text{ eV}$ müəyyən edilmişdir.
10. TlInS₂ monokristallarını 50 krad dozalı γ -kvantlarla şüalandırdıqda 34-50V sərhəd gərginliyində, şüalanmamış monokristallardan fərqli olaraq, polyar domenlər yaranır ki, bu da kristalların VAX-da mənfi diferensial müqavimətin yaranmasına səbəb olur. γ -şüalanmadan sonra zaman keçdikcə, mənfi diferensial müqavimətin qiyməti azalır və tədricən yox olur ki, bu da γ -kvantları ilə şüalanma zamanı yaranan struktur defektlərinin dayanıqsızlığını göstərir.
11. TlInS₂-nin dielektrik xassələrinə və ac- keçiriciliyinə $5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7 \text{ Hz}$ tezlik intervalında γ -şüalanmanın təsirinin tədqiqi göstərdi ki, $10^4 - 2,25 \cdot 10^6 \text{ rad}$ doza ilə şüalanmış monokristalların dielektrik itki bucağının tangensi ($\text{tg} \delta$), kompleks dielektrik nüfuzluğunun həqiqi (ϵ') və xəyalı (ϵ'') hissələrinin və ac-keçiriciliyinin əhəmiyyətli dərəcədə artmasına səbəb olur. Müəyyən edilmişdir ki, TlInS₂ monokristallarını sürətlənmiş elektronlarla şüalandırıldıqda $6 \cdot 10^{12} \text{ el/sm}^2$ dozaya kimi dielektrik nüfuzluğu artır, sonra isə azalır. Dielektrik nüfuzluğunun artması radiasiya defektlərinin artmasına, onların azalması isə radiasiya defektlərinin miqrasiyasına, yəni azalmasına səbəb olur.

12. TlGaSe₂ monokristallarını $3 \cdot 10^4$ rad dozalı γ -kvantlarla şüalandırdıqda onların dielektrik nüfuzluğunun qiyməti şüalanmamış hala nisbətən azalır. $2,25 \cdot 10^6$ rad doza ilə şüalandırdıqda isə dielektrik nüfuzluğu artır. TlGaSe₂ monokristallarını elektron seli ilə şüalandırıldıqda $5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7$ Hz tezlik intervalında dielektrik itgi bucağının tangensi maksimum ilə xarakterizə olunması hər iki halda (şüalanmamış və şüalanmış) itginin relaksasiya hesabına olmasını göstərir. TlGaSe₂-nin dielektrik nüfuzluluğunun γ -şüalanmanın dozasından və dəyişən elektrik sahəsinin tezliyindən ciddi asılılıqları onları varikaplar və γ -şüalanma dozimetrləri yaratmaq üçün perspektivli materiala çevirir.
13. 293-393K temperatur intervalında TlGaS₂ monokristalında izotermik relaksasiya cərəyanları, VAX və TST xarakteristikalarının öyrənilməsinin nəticələri aktivləşmə enerjiləri $E_{t1}=0,14 \div 0,16$ eV və $E_{t2}=0,32$ eV olan iki tələ səviyyəsini müəyyən etməyə imkan verdi. Göstərilmişdir ki, TlGaS₂-də cərəyanın uzunmüddətli azalmasına yerləşmə dərinliyi $E_{t1}=0,14$ eV olan lokal səviyyə hesabına yaranır. Gərginliyin $U=0,1$ V qiymətində və 293K temperaturda cərəyanın düşməsinin zaman sabiti $\tau_d=180$ s, yığılan yüklərin maksimal qiyməti $4,8 \cdot 10^{-8}$ Kl, yüklərin sıxlığının maksimal qiyməti isə $Q_{\max}=2,4 \cdot 10^{-6}$ Kl/sm² olmuşdur.
14. Dəyişən elektrik sahəsində TlGaS₂ monokristallarında γ -şüalanma dozası toplandıqca, dielektrik nüfuzluğunun həqiqi (ϵ') və xəyalı (ϵ'') hissələrinin dispersiyası artır. Şüalanmanın $5 \cdot 10^4 - 2,15 \cdot 10^6$ rad dozalarında tezliyin $2 \cdot 10^7$ Hz qiymətinə kimi dielektrik itgisi elektrikkeçiriciliyi hesabına baş verir. Tezliyin $2 \cdot 10^7$ Hz qiymətindən sonra isə relaksasiya itgiləri yaranır. TlGaS₂ monokristallarını elektron seli ilə şüalandırıldıqda $2 \cdot 10^{12}$ el/sm² və $6 \cdot 10^{12}$ el/sm² dozalarında tezliyin $2 \cdot 10^7$ Hz qiymətinə kimi dielektrik itgisi elektrikkeçiriciliyi hesabına baş verir, tezliyin $2 \cdot 10^7$ Hz qiymətindən sonra isə dielektrik itgisi relaksasiya itgisi hesabına baş verir. Yüksək dozalarda (10^{13} el/sm²) dielektrik itgisi $5 \cdot 10^4 - 3,5 \cdot 10^7$ Hz tezlik intervalında yalnız elektrikkeçiriciliyi hesabına baş verir. Elektrikkeçiriciliyi isə tezliyin $2 \cdot 10^7$ Hz qiymətinə kimi Fermi səviyyəsi

yaxınlığında sıçrayışlı mexanizm üzrə $\sigma_{ac} \sim f^{0.8}$, tezliyin $2 \cdot 10^7$ Hz qiymətindən $3,5 \cdot 10^7$ Hz qiymətinə kimi xətti asılılıqla baş verir. TlGaS₂ monokristallarının elektrik keçiriciliyinin γ -şüalanmaya dözümlülüyü onların radiasiyaya davamlılığını göstərir və kosmik texnikada istifadə perspektivlərini yaradır.

İSTİFADƏ EDİLMİŞ ƏDƏBİYYAT SİYAHISI

- 1.Əhmədخانov, Ə.Z., Həsənova, L.H. Ag-TlGa^{III}S₂^{VI}-CdSe sisteminin fotoelektrik xassələri TlGaS₂ // BDU-nun 90 illik yubileyinə həsr olunmuş gənc tədqiqatçıların «Fizika və astronomiya problemləri». Respublika elmi konf. materialları, - Bakı: -16 may, - 2009,- s.26.
- 2.Əsgərov, B.M. Bərk cisimlərin nəzəriyyəsi /B.Əsgərov. –Bakı : BDU, - 2013. – 395 s.
- 3.Əliyeva, G.T., Qəhrəmanov, N.F. GaSe monokristalının eksiton udulma oblastında fotokeçiricilik xassələri //BDU-nun 90 illik yubileyinə həsr olunmuş gənc tədqiqatçıların «Fizika və astronomiya problemləri». Respub. elmi konf. materialları, - Bakı: - 16 may, - 2009,- s.27.
- 4.Əliyev, M.A. Metrologiyanın əsasları //M.Əliyev.- Bakı: ”MBM-R”, -2010, - 584s.
- 5.Əliyev, H.S. Elektrik ölçmələri /H.Əliyev.- Bakı: AzTU, 2010. - 7 s.
- 6.Qafarov, A.M. Metrologiya standartlaşdırma sertifikatlaşdırma // A. Qafarov. - Bakı: Caşoğlu, -2008. - 313 s.
- 7.Qocayev, N.M. Ümumi fizika kursu // N. Qocayev. - Bakı: Çəşoğlu, - 2009. -624 s.
- 8.İsmayılov, Ə.Ə. Elektron seli ilə şüalanmış GaS, GaSe, TlInS₂ və TlGaS₂ kristallarının elektrikkeçiriciliyinin anizotropiyasına ağ işığın təsiri //-Bakı: Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Fizika, 2010, c. XVI, № 2, s.3-4.
9. İsmayılov, Ə.Ə. GaSe və InSe monokristallarında sabit cərəyanda lokal halların parametrlərinə sürətlənmiş elektron seli ilə şüalanmanın təsiri //-Bakı: Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Fizika, 2013. c.XIX, №2, - s.11-13.
- 10.İsmayılov, Ə.Ə. TlInS₂, TlGaSe₂ və TlGaS₂ monokristallarında sıçrayışlı keçiricilik mexanizminə sürətlənmiş elektron seli ilə şüalanmanın təsiri //-Bakı: Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Fizika, 2013. c. XVI, № 4, - s. 3-6.
- 11.İsmayılov, Ə.Ə. TlGaSe₂ monokristallarının lokal hallar parametrlərinə γ -şüalanmanın təsiri / Ə.Ə. İsmayılov, X.M. Əliyev, F.İ.Seyidov [və b.] // - Bakı: Azərbaycan Dəniz Akademiyasının Elmi Əsərləri, - 2013. № 1, - s.177-180.

12. İsmayılov, M.H. TlInS_2 kristalının alınması və bəzi fotoelektrik parametrlərinin təyini // - Bakı: XV Respublika Elmi konfransı, Sumqayıt Dövlət Universiteti, - 14-15 may 2015, - s.8.
- 13.Mədətov, R.S., Hüseynov N.İ., Əsədov F.Q., Əsədova Z.İ. γ -şüalanmanın laylı GaS monokristallarında səthyanı proseslərin kinetikasına və elektron şüalanmasının GaS laylı birləşməsinin fotoelektrik xassələrinə təsiri /- Bakı: Gənc tədqiqatçıların III beynəlxalq elmi konfransı , Qafqaz Universiteti, - 2015, - s.85-87.
- 14.Nağıyev, Q.X, Salmanov, V.M. GaSe və InSe kristalları əsasında optik modulyatorlar / - Bakı: BDU-nun 90 illik yubileyinə həsr olunmuş gənc tədqiqatçıların «Fizika və astronomiya problemləri». Respublika elmi konfransının materialları: – Bakı: Bakı Dövlət Universiteti, -16 may, - 2009, - s. 25.
15. Cavadzadə, A. GaSe kristallarında ikinci harmonikanın generasiyası /- Bakı: BDU-nun 90 illik yubileyinə həsr olunmuş gənc tədqiqatçıların «Fizika və astronomiya problemləri». Respublika elmi konfransının materialları, Bakı Dövlət Universiteti, -16 may, - 2009, - s.18.
- 16.Seyidov, Mir-Hasan Yu. TlGaSe_2 laylı yarımqeçiricisinin dərin məxsusi defektlərin elektrik aktivliyindən yaranan polyarizasiya xassəsi / Mir-Hasan Yu. Seyidov, Faik A. Mikailzadə, Uzun Talip // - Bakı: Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Fizika, -Bakı :- 2015, c. XXI, №4, - s. 47.
17. Cəfərova, G.A., Pənahov, M.M. γ -şüaların TlGaSe_2 birləşməsinin dielektrik və elektrik xassələrinə təsirinin tədqiqi // - Bakı: BDU-nun 90 illik yubileyinə həsr olunmuş gənc tədqiqatçıların «Fizika və astronomiya problemləri». Respublika elmi konfransının materialları, Bakı Dövlət Universiteti -16 may, - 2009, - s.16.
- 18.Güləhmədova, S.N., Salmanov, V.M. Yüksək optik həyəcanlaşmada GaSe kristallarının fotokeçiriciliyi //- Bakı: BDU-nun 90 illik yubileyinə həsr olunmuş gənc tədqiqatçıların «Fizika və astronomiya problemləri». Respublika elmi konf. materialları, Bakı Dövlət Universiteti -16 may, - 2009, - s.20.
- 19.Tağıyev, T.B., İsmayılov, Ə.Ə., Əhmədzadə, N.C., Şirinov, M.M., Abasov, F.P. Aşqarlı InSe və GaSe monokristallarında radiasiya defektləri // - Bakı: Nüvə enerjisinin gələcəyin enerji təminatında rolu. Beynəlxalq konfrans 10-12 dekabr

2008, s.47-48.

20.Абасова, А.З. Влияние ионизирующих излучений на фоторезисторы и диодные структуры на основе монокристаллов $TlGaSe_2$ и $TlInS_2$ // Припринт, - Баку: -2019. №7, - с. 18.

21.Абасова, А.З. Фоторезисторы на основе твердых растворов GaS_xSe_{1-x} облученных γ -квантами / А.З. Абасова, Ф.А.Зайтов, А.Э. Юнович [и др.] // - XIX Междун. научно-технич. конф.по фотоэлектронике и приборам ночного видения 23-26 мая 2006. с. 200.

22.Абасова, А.З. Радиационно стимулированные процессы в халькогенидных структурах/ А.З. Абасова, Р.С.Мадатов, В.И. Стафеев - Баку: Элм, 2010. -349 с.

23.Абдинов, А.Ш. Индуцированные электрическим полем примесные явления в монокристаллах p- $GaSe$. /А.Ш. Абдинов, А.А. Ахмедов, В.К.Мамедов [и др.] // -Неорган. Материалы 2021. т. 57, №.11, - с.1185-1189.

24.Абдинов, А.Ш. Влияние температуры и легирования редкоземельными элементами моноселенида индия / А.Ш. Абдинов, Р.Ф. Бабаева, С.И. Амирова [и др.] // - Санкт –Петербург : ФТП, - 2013. т. 47, в. 8, - с.1009-1013.

25.Абдинов, А.Ш., Бабаев, Р.Ф., Рзаев, Р.М. О зависимости подвижности носителей тока от электрического поля в кристаллах моноселенида галлия /А.Ш.Абдинов, Р.Ф. Бабаев, Р.М. Рзаев // - Санкт-Петербург: ФТП, - 2012. т. 46, в. 6, - с.751-755.

26.Абдинов, А.Ш., Бабаева Р.Ф. Обусловленные комбинированным возбуждением примесные фотоэлектрические явления в кристаллах n- $InSe$, легированных гольмием и эрбием //- Неорган. материалы, -2022. Т.58, №7, - с.722-726.

27.Абдинов, А.Ш., Бабаева Р.Ф. Фотоприемники для ультрафиолетового и видимого диапазонов на основе кристаллов моноселенида галлия // - XIX Междун. научно-технич. конф.по фотоэлектронике и приборам ночного видения 23-26 мая 2006. с. 200.

28.Абдуллаев, Н.А. Генерация второй гармоники излучения CO_2 –лазера в самосинхронизации мод в кристаллах $GaSe$ и GaS /Н.А. Абдуллаев, М.Е.

- Карасев [и др.] // - Москва: Изв. ВУЗ, - 2013. т.56, № 11, - с.53-59.
- 29.Абдуллаев, Н.А. Особенности механизма переноса заряда в слоистых кристаллах // - Баку: Fizika, 2009. т. XV, № 2, - с.115-118.
- 30.Абдуллаев, Н.А. Кристаллы A^3B^6 как перспективные материалы для полупроводниковой опто-,и фотоэлектроники / Н.А. Абдуллаев, А.Д. Сардарлы, Р.А. Сулейманов // -Баку: Fizikanın müasir problemləri VII Respublika konfransı, -2013. №2, - с.88-89.
- 31.Авдеев, Н.А. Математическое моделирование ТСТ для центров захвата с непрерывным энергетическим распределением / Н.А. Авдеев, В.А. Гуртов, А.А. Федосеев // - Москва: Современные наукоемкие технологии, -2007. №4, - с. 67-69.
- 32.Агринская, Н.В., Машовец, Е.В. Дозавоевые свойства полупроводниках // - Физико-Технический Институт им.А.Ф.Иоффе РАН: -2020, -с.1-4.
- 33.Ахундов, Г.А. Эффект переключения в InSe / Г.А. Ахундов, А.Ш. Абдинов, Н.М. Мехтиев [и др.] // - Санкт-Петербург: ФТП, - 1974. т. 8, в.11, - с.2283.
- 34.Азеренко, Н.А. Основы нанотехнологий и наноматериалов /Н.А. Азеренко, А.А. Веревкин, Г.П. Ковтун - Харьков: - 2009. – 69 с.
35. Айзеншиц, Р. Статистическая теория необратимых процессов / Р. Айзеншиц -Москва: Изд. Иностран. лит., -1963. - 127 с.
- 36.Алекперов, О.З. Структурные изменения и аморфизация в моноклинном $TlInS_2$ при отжиге в парах серы / О.З. Алекперов, И.А. Ахундов, А.И. Наджафов [и др.] // -Баку: Fizika. - 2007, т. XIII, №4, - с.24-29.
37. Алекперов, О.З., Наджафов, А.И. Аномалии диэлектрической проницаемости в политипах моноклинной модификации $TlInS_2$ // - Москва: Неорганические материалы, - 2004. т. 40, № 12, - с.1423-1426.
38. Алекперов, О.З. Способ получения политипов моноклинной модификации $TlInS_2$, Патент на полезную модель № 0278, Аз. Р. / Наджафов А.И., Мамедов Т.Г. – 2005.
39. Алиев, С.А. Термомагнитные и термоэлектрические явления в науке и технике / С .А. Алиев, Э.И. Зульфигаров - Баку: Элм, - 2009. -с.324.

40. Алиева, Т.Д. Электрические свойства полупроводников / Т.Д. Алиева, М.М. Тагиев, Д.Ш. Абдинов // - Journal of Radiation Researches, – 2018.v.5, № 2, - с.140-145.
41. Аллахвердиев, К.Р. Оптические свойства и колебательные спектры слоистых и цепочечных кристаллов группы A^3B^6 , $A^3B^3C^6_2$ и твердых растворов на их основе: / дис. ... докт. физ.-мат. наук) / - Баку, 1980. - 313с.
42. Аллахвердиев, К.Р. Колебательный спектр кристаллов $TlGaS_2$, $TlGaSe_2$ и β - $TlInS_2$ / К.Р. Аллахвердиев, Е.А. Виноградов [и др.] //Физические свойства сложных полупроводников, - Баку: Элм, - 1982. - с. 55 – 63.
43. Аллахвердиев, Э.А. Электрофизические и тепловые свойства монокристаллов $Pb_{1-x}Mn_xTe$ ($0 \leq x \leq 0,04$): /дис. канд. физ.-мат. наук) / - Баку, 2005. - 148с.
44. Алыев, В.П. Кинетика метастабильных состояний и эффекты термической памяти в кристаллах типа $TlGaS_2$: /дис. канд. физ.- мат. наук) / - Баку, 2008. - 154с.
45. Алыев, В.П. Получение, кристаллическая структура и электрофизическая свойства моносulfида таллия высокотемпературных фазовых переходов / В.П. Алыев, Ш.Г. Гасымов, Т.Г. Мамедов [и др.] // - Санкт-Петербург: ФТТ, - 2006. т. 48, №12, -с.2194-2200.
46. Андриевский, Р.А., Глезер А.М. Размерные эффекты в нанокристаллических материалов. Механические и физические свойства // - Москва: ФММ, - 2000. т.89, №1, -с.91-92.
47. Аскеров, К.А. Радиоционно- стойкие фотоприемники на основе слоистых полупроводников $GaSe$, $InSe$ $GaTe$ / К.А. Аскеров – Баку-2000: Автореф.диссер. на соис. Учен.степ.док. физ.-мат.наукАзербешр, -40 с.
48. Аскеров, К.А. Дефектообразование в селениде галлия при воздействии проникающей радиации / К.А.Аскеров_ // - Баку: J.Fizika, -2001. т.2, №2, - с.36-39.
49. Аскеров, К. А. Излучения на спектральные характеристики селенида индия, легированного серебром и германием /К.А. Аскеров, А.З. Абасова, Ф.К. Исаев

- //- Москва: Прикладная Физика, - 2004. № 4, - с.94-96.
- 50.Бакиров, М.Я. Ширина запрещенной зоны и энергия связи экситона в монокристаллах TlInS_2 / М.Я. Бакиров, Г.И. Абуталыбов, Н.М. Зейналов // - Баку: ФТП, -2018. т.17, №7, - с.1357-1357.
- 51.Бахышов, А.Э. Оптические и фотоэлектрические свойства полупроводников типа TlV^3C_2^6 : дис....докт. физ.- мат. наук)/ - Баку, 1983. - 329с.
- 52.Белоусов, М.Г., Сардарлы, Р.М. Исследование функции плотности колебательных состояний в кристаллах TlSe и TlS методами КРС/ М.Г. Белоусов, Р.М. Сардарлы // - Санкт-Петербург: ФТТ, - 2022. т.27, №3, - с.662-668.
- 53.Беленький, Г.Л. Природа анизотропии проводимости и особенности локализации электронов в слоистом селениде индия / Г.Л. Беленький, Н.А. Абдуллаев, В.Н. Зверев [и др.] //-Санкт-Петербург: Письма в ЖЭТФ, - 1988. т. 47, - с. 498-502.
- 54.Беленький, Г.Л. Природа анизотропии проводимости и особенности локализации электронов в слоистом селениде индия / Г.Л. Беленький, Н.А. Абдуллаев, В.Н. Зверев, В.Я. Штейншрайбер //-Санкт-Петербург: Письма в ЖЭТФ, - 1988. т.47, №10, - с.498-500.
- 55.Беленький, Г.Л. Деформационные явления в слоистых кристаллах/Г.Л. Беленький, Э.Ю. Салаев, Р.А. Сулейманов //- Москва: УФН, - 1988. т.155, №. 1, - с.155-160.
- 56.Беленький, Г.Л. Электронные и колебательные спектры полупроводников группы A^3B^6 / Беленький Г.Л., Стопачинский В.Б.// - Москва: УФН, - 1983. т.140, в.2, - с. 233-236.
- 57.Берман, Л.С. Емкостные методы исследование полупроводников /Л.С. Берман - Л.: Наука, - 2014. - 104 с.
- 58.Блекмор, Дж.С. Статистика электронов в полупроводниках / Дж.С. Блекмор. - Москва: Мир, - 1964. - 392 с.
- 59.Боровой Н.А. О сегнетоэлектрическом фазовом переходе в политипах кристаллов β - TlInS_2 / Н.А. Боровой, Ю.П. Гололобов, А.Н. Горб // - Санкт-

Петербург: ФТТ, - 2008. т.50, №10, - с.1866-1870.

60.Бродуай, И., Мерей Дж. Физические основы микротехнологии / И. Бродуай, Дж. Мерей. - Москва: Мир, - 1985. - 218с.

61.Булычев А.Л. Электронные приборы: / А.Л. Булычев. - Москва: Выш. шк., - 1999. -415 с.

62.Бухаров, В.Э. Влияние миграции на точечных дефектов на радиационную стойкость гетерофазного полупроводника: /дис.канд. физ.-мат. наук) / - Саратов , 2003. – 117с.

63.Бушуев, А.В. Методы измерения ядерных материалов: /А.В.Бушуев. - Москва: МИФИ, -2007. – 170с.

64.Бьюб , Р. Фотопроводимость твердых тел: / Р. Бьюб. - М.: ИЛ, - 1962. - 259 с.

65.Вавилов, В.С. Действие излучений на полупроводники: /В.С. Вавилов, Н.П. Кекелидзе, Л.С. Смирнов - Москва: Наука, - 1988. - 191с.

66.Васильев, А.Н., Михайлин В.В. Введение в спектроскопию диэлектриков: / А.Н. Васильев, В.В. Михайлин. -Москва: МГУ, - т.1 - 2008. - 219с.

67.Вашнаков, Ю.А., Слентина, В.А. Адсорбционная чувствительность полупроводников: / Ю.А. Вашнаков, В.А. Слентина. - Одесса: Астропринт, - 2005. – 189с.

68.Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцевого и оптического излучения с полупроводниками микро-наноструктурами, материалами и био-объектами: /Под. ред. проф. Д.А. Усанова. СГУ. им.Чернышевского Н.Г. - Саратовский источник , - 2014. – 224с.

69. Вильке, К.Т. Методы выращивания кристаллов: / К.Т. Вильке. - Ленинград: Недра, -1965. – 423с.

70.Винтайкин, Б.Е. Физика твердого тела: / Б.Е. Винтайкин. - Москва: Изд-во МГТУ, - 2019. - 360 с.

71. Винтайкин, Б.Е. Кристаллическая решетка: / Б.Е. Винтайкин. - Москва: Изд-во МГТУ, - 2002. - 232 с.

72.Воловичев, И.Н., Гуревич, Ю.Г. Генерационно-рекомбинационные процессы в полупроводниках / Воловичев И.Н., Гуревич Ю.Г. // -Санкт-Петербург: ФТП,

- 2001. т.35, №3, -с. 321-329.

73.Воробьев, Г.А. Физика диэлектриков (область сильных полей): / Г.А. Воробьев, Ю.П. Похолков, Н.Д. Короллев, В.И. Меркулов. – Томск: ТПУ, - 2011. - с -92-133.

74.Гасымов, Ш.Г. Анизотропия проводимости цепочечного монокристалла $TlGaTe_2$ под давлением / Ш.Г. Гасымов, А.А. Исмаилов, К.Р. Аллахвердиев [и др.] //-Москва: ФТТ, - 2012. т.54, в.1, - с.43-45.

75.Гашидзе, Ф.М.Зонная структура и диэлектрическая проницаемость соединения $TlGaSe_2$ в / Ф.М. Гашидзе, Б.Р. Гаджиев, К.Р. Аллахвердиев //-Санкт-Петербург: ФТТ, - 2004. т.46, в.5, - с.811-813.

76. Герасименко, Н., Пархоменко, Ю. Кремний - материал нанoeлектроники: / Н. Герасименко, Ю. Пархоменко. - Москва: Мир материалов и технологий, Техносфера, - 2007. - 352 с.

77. Грошковский, Я. Техника высокого вакуума:/ Я. Грошковский . - Москва: «Мир», - 1975. - 364 с.

78.Грабовский, Р.И. Курс физики: / И.Р. Грабовский - Москва: Высш. Школа, - 2007. - 608 с.

79.Гуртов, В.А. Твердотельная электроника: /В.А. Гуртов, О.Н. Артамонов, А.С. Ветров. - Петрозаводский: Петрозаводский государственный университет, - 2013. - 404 с.

80.Гунышева, О.В. Вертикальный электронный транспорт в слоистых полупроводниковых структурах/: дис. к. ф.-м. н.)/ - Москва: - 2003. - 139 с.

81.Гусейнов, А.А. Электронные явления в сложных халькогенидах типа $A^IVB^III C^VI$ / А.А. Гусейнов. - Баку: – 2013. - 74 с.

82.Гусейнов, Г.Д., Фоточувствительный материал, А.С. полезную модель № 683406, СССР / Абдуллаев Г.Б., Рустамов В.Д., Исмаилов М.З. [и др.] - 1977.

83.Гусейнов, Г.Д. Свойства сплавов систем $TlGaS_2-Nd_2S_3$ и $TlGaSe_2-Nd_2Se_3$ / Г.Д. Гусейнов, В.А. Алиев, А.И.Наджафов // - Москва: Неорган. мат. – 1983. т.19, в.8, -с.1261-1265.

84.Гусейнов Г.Д., Искендеров Г.И., Багирзаде Э.Ф., Керимова Э.М.

Воздействие жестких излучений на монокристаллы InSe Препринт №3 ИФАН, 1984, с.16.

85. Гусейнов Г.Д., Керимова Э.М., Бидзинова С.М. Электрофизические и тепловые свойства сложных полупроводников $A^{III}B^{III}C_2^{VI}$ с участием редкоземельных элементов. Препринт №3, ИФАН, - Баку, 1991, с.20.

86. Гусейнов, Г.Д., Керимова, Э.М., Искендеров, Г.И. и др. Выращивание и рентгендозиметрические характеристики некоторых широкозонных полупроводников на основе A^3B^6 // Тез. II Всесоюз. совещ. «Полупроводниковые детекторы ядерного излучения на широкозонных монокристаллах», - Новосибирск: - 1983, -с. 4.

87. Гусейнов Г.Д., Рзаев К.И. О структуре и механизме роста монокристаллов GaSe / Г.Д. Гусейнов, К.И. Рзаев. - В сб. « Сложные полупроводники», - Баку АН Аз.ССР, - 1966. - 112с.

88. Гусейнов, Г.Д. Исследование электрических свойств соединения $TlGaSe_2$ / Г.Д. Гусейнов, Ф.М. Сеидов, Э.М. Керимова // - Баку: Изв АНССР, сер физ-мат наук -1981. - с. 62-65.

89. Гусейнов, Г.Д. Исследование системы $TlS-GaS$ / Г.Д. Гусейнов, Ф.М. Сеидов, Ф.М. Пашаев [и др.] // - Москва: Изв. АН СССР, Неорган. Материалы, - 1972. т.8, №11, -с.170-171.

90. Гусейнов, Г.Д., Светочувствительный материал // А.С. на полезную модель № 1195699, СССР / Турсункулов Т.М., Кязимов К.Д., Джураев Н.Д.- 1983.

91. Дарвиш, А.М., Бахышев, А.Э., Тагиров, В.И. О механизме проводимости соединений $TlGaS_2$ и $TlGaSe_2$ // - Санкт – Петербург: ФТП, - 1977. т.11, №4, - с.780-781.

92. Денисова, С.А. Сочетанное воздействие низкоинтенсивного электромагнитного излучения терагерцового диапазона и экотоксикантов на биологические объекты: /дис....канд. биол. Наук) / - Саратов, 2008. - 127с.

93. Дидык, А.Ю. К вопросу о механизме радиационного воздействия тяжелых ионов на металлы при повышенных температурах //Труды конф. «Взаимодействие излучений с твердым телом», - Минск: ВИТТ-2011, - 2011, - с.5-7.

94. Динс, Д., Виниард, Д. Радиационные эффекты в полупроводниках /Д. Динс, Д. Виниард, Пер.с англ., под ред., Г.С. Жданова - Москва: Из-во ин. лит., - 1960. - с. 243.
95. Дифракция рентгеновских лучей / Под ред. А.В. Колпаков, И.Р. Прудников - Москва: МФТУ, -2022, - с.15.
96. Еганова, Е.М. Влияние сильного электрического поля на электронного процессы пленках: / Автореф. дис. ... канд. техн. наук) / - Москва, 2011. - 39 с.
97. Жвавый, С.П., Урбах, И., Зыков, Г.Л. Численное моделирование процессов кристаллизации в селенидах кадмия и цинка при наносекундного излучения эксимерного лазера // -Минск: Вестник Белорусского гос. Университета, Серия.1, Физика, Математика и Информатика, - 2010, № 2, - с.31-36.
98. Зефилов, Н.С. Химическая энциклопедия - Москва: Большая Российская Энциклопедия, - 2008. т. 4, - с. 55- 639.
99. Зисман, Г.А., Тодес, О. М. Курс общей физики: /Г.А. Зисман, О.М. Тодес. Москва: Наука, - т. III. - 2021. - 500 с.
100. Измерение температуры мультимером - Москва: Bulletin Solutions, - 2014. v.38, - 7с.
101. Иос, Г. Курс теоретической физики: Часть 2. Термодинамика. Статистическая физика. Квантовая теория. Ядерная физика / Г. Иос. - Москва: Просвещение, - 2021. - 351 с.
102. Ионизирующие излучения и их измерения. Термины и определения / Москва: Стандартиформ, - 2006. - 200с.
103. Изучение законов фотоэлектриков /Под ред. А.М.Кондратович. Белорусский национальный технический университет - Минск: - 2004. - с.18-36.
104. Иродов, И.Е. Электромагнетизм. Основные законы: [в 3 томах] / И.Е. Иродов. - Москва: Лаборатория базовых знаний, - 2001. - 352 с.
105. Исаков, Г. И., Исмаилов, А.А. Влияние электронного облучения на электрические параметры монокристаллов $TlGaS_2$ // - Саров: Международный журнал «Альтернативная энергетика и экологии», - 2011, т. 44, №5, - с.55-58.

- 106.Исаков, Г.И., Исмаилов А.А., Сеидов Ф.И., Исмаилов А.А. О явлении самокомпенсации в монокристаллах p-GaSe, p-GaSe<Tl> və p-InSe, n-InSe / Г.И. Исаков, А.А. Исмаилов, Ф.И. Сеидов, А.А. Исмаилов// - Саров: Международный журнал «Альтернативная энергетика и экологии», - 2014. т.44, №2, - с.55-58.
- 107.Исмаилов А.А. Влияние гидростатического давления на электрофизические и оптические свойства селенида индия: / дис. канд. физ.-мат. наук) / - Баку, 1992. - 100с.
- 108.Исмаилов, А.А. Влияние электронные облучения на электрические свойства при переменного тока в монокристаллах p-GaS // - Баку: Проблемы энергетике, - 2009. № 3-4, - с.130-131.
- 109.Исмаилов, А.А. Электрические свойства моноселенида индия // - Баку: Kimya problemləri jurnalı, - 2005. № 2, - s.173-174.
- 110.Исмаилов, А.А. Фотоэлектрические свойств в монокристаллах InSe и GaSe // - Сумгаит: Известия СГУ, - 2005. т.5, № 4, - с. 14-16.
- 111.Исмаилов, А. А., Ахмедзаде, Н.Д., Ширинов, М.М. Влияние белого света на ВАХ в монокристаллах InSe /Alternativ və bərpа olunan enerji mənbələrindən istifadənin perspektivləri” respublika konfransı, - Bakı: - 1-2 iyun, - 2011. - с.78-79.
- 112.Исмаилов, А. А., Ахмедзаде, Н.Д., Ширинов, М.М. Фотоэффект в облученных монокристаллах GaS и GaSe /Alternativ və bərpа olunan enerji mənbələrindən istifadənin perspektivləri” respublika konf., - Bakı: - 1-2 iyun, - 2011. - с.77-78.
113. Исмаилов, А.А., Ахмедзаде, Н.Д., Ширинов, М.М., Исмаилов, Анар А. Влияние электронного облучения на электрофизические свойства монокристаллов TlGaS₂// Труды 7-я Международная конференция Ядерная и Радиационная Физика – Алматы: - 8-11 сентября, - 2010, - с.47.
114. Исмаилов, А.А., Бабаева, Т.А., Исмаилов, Анар А. Влияние белого света на ВАХ монокристаллов GaS и GaSe облученных электронным пучком // «Metallar fizikasının müasir problemləri» Respublika konfransı - Bakı: 24-27

noyabr, - 2009, - s.81.

115.Исмаилов, А.А., Меликов, Н.А., Рахманов, Ф.Г. Влияние белого света на электрические свойства в слоистых монокристаллах GaS и GaSe облученных электронным пучком // - Баку: АзТУ, Фундаментальная наука, - 2009. №2, - с.75-77.

116.Исмаилов, А.А., Гасымов, Ш.Г., Аллахвердиев, К.Р. и др. Влияние гидростатического давления на электрофизические свойства селенида индия // Препринт № 433, ИФАН Азербайджана, -1992. - 11 с.

117.Исмаилов, А.А. Гасымов, Ш.Г., Аллахвердиев, К.Р. Влияние давления на электропроводность и эффект Холла в монокристаллах селенида индия / А.А. Исмаилов, Ш.Г.Гасымов, К.Р. Аллахвердиев // - Санкт – Петербург: ФТП, - 1992. т.26, №11, - с.1995-1997.

118.Исмаилов, А.А., Ширинов, М.М. Фотоэлектрические свойства монокристаллов $TlGaSe_2$ и $TlInS_2$ // Баку: Fizika, - 2007. т.ХІІІ, №4, - с.28-29.

119. Исмаилов, А.А., Сеидов, Ф.И., Исмаилов, Анар А. О Фотоэлектрических свойствах монокристаллов p-InSe и n-InSe+0,4at.%Sn / VI Международная научно-практическая конференция «Актуальные проблемы науки XXI века», - Москва: - 30 января, - 2016, - с.106-108.

120.Исмаилов, К.А, Статов, В.А., Тагиев, Т.Б. Радиационные эффекты в арсенид галиевых поверхности барьерных структурах, возникающие под воздействием γ - и β -излучения // Вопросы атомной науки и техники. «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение», - 2001. №2, - с.63-65.

121.Казымзаде, А.Г. Электролюминесценция и фототгрный эффект в монокристаллах твердых растворов GaS_xSe_{1-x} / А.Г. Казымзаде, В.М. Салманов, А.Г. Мохтари [и др.] // - Санкт – Петербург: ФТП, - 2008. т.42, в.5, - с.532-535.

122.Карпович, Н.А. Электрические свойства / учебник; – Минск : Книжн. Дом, 2009. – С. 36–46.

123. Керимова, Э.М. Физические основы материаловедения низкоразмерных полупроводников: / автореф. дис... докт. физ.-мат. наук) / - Черновцы, 1992. - 28с.
124. Керимова, Э.М. Кристаллофизика низкоразмерных халькогенидов : /Э. Керимова. – Баку: Элм – 2012. - 708 с.
125. Керимова, Э.М., Исмаилов, А.А. Энергетические спектры в монокристаллах селенида галлия // XXI междуна. науч.-тех. конфер. по фотоэлектронике и приборам ночного видения /Москва: - 22-25 мая, -2012, - с.242-243, Б03.
126. Ковалюк, З.Д. Электрические и фотоэлектрические характеристики структур на основе слоистых полупроводников InSe и GaSe при облучении электронами с энергией 12,5 МэВ / З.Д. Ковалюк, О.А. Политанская, О.Н. Сидор [и др.] //- Санкт – Петербург: ФТП, - 2008. т. 42, в. 11, - с. 1321-1326.
127. Ковалюк, З.Д. Влияние гамма облучения на свойства InSe-диодов / З.Д. Ковалюк, В.Н. Катеринчук, О.А. Политанская [и др.] // - Санкт – Петербург: Письма ЖТФ, - 2005. т. 31, в. 9, - с.1-5.
128. Костюков, Н. С. Механическая и электрическая прочность и изменение структуры при облучении / Н. С. Костюков, Е. С. Астапова, Е. Б. Пивченко, Е. А. Ванина - Москва: Наука, - 2003. - 256 с.
129. Костюков, Н.С. Диэлектрики и радиация / Н.С. Костюков, А.А. Лукичев, М.И. Муминов –Москва : Наука, – 2002. - 326 с.
130. Костюков, Л.С. Диэлектрики и радиация / Л.С. Костюков, Е.С. Астанова, И.Е. Ереман - Москва: Наука, - 2007. - 280 с.
131. Конькова, А.В. Электропроводность растворов электролитов практическое руководство/ А.В. Конькова. – Москва: Изд-во МИФИ, - 2010. - 15с.
132. Крылова, Г.Д. Основы стандартизации, сертификации, метрологии / Г.Д. Крылова. - Москва: - 2001. - 71 с.
133. Климов, А.С. Тепловые процессы при спекании керамики и использованием плазменного электронного источника // 11-ая международная конференция «Газоразрядная плазма и её применение», -Томск - 25 сентября, -

2013, - с.52.

134.Кулиев, А.А., Каграманова, З.Г. Исследование системы TlSe–GaSe // - Изв. Вузов, Химия и хим. Технология -1977. т.20, №4, - с.606-608.

135.Курдифеский, З.Р., Ковалюк, З.Д. Гетеропереходы, сформированная слоистых кристаллов InSe и GaSe в парах цинка // - Одесса: Технология и конструирование в электронной аппаратуре - 2012. №6, - с.40-43.

136. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах / М.Ламперт, П. Марк - М.: Мир, - 1973. - 416с.

137.Ландау, Л.Д. Теоретическая физика В 10 томах, том 1 / Л.Д. Ландау, Лифшиц Е.М. - Москва: Физматиз, - 2021. – 454с.

138. Лашкарев, Г.В. Свойства твердых растворов легированных наноструктурных систем / Г.В. Лашкарев, А.В. Бордовой //- Санкт – Петербург: ФТП, - 2015. в.10, - с.1921-1923.

139.Лашкарев, В.Е. Аномалии статической и динамической проводимости селенида индия / В.Г. Лашкарев, А.И. Дмитров, А.А. Байда //- Санкт – Петербург: ФТП, - 2003. т. 37, в.2, - с.145-150

140.Лашкарев, В.Е. Вспышечная зависимость фотопроводимость наноструктурированных пленок CBZNS от времени возбуждения/ В.Е. Лашкарев, А.В. Любченко, М.К. Шейнкман - Киев: Изв. РАН Серия физическая, -2020. Т.84, N7,с.989-1003.

141.Лебедев, А.А. Радиационная стойкость широкозонных полупроводников / А.А. Лебедев, В.В. Козловский, Н.Б. Строкан //- Санкт – Петербург: ФТП, - 2002. т.36, в.11, - с.1354-1359.

142.Линевер, Р. Методы измерения температуры/Р. Линевер. - МГТУ: Metallurgia, - 2002. - 143с.

143.Лодиз, Р., Паркер, Р. Рост монокристаллов /Р. Лодиз, Р. Паркер. - Москва: Мир , -2006. - с.340. под ред.Максимович Н.Г.

144.Мадатов, Р.С., Абасова, А.З., Тагиев, Т.Б., Шекили, Ш.Н. Влияние электронного облучения на фотоэлектрические свойства в слоистых полупроводниках $A^{III}B^{VI}$ //Международная Конферетция “ Fizika-2005”, - Баку:

- 2005, №16, - с.373-375.

145.Мадатов, Р.С. Инжекционный ток в облученных слоистых монокристаллах сульфида галлия / Р.С. Мадатов, А.И. Наджафов, Ш.П. Шекили [и др.] // - Баку: Изв. НАНА, Серия физ.-техн. и мат. наук, - 2005. №5, - с. 78-82.

146.Мадатов, Р.С. Механизм токопрохождения в монокристаллах $TlInSe_2$ при сильных электрических полях / Р.С. Мадатов, А.И.Наджафов, Т.Б. Тагиев [и др.] // - Кишинев: Электронная обработка материалов, - 2010. т. 46, №5, - с.115-119.

147.Мадатов, Р.С., Наджафов, А.И., Газанфаров, М.Р. Влияние ионизирующего излучения на механизм электропроводности монокристаллов $TlInSe_2$ // - Москва: Перспективные материалы, - 2012. №3, - с.31-34.

148.Мадатов, Р.С. Анизотропия электропроводности в облученных кристаллов $TlInS_2$ /Р.С. Мадатов, А.И. Наджафов, М.С. Мамедов [и др.] - Кишинев: Электронная обработка материалов, - 2010, №2, - с.77-79.

149. Мадатов, Р.С. Эффект переключения в монокристаллах $TlInS_2$ облученных γ - квантами / Р.С. Мадатов, А.И. Наджафов, М.С. Мамедов [и др.] - Изв. НАНА, Серия физ.-техн. и мат. наук, - 2008, №2, - с.64-67.

150. Мадатов, Р.С. Влияние γ -излучения на электропроводность слоистого GaS / Р.С. Мадатов , А.И. Наджафов ,Т.Б. Тагиев [и др.] - Москва : Неорган. мат., - 2008. т.44, №2, - с.1-4.

151.Марков, Г.Т., Чаплин, А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн - Москва: Радиотехника, - 2013, в.175, с.98-100.

152.Мартынов, М.С. Выращивание кристаллов // Химия и химии 2014, №1, - с.121-123.

153.Матысина, З.А., Загинайченко, С.Ю. Дефекты структуры кристаллов / З.А. Матысина, С.Ю. Загинайченко. - Днепропетровск: Наука и образование, - 2003. - 284с.

154.Меликов, Н.А., Исмаилов, А.А. Исследование электрических свойств монокристаллов TlS // Баки: AzTU-nun elmi əsərləri, - 2005. т.4(15), №3, - с. 42-45.

- 155.Медведева, З.С. Халькогениды элементов ШБ группы периодической системы / З.С. Медведева. - Москва: Наука, - 1968. - 212 с.
- 156.Мельников, М.Я., Иванов, В.Л. Экспериментальные методы химической кинетики Фотохимия / М.Я. Мельников, В.Л. Иванов. - Москва: Изд-во МГУ, - 2004. - 13 с.
- 157.Мехрабова, М.А., Мадатов, Р.С. Расчет электронной структуры вакансий и их компенсированных состояний в полупроводниках A^3B^6 // - Санкт – Петербург: ФТП, - 2011, т.5, в.8, - с.1031-1037.
- 158.Милнс, А.Г. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках / А.Г. Милнс. - Москва: Мир, - 1977. -562 с.
- 159.Молчалов, И.В. Выращивание оптических кристаллов / И.В. Молчалов. - Санкт – Петербург: СПбГУ, - 2010. - 121с.
160. Мотт, Н., Дэвис, Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. Пер. с англ. / Н. Мотт, Э. Дэвис. - Москва: Мир, -1974. - 472с.
- 161.Мустафаева, С.Н. Безактивационная прыжковая проводимость в монокристаллах $TlInS_2$ // - Баку: Изв. НАНА серия физ.-техн. и мат. наук, - 2004, т.24, - с. 106-108.
- 162.Мустафаева, С.Н. Прыжковая проводимость в монокристаллах p- GaSe на постоянном токе // -Москва: Неорган. мат. РАН, - 1994, т. 30, №5, - с.619- 621.
- 163.Мустафаева, С.Н. Фотоэлектрические и рентгендозиметрические свойства монокристаллов $TlGaS_2<Yb>$ //- Санкт – Петербург: ФТТ, - 2005, т. 47, №11, - с.1937-1940.
- 164.Мустафаева, С.Н. Частотная дисперсия диэлектрических коэффициентов слоистых монокристаллов $TlGaS_2$ // - ФТТ, - 2004, т.46, №6, - с.979-981.
- 165.Мустафаева, С.Н. Электронные релаксационные процессы с участием локализованных состояний в слоисто-цепочечных полупроводниковых халькогенидах элементов Ш Б подгруппы / Международная конференция “Fizika-2005”, 7-9 июня - 2005, - с.384-387.
- 166.Мустафаева, С.Н., Асадов, М.М. Комплексная диэлектрическая проницаемость и ас-проводимость монокристаллов GaSe, выращенных из

- газовой фазы // - Журнал радиоэлектроники, -2011. №8, - с.1-9.
167. Мустафаева, С.Н., Асадов, М.М. Стимулированная светом деполяризация в монокристаллах сульфида и селенида галлия // - Москва: Неорганические материалы, - 1993. т.29, №8, - с.1152-1153.
168. Мустафаева, С.Н., Алиев, В.А., Асадов, М.М. Прыжковая проводимость на постоянном токе в монокристаллах $TlGaSe_2$ // - Санкт – Петербург: ФТТ, - 1998. т.40, №4, - с.612- 615.
169. Мустафаева, С.Н., Алиев, В.А., Асадов, М.М. Анизотропия прыжковой проводимости в монокристаллах $TlGaSe_2$ // - Санкт – Петербург: ФТТ, - 1998. т.40, №1, - с.48-51.
170. Мустафаева, С.Н., Асадов, М.М., Исмаилов, А.А. Воздействие γ -облучения диэлектрические коэффициенты и ас-проводимость монокристаллов селенида галлия // - Вакі: АМЕА Хəбərləri, fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası. Fizika və astronomiya, - 2010. №5, - s.159-162.
171. Мустафаева, С.Н., Асадов, М.М., Исмаилов, А.А. Влияние электронного облучения на диэлектрические коэффициента сульфида галлия / - Москва: Энциклопедия инженера-химика – 2011. №2, - с.9-12.
172. Мустафаева, С.Н., Асадов, М.М., Исмаилов, А.А. Влияние γ -облучения на диэлектрические свойства и проводимость монокристалла $TlInS_2$ // - Санкт – Петербург: ФТТ, -2009. т.51, в.11, - с.2140-2143.
173. Мустафаева, С.Н., Асадов, М.М., Исмаилов, А.А. Перенос заряда по локализованным состояниям в монокристалле $GaSe$ и $GaSe<Tl>$ // - Москва: Изв. РАН Неорганические материалы, - 2011, т. 47, № 9, - с.1040-1043.
174. Мустафаева, С.Н., Асадов, М.М., Исмаилов, А.А. Перенос заряда по локализованным состояниям в монокристаллах $InSe$ и $InSe<Sn>$ // - Харьков: Физика Низких Температур, - 2010, №4, т.36, - с.394-397.
175. Мустафаева, С.Н., Асадов, М.М., Исмаилов, А.А. Перенос заряда по локализованным состояниям в монокристаллах TlS // - Санкт – Петербург: ФТТ, - 2008, т.50, в.11, - с.1958-1960.
176. Мустафаева, С.Н., Асадов, М.М., Исмаилов, А.А. Радиационные эффекты

в монокристаллах $TlGaSe_2$ //-Москва: Прикладная физика, - 2012, № 3, - с.19-22.

177. Мустафаева, С.Н., Асадов, М.М., Исмаилов, А.А. Влияние γ -облучения на параметры локализованных состояний в монокристаллах p -InSe n -InSe<Sn> //- Харьков: Физика Низких Температур, - 2010, т.36, №7, - с.805-808.

178. Мустафаева, С.Н., Исмаилов, А.А. Частотная зависимости диэлектрические проницаемости в моноклинной TlS // - Баку: Fizika, - 2007, т. XIII, №1-2, - с.234-235.

179. Мустафаева, С.Н., Исмаилов, А.А., Джафарова, Г.С. ВАХ темнового и фототока в монокристалле $TlInS_2$ в режиме ТОПЗ // - Баку: АзТУ, Фундаментальная наука, - 2011, №2, т. X(38), - с.38-41.

180. Mustafaeva, S.N., Asadov, M.M. Ismailov, A.A. Effect of Gamma irradiated on the properties of the $TlGaS_2$ single crystal / IEEE International Conference on Oxide Materials for Electronic Engineering (OMEE 2012), Lviv, - 3-7 September - 2012, - p.167-168.

181. Мустафаева, С.Н. Прыжковая проводимость в слоистых монокристаллах $TlGa_{0.99}Fe_{0.01}Se_2$ / С.Н. Мустафаева, А.И. Гасанов, Э.М. Керимова [и др.] // - Баку: Изв. НАНА, серия физ.-техн. и мат. наук, - 2003, т. XXIII. №5, - с.117-119.

182. Мустафаева, С.Н., Керимова, Э.М., Джаббарлы, А.И. Проводимость по локализованным состояниям в монокристалле твердого раствора $TlGa_{0.95}Fe_{0.05}Se_2$ //- Санкт – Петербург: ФТТ, - 2005, т.47, №2, - с.208-209.

183. Мушинский, В.П., Караман, М.И. Фотоэлектрические и люминесцентные свойства халькогенидов галлия и индия // - Кишинев: Штиинца, - 1975, - 79 с.

184. Мышкин, В.Ф., Власов, В.А. Методы и средства изучения физико-химических явлений и процессов // Москва: - 2007, - 286с.

185. Мякишев, Г.Я., Синяков, А.З. Физика / Г.Я. Мякишев, А.З. Синяков - Москва: Дрофа, - 2002. - 288 с.

186. Мятиев, А.Х. Фазовые равновесия и электронно-оптические свойства систем TlA^3B^6 : / дис. доктор физ.-мат. наук) / - Москва, 2005. - 399 с.

187. Мушинский, В.П. Оптические свойства халькогенидов галлия и индия /

- В.П. Мушинский, М.И. Караман. - Кишинев: Штиинца, - 1973. - 114 с.
188. Нани, Р.Х. Оптические, фотоэлектрические свойства и энергетические спектры соединений $A^2B^3C^6_4$: / дис. докт. физ.-мат. наук) / - Баку, 1978. - 227с.
189. Несмеянов, А.Н. Давления пара химических элементов / А.Н. Несмеянов. - Москва: АН СССР, - 1961. - 396с.
190. Николайчик, В.И. Воздействие высокоэнергетического электронного облучения в колонне электронного микроскопа на фториды щелочноземельных элементов (CaF_2 , SrF_2 и BaF_2) / В.И. Николайчик, Б.П. Соболев, М.А. Запорожец [и др.] // - Москва: Кристаллография, - 2012. т.57, №2, - с. 348-356.
191. Нуруллаев, Ю.Г. К вопросу о дефектообразовании в кристаллах InSe, GaSe и $Cd_{1-x}Hg_xTe$ // - Баку: Fizika, - 1999. v.5, №1, с. 6-8.
192. Пасынков, В.В., Сорокин В.С. Материалы электронной техники / В.В. Пасынков, В.С. Сорокин. – Санкт – Петербург: СПб, -2001. - 368с.
193. Пашаев, А.М. Разработка и развитие микроэлектронных преобразователей в Азербайджане //Труды 5-й МНТК «Микроэлектронные преобразователи и приборы на их основе» (МЭПП), - Баку: - 2005. - с.3- 6.
194. Пашаев, А.М., Абушев, С.А., Тагиев, О.Б. и др. Фотоэлектрическая и люминесцентная спектроскопия локальных уровней в монокристаллах GaSe: Re/ Труды международная конференция посвящается 60-летию Института Физики НАНА, - Баку: - 2005. - с.775-779
195. Пешиков, Е.В. Радиационные эффекты в сегнетоэлектриках / Е.В. Пешиков. - Ташкент: - 2021. - 106с.
196. Плющ, О.Б., Шелег, А.У. Политипизм и фазовые переходы в кристаллах $TlInS_2$ и $TlGaSe_2$ // - Кристаллография, -2018. т.60, №5, - с.873-877.
197. Прайс, Б. Защита от ядерных излучений / Б. Прайс, К. Хортон, К.Спинкин. - Москва: ИЛ, - 1959. - с.494.
198. Рябченко, С.М., Семенов, Ю.Г. Проявление носитель-примесных обменных взаимодействий в магнитолегированных полупроводниках. В кн.: Спектроскопия кристаллов / С.М. Рябченко, Ю.Г. Семенов. - Ленинград: "Наука", - 1983. - с.206-225.

199. Рост кристаллов / ред. У.И.Гиваргизов, С.А. Грингберг - Москва: Наука, - 1990. - 255с.
200. Рзаев, С.Г. Термостимулированные токи и эффекта Френкеля-Пула в монокристаллах $TlInS_2$ / С.Г. Рзаев, А.А. Исмаилов, Т.С. Мамедов [и др.] // - Сумгаит: «Научные известия» СГУ, - 2005. №3, т.5, - с.15-21.
- 201.Сардарлы Р.М., Абдуллаев А.П., Гусейнов Г.Г., Наджафов А.И., Эюбова Н.А. Полиморфизм и фазовые переходы в TlS . //- Москва: Кристаллография, - 2000. т.45, №4, - с.606-610.
- 201.Сардарлы, Р.М. Влияние γ -облучения на проводимость кристаллов $TlInS_2$ $\langle Cr \rangle$ в переменном поле / Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, И.И. Асланов [и др.] // - Баку: Известия НАНА, - 2010. №5, - с.37-40.
- 202.Сардарлы, Р.М. Релаксорного свойства и механизм проводимости γ -облученных кристаллов $TlInS_2$ / Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, И.Ш. Садыхов [и др.] // - Санкт – Петербург: ФТТ, - 2005. т. 47, № 9, - с. 1665-1669.
- 203.Сардарлы, Р.М. Релаксорного свойства $TlInS_2$ легированного Fe / Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, И.Ш. Садыхов [и др.] // - Санкт – Петербург: ФТТ, - 2003. т.45, №6, -с.1067-1069.
- 204.Сардарлы, Р.М. Влияние катионных примесей на фазовые переходы в соединении $TlInS_2$ / Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, А.И. Наджафов [и др.] // - Санкт – Петербург: ФТТ, - 2003. т.45, № 6, -с.1085-1087.
- 205.Сардарлы, Р.М. Сегнетоэлектрические свойства интеркалированных серебром кристаллов $TlGaSe_2$ / Р.М. Сардарлы, О.А. Самедов, Г.Р. Сафарова [и др.] // - Баку: Fizika, - 2007. т. XIII, № 1-2, - s. 317-320.
206. Сардарлы, Р.М.Особенности диэлектрической релаксации и проводимости в кристаллах $TlInS_2$ облученных γ -квантами / Р.М. Сардарлы, О.А.Самедов, Р.Ш. Агаева [и др.] // - Баку: Известия БГУ, - 2013, №2, - с.119-125.
- 207.Сеидов, М.Ю. Влияние внешних воздействий на эффект термической памяти несоизмерной фазы в сегнетоэлектриках- полупроводниках $TlGaSe_2$ /

- М.Ю. Сеидов, Р.А. Сулейманов, С.С. Бабаев [и др.] // - Санкт – Петербург: ФТТ, - 2008. т.50, №1, -с. 105-108.
208. Семилетов, С.А. Физико-химические свойства полупроводников // - Москва: Кристаллография, - 1958. т.35, №3, - с.288-302.
209. Сергеев, Г.Б. Размерные эффекты в нанохимии // Российский химический журнал, - 2002, т.46, - с.22-29.
210. Сидор, О.Н. Действие тормозного гамма-нейтронного излучения на параметры индий-селеновых фотопреобразователей / О.Н. Сидор, О.А. Сидор, З.Д. Ковалюк [и др.] // - Санкт – Петербург: ФТП, - 2014. т. 48, в. 2, - с.254-258.
211. Сидор, О.Н. Характеристики фотодиодов со структурой «Собственный оксид InSe, облученных высокоэнергетическими электронами / О.Н. Сидор, О.А. Сидор, З.Д. Ковалюк [и др.] // - Одесса: Технологии и конструирование в электронной аппаратуре, - 2012. №6, - с.29-33.
212. Скрышевский, А. Ф. Структурный анализ жидкостей и аморфных тел / А. Ф. Скрышевский - Москва: Высш. шк., -1980. - 328 с.
213. Случинская, И.А. Основы материаловедения и технологии полупроводников / И.А. Случинская. - Москва: Мир, - 2002. - 376с.
214. Степанов, С.В. Лабораторный практикум по физике/ С.В. Степанов, С.А. Смирнов. - Москва: ФОРУМ, ИНФРА-М, - 2010. - 112 с.
215. Соболев, В.В. Зоны и экситоны халькогенидов галлия, индия и галлия / В.В. Соболев. - Кишинев: Штиинца, - 1982. - 271 с.
216. Соболев, В.В. Собственные энергетические уровни соединений группы АВ / В.В. Соболев. - Кишинев: Штиинца, - 1981. - 284 с.
217. Тагиев, Б.Г., Ганбарова, Х.Б. Полевая и температурная зависимости монокристаллов твердых растворов $(\text{Ga}_2\text{S}_3)_{1-x}(\text{EuO}_3)_x$ // - Баку: Journal of Qafqaz University, - 2010. №29, v. 1, - s.2-15.
218. Тагиев, О.Б. Фотоэлектрическая и люминесцентная спектроскопия локальных уровней в монокристаллах GaS:Re / З.А. Ибрагимов, У.Ф. Фараджева [и др.] // Международная конференция "Fizika-2005" 7-9 июнь, с. 775-779.

219. Тагиев, Б.Г., Пашаев А.М., Тагиев О.Б. и др. Термостимулированная спектроскопия локальных уровней в монокристаллах типа A^3B^6 , $A^3_2B^6_3$, AB_2C_4 // International Conference Power-Physical, - Баку: – 2002. № 124, - p.463- 469.
220. Тагиев, Б.Г. Электрические и фотоэлектрические свойства монокристаллов GaSe: Er, Yb./ Б.Г. Тагиев, О.Б. Тагиев, С.А. Абушов [и др.] //Fizika, Баку: - 2007. т. XIII, № 4, - с.85-88.
221. Таблицы физические величины / - Москва: Атомиздат, - 2021. - 1008 с.
222. Улимов, В.Н. Структурные радиационные дефекты в полупроводниковых приборах и интегральных системах / В.Н. Улимов. - Москва: - 2010. - 255с.
223. Ухин, Н.А. Воздействия гамма излучения на слоистую структуру кремний-ниобат лития / Н.А. Ухин, О.В. Гафуров, Р.Б. Хамрокулов [и др.] // - Москва: Радиоэлектроники, - 2021. N10, - с.1684-1719.
224. Фенько, Е.Л. Генерация ультрадисперсных частиц при облучении металлической мишени мощным электронным пучком /Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук) / Екатеринбург: - 2010. - 25 с.
225. Физико-химические свойства полупроводниковых веществ. Справочник. / Коллектив авторов, - Москва: Наука, - 1978. - 472 с.
226. Федорихин В.А., Струков Б.А., Тараскин С.А. Влияние малых доз γ -облучения на критические аномалии теплоемкостей в монокристаллах триглицин-сульфата и его дейтрированного аналога // - Волгоград: Известия Волгоградского гос. педагогического университета, - 2005. в.4, - с.1-4.
227. Фрелих, Г. Теория диэлектриков / Г. Фрелих. - Москва: ИЛ., - 1960. - 251 с.
228. Ханиман, Б. Механизмы и причины измерения формы кристаллов в процесс роста / Б. Ханиман. - Москва: ИЛ., - 2019. - 210 с..
229. Чуркин, В.М. Устойчивость равновесия. Малые колебания устойчивости движения / В.М. Чуркин. - Москва: Либроком, - 2015. - 136с.
230. Швалев, Н.А. Автоматическая стабилизация параметров распределения мощности электронного пучка с целью обеспечения качества покрытий,

- наносимых методом электроннолучевого испарения: /дис. канд. техн. Наук) / - 2005. - 167с.
- 231.Шербаченко, Л.А. Электретные процессы в неупорядоченных системах на основе жидкодисперсных сред / Л.А. Шербаченко, В.С. Борисов, Н.А. Максимова [и др.] //Журнал технической физики, - Москва: – 2009. т.79, №9, - с.129-137.
- 232.Шеферн. Химические транспортные реакции / Шеферн. - Москва: Мир, - 1964. - 72 с.
- 233.Шешин Е.П. Основы вакуумной техники / Е.П. Шешин. - Москва: МФТИ, - 2001. - 124 с.
- 234.Шелег, А.У. Диэлектрические свойства и фазовые переходы $\text{TlIn}_x\text{Se}_{2-x}$ / А.У. Шелег, В.Г. Гуртовой, В.В. Шевцова [и др.] // - Санкт-Петербург: ФТТ, - 2012. т. 54, в.3, - с.581-584.
- 235.Шелег, А.У. Влияние ионизирующего излучения на диэлектрические характеристики монокристаллов TlInS_2 TlGaSe_2 / А.У. Шелег, В.Г. Гуртовой, В.В. Шевцова [и др.] // - Санкт-Петербург: ФТТ, - 2012. т.54, в.9, - с.1754-1757.
- 236.Шелег, А.У. Влияние электронного облучения на диэлектрические характеристики монокристаллов AgGaS_2 / А.У. Шелег, В.Г.Грутовой, Н.Ф. Курилович [и др.] // - Санкт-Петербург: ФТТ, - 2019. т.61, в.10, -с.1743-1745.
- 237.Шелег, А.У. Влияние γ -облучения на диэлектрическую проницаемость и электропроводность кристаллов TlGaS_2 / А.У. Шелег, К.В. Иодковская, Н.Ф. Курилович [и др.] //- Санкт-Петербург: ФТТ, - 2003. т.45, №1, - с.68-70.
- 238.Широков, Ю.М., Юдин, Н.П. Ядерная физика / Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. - Москва: Наука, - 1972. - 672 с.
- 239.Шкловский, Б.И. Прыжковая проводимость полупроводников в сильном электрическом поле //- Санкт-Петербург: ФТП, - 1972, т. 6, №12, - с. 2335-2340.

240. Шкловский, Б.И., Эфрос, А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников / Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос - Москва: Наука, - 1979. - 351с.
241. Эмх, Ж. Алгебраические методы в статистической механике и квантовой теории поля / Ж. Эмх. - Москва: Мир, - 1976. - 424с.
242. Якушев, М.В. Структурные, оптические и электронные свойства многокомпонентных халькогенидов металлов групп I и III для тонкопленочных фотопреобразователей солнечной энергии: /дис...докт. физ.-мат. наук) / - Челябинск, -2011, -290 с.
243. Abushev, S.A. Thermoactivation and injection currents in monocrystals TIS / S.A. Abushev, A.A. Ismailov, N.D. Achmedzade [et al.] // Вест. БГУ, серия физико-математических наук, - 2009, № 1, - p. 161-165.
244. Abdulayev, G.B. Interlayer interaction and exciton spectrum of GaSe at low temperatures / G.B. Abdulayev, G.L. Belenkii, E.Yu. Salayev [et al.] // Nuovo Giminto, - 1977. v. 38B, № 2, - p.469-477.
245. Alyev, V.P. The anomalies of electric and dielectric properties of TIS in the region of phase transitions / V.P. Alyev, S.S. Babayev, Sh.G. Gasimov [et al.] // Fizika, - 2003. т. IX, № 2, - p.55-60.
246. Augelli, V. Anomalous impurity conductivity in n-GaSe and n-GaS / V. Augelli, C. Manfredotti, R. Murri [et al.] // Nuovo Cimento, - 1977, v. B38, № 2, - p. 327-336.
247. Balzarotti, A., Piacentini, M. Excitonic effect at the direct absorption edges of GaSe // Sol. States Communs, - 1972, v. 10, W 5, - p.421-425.
248. Bugaev, A.A. Insulator to Metall Phase Transition and its / A.A. Bugaev, B.P. Zaharchenia, F.A. Chudnovskiy, - Applications, Leningrad: Nauka, - 1979. - 183p.
249. Deigado, G.E. Crystal structure of the ternary semiconductor compound thallium gallium sulfide TlGaS₂ / G.E. Deigado, A.J. Mora, F.V. Perez [et al.] // Physica B Condensed matter., - 2007. v.391, - p.385-388.

250. Ehrlich, J.E. Two-photon absorption and broadband optical limiting with bis-donor stilbenes / J.E. Ehrlich, Gamal, G. A., M. İ. Azad [et al.] // Optics Letters, - 1997. v. 22, № 24, - p. 1843–1845.
251. Gamal, G. A., Azad, M. İ. Photoelectric studies of gallium monosulfide single crystal / Gamal, G. A., Azad, M. İ. // Journal of physics and chemistry of solid, - 2005. v. 66, -p. 5-10.
252. Gasanly, N.M., Ozkan H. and Mogaddam N.P. Thermally stimulated currents in layered semiconductor $Tl_4 In_3 Ga S_8$ / N.M. Gasanly, H. Ozkan and N.P. Mogaddam - Semicon. Sci. Technol., - 2006. v.21, - p.1250-1255.
253. Gurbulak B, Duman S, Ate. A. The growth of p-type $TlGaSe_2(1-x)S_{2x}$ single crystals / B. Gurbulak, S.Duman, A. Ate - Czechoslovak: Czechoslovak Journal of physics - 2004, v.54, № 8, - p.857-858.
254. Ganeev, R.A. Nonlinear Optical Properties of Materials / R.A. Ganeev - Springer series in optical sciences, - 2013, v. 174, - 244 p.
255. Gunter, P. Nonlinear optical effects and materials. Springer series in optical sciences, 2000, v. 72, - 541 p.
256. Guo, Jin. Doped GaSe for frequency conversion / Jin. Guo. - Light: Science and Applications, - 2015, v. 4, - 12 p.
257. Ghaleh, K.J. Anisotropy of photoconductivity and nonlinear effects in GaSe monocrystals at high optical excitation // Optics Communication, - 2008. v. 281, - p. 5561–5565.
258. Ghalouci, L. First principle investigation into hexagonal and cubic structures of Gallium Selenide // Computational Materials Science, - 2013, v. 67, - p. 73–82.
259. Henbel, W. High-pressure Raman study of ternary chalcogenides $TlGaSe_2$, $TlGaS_2$, $TlInS_2$ and $TlInSe_2$ / W. Henbel, H Hochheimer, C. Carlone [et al.] // Phys. Rev. B. – 1982. v. 26, № 6, - p. 3211-3222.
260. Isaaks, T. Determination of the crystal symmetry of the polymorphs of thallium indium disulfide, $TlInS_2$ // Zeitschrift für crystallographic, - 1971. v.141, № 1, - p.104-108.

261. Isaaks, T., Horkinsm, R. Crystals growth Symmetry and physical properties of tallium gallium disulfide // J. Crystal Growth, - 1975. v. 29, №1, - p.121-122.
262. Isaaks, T., Feichtnerm, J. Grow and Optical properties of TlGaSe₂ and β- TlInS₂ // Sol.St. Chem., - 1975. v.14, № 3, - p.260-263.
263. Ismailov, A.A. Effect of electron irradiation on the dc-electrical properties of p-GaS single crystals //- Вакі: Проблемы энергетики, - 2009. №3-4, - p.130-13.
264. Kenmochi, A. Terahertz wave generation from GaSe crystals and effects of crystallinity / A. Kenmochi, T. Tanabea, Y. Oyamaa [et al.] // J. Phys. Chem. Sol., - 2008. v. 69, № 2-3, - p. 605-607.
265. Klemm, W., Vogel, Z. Ga-Te (Gallium-Tellur)-Springer Anorg //Allgem. Chem., - 1934. v. 45, - p.219-222.
266. Kovalyuk, Z.D. Radiation resistance of photodiodes-based indium monoselenides under γ-irradiation / Z.D. Kovalyuk, O.A. Politanska, V.A. Tkachenko [et al.] // Journal of Nuclear Materials, - 2009. v. 385, - p.489-494.
267. Koto, A. Optical properties and photo-induced memory effect related with structural phase transition in TlGaS₂ / A Koto., M., Nishigaki, N. Mamedov [et al.] // J. Phys. Chem. Solids, - 2003. v.64, - p.1713.
268. Kuroda, N., Nichina, Y. Davydov, S. splitting of degenerate lattice modes in the layer compound GaS //- Phys. Rev., - 1979. v.19B, №2, - p.1312.
269. Millisk A.J., Kris J.J. Photoconductivity of GaS, GaSe and GaTe single crystals //- Phys. Solidi (a), - 1969, v. 31, № 1, - p. 9-14.
270. Micocci G., Rizzo A., Tepore A., Zuanni F. Isothermal currents in InSe, GaSe and GaS single crystals" // - Phys. Stat. Sol. (a), - 1983. v. 80, - p. 263-267.
271. Mustafaeva, S.N., Asadov, M.M., Ismailov, A.A. On the temperature dependence of the dc conductivity in TlS monocrystal // Abstracts of XIII Intern. Material Research Congress Symp. № 06 Materials Characterization. Cancun, - Mexico: - 17-21 august - 2008, - S6-P9.
272. Mustafaeva S.N., Ismailov A.A. Activationless hoppings in TlS single crystal // 2nd International symposium on the manipulation of advanced smart materials. Osaka sangyo university- the 80th anniversary, Osaka: may, 2008, - p. 51.

273. Mustafaeva, S.N., Ismailov A.A. Effect of gamma irradiation on the ac-dielectric properties of GaSe single crystals // Book of Abstracts of the 5th Eurasian Conference “Nuclear Science and its Application”, - Ankara, 14–17 October, - 2008, - p.180-181.
274. Müller, D., Hanh ,H. Zur structure des TlGaSe₂ // Z. Anorg. All. Chem., - 1978. v. 38, - p.258-272.
275. Müller, D., Poltman, F., Hanh, H. Zur structure ternare chalkogenide des talliums mit aliminium, gallium und indium // Z. Naturforsch 29b, H.1/2, - 1974. - s.117-118.
276. Nakamura K, Kashida S. X-Ray study of the room temperature strukturein monoklin TlS / Tokio: Journal of the Phys.Soc. Japn., - 1993, v.62, N9,- p.3135-3141.
277. Oueslati, H., Ben Rabeh M., Kanzari M. Effect of thermal annealing on the structural and optical properties of Cu₂FeSnS₄ thin films grown by vacuum evaporation method // Applied Physics A., - 2018. - 124(2).
278. Pollak, M. Frequency dependence of conductivity in amorphous solids // Phil.Mag. - 1971. v.23, - p.519-542.
279. Range, K., Engert, G., Müller, W., Weiss A. Hochdruck synthese und kristall strukturen von TlInS₂-II und TlInS₂-III/ K. Range, G. Engert, W. Müller [et al.] // Z. Naturforsch, 29b, H.3/4 - 1974. - s.181-185.
280. Range K., Mahlberg K., Oberland S. Hochdruck synthese von TlAlSe₂ und TlGaSe₂ with TlSe type structure // Z.Naturforsch, 32b, H.11, - 1977. - s.1354-1355.
281. Said A.A., Wei T., Hagan D.J., Van Stryland E.W. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam // IEEE Journal of Quantum Electronics, - 1990. v. 26, № 4, - p. 760–769.
282. Sproken, R. Inverse-photoemission spectroscopy of GaSe and InSe // Phys. Rev. B. – 1994. v. 49, № 16, - p.11093–11099.
283. Stryland E.W., Skeik-Bahae M. Measurements of Optical Nonlinearities // Characterization Techniques and Tabulations for Organic Nonlinear Materials. Marcel Dekker, Inc., - 1998. - p. 655–692.

284. Simmons, J.G., Taylor, G.W., Tam, M.C. Thermally stimulated currents in semiconductors insulators hiking trap distributions // *Phys. Rev. B*, - 1973. v.7, - p. 3714-3719.
285. Shabaev, A. Dark and Photo-Conductivity in ordered Array of Nanocrystals/ A. Shabaev, L. Alexander, A. Efresan [et al.] // *Nano letters*, - 2013. v.13, N11, - p. 5454-5461.
286. Salaev, E.Yu. Switching phenomenon in single crystals of $A^{III}B^{VI}$, $A_2^{III}B_3^{VI}$ and $A^{II}B_2^{III}C_4^{VI}$ type compounds / E.Yu. Salaev, B.G. Tagiev, M.A. Rzaev [et al.] / // *Physica status solidi (a)*, - 1973. p. 16-17.
287. Saker, G. Memory switching of $ZnGa_2Te_4$ thin films / G. Saker, S. Fouad, I.S. Yahia [et al.] // *Journal of Materials Science*, - 2013. 48(3), - p.1134-1140.
288. Zheng, F. Thermodynamic optimization of the Ga–Se system / F. Zheng, J.Y. Shen, Y.Q. Liu [et al.] // *CHALPHAD*, - 2008. v.32, - p.432-438.

İxtisarlara siyahısı

DTA-diferensial-termiki analiz
NTR-73 termoqrafik analizi aparmaq üçün cihaz
VDTA-8 yüksək temperaturda termoqrafik analizi aparmaq üçün cihaz
RFA-rentgenfaza analizi
MSA-mikrostruktur analizi
TMD- tələlərin maksimal dolması
VAX-voltamper xarakteristikası
FYMC – fəza yükləri ilə məhdudlaşmış cərəyan
YM-yapışma mərkəzi
TAC-termoaktivləşmiş cərəyan
TSC –termostimullaşmış cərəyan
TSD-termostimullaşmış depolyarizasiya
TSK- termostimullaşmış keçiricilik
TSP- termostimullaşmış polyarizasiya
TSCK- termostimullaşmış cərəyanın keçiriciliyi
TSL- termostimullaşmış lyüminessensiya
CD –cərəyan daşıyıcısı
DM –diferensial müqavimət
RD- radiasiya defektləri
İQ-infraqırmızı
SE-seqnetoelektrik
RUÖC-rəqəmli universal ölçü cihazı
BTEKRQ-bilavasitə təsir edən kimyəvi radiasiya qurğusu
XES-xətti elektron sürətləndiricisi
LS-lokal səviyyə
RP-rekombinasiya prosesi
MDM-mənfi diferensial müqavimət
FK- faza keçidi
SFK-struktur faza keçidi

İC-injeksiya cərəyanı

MÜ-müqayisəli üsul

SK-siçrayışli keçiricilik

MK-monoklin

OR-ortorombik

H-heksaqonal

EMS-elektromaqnit sahəsi

EŞƏ- elektron-şüa əriməsi

EŞB -elektron-şüa buxarlanması

YM-yapışma mərkəzi

PMT-3 metalların, şüşənin, keramikanın, mineralların və s.. mikrobərkliyini ölçən mikroskopdan ibarətdir.

EMS-elektromaqnit sahəsi

VRT-3 - yüksək tezlikli temperatur tənzimləyicisi

DRI 400-5- metalhalogen boşalma lampası

FSQ-fəza struktur qrupu

NF- nisbətətsiz faza

Şerti işarələr

e – elektronun yükü

e_0 – adi loqorifmanın əsası

κ – Bolsman sabiti

E_g – qadağan olunmuş zolağın eni

E_t – ionlaşmış mərkəzlərin yerləşmə dərinliyinə uyğun olan enerji

ε – dielektrik nüfuzluğu

ε' – dielektrik nüfuzluğunun həqiqi hissəsi

ε'' – dielektrik nüfuzluğunun xəyalı hissəsi

ε_0 – vakuumin dielektrik nüfuzluğu

μ_d – dreyf yürüklüyü

σ – elektrikkeçiriciliyi

ρ – xüsusi müqavimət

α – termo-e.h.q.

N_t – yapışma mərkəzinin konsentrasiyası

λ – elektronun sərbəst qaçışının uzunluğu

L – anodla katod arasında məsafə

E_c – keçirici zonanın dibinə uyğun olan enerji

E_v – valent zonasının tavanına uyğun olan enerji

V_{1-2} – omik sahədən kvadratik sahəyə keçid gərginliyi

F – vahid sahəyə düşən gərginlik

b – qızma sürəti

v_p – dəşiklərin istilik sürəti

T – temperatur

U – gərginlik

E – enerji

I – cərəyanın gücü

θ – zəbt olunma faktoru

Q – yükün maksimal sıxlığı

N_t – „təhlələrdəki” yükdaşıyıcıların konsentrasiyası

$\text{tg}\delta$ – dielektrik itgi bucağının tangensi
 E_d – donor səviyyənin enerjisi
 E_a – akseptor səviyyənin enerjisi
 τ_d – zaman sabiti
 v_f – fonon tezliyi
 T_M – termostimullaşdırılmış cərəyanın (TSC) maksimumundakı temperatur
 a – lokallaşma radiusu
 $N_{r.d.}$ – radiasiya defektlərinin qatılığı
 E_{t1} – I-ci “tələ” səviyyəsindəki aktivləşmə enerjisi
 E_{t2} – II-ci “tələ” səviyyəsindəki aktivləşmə enerjisi
 T_{M1} – I “tələ” səviyyəsindəki TSC maksimumuna uyğun olan temperatur
 T_{M2} – II “tələ” səviyyəsindəki TSC maksimumuna uyğun olan temperatur
 T_o – nümunənin qızmağa başladığı temperatur
 R_y – yük müqaviməti
 e^- – elektron seli ilə şüalanma
 P_t – dəşiklərin konsentrasiyası
 L – kristalın qalınlığı
 τ – sıçrayışların orta zamanı
 R_{or} – sıçrayışların orta məsafəsi
 f – tezlik
 N_F – Fermi səviyyəsi yaxınlığındakı halın sıxlığı
 B – termo-e.h.q-nin temperatur əmsalı
 P – valent zonadakı dəşiklərin qatılığı
 N_V – valent zonasındakı halların effektiv sıxlığı
 D_γ – γ -şüalanma dozası
 YM – yapışma mərkəzi
 V_{td} – “tələnin” tam dolmasına uyğun gərginlik
 V_x – omikdən kvadratik sahəyə keçid gərginliyi

P – hidrostatik təzyiq

R_H – Holl əmsalı

μ_H – Holl yürüklüyü

V_x – Omikdən kvadratik sahəyə keçid gərginliyi

Φ_{el} – elektron selinin dozası

ΔW – energetik səpilmə

σ_{ac} -dəyişən elektrik sahəsində elektrikkeçiriciliyi

σ_{dc} -sabit elektrik sahəsində elektrikkeçiriciliyi