

**A.H. KAZIMZADƏ, V.M. SALMANOV,
A.A. SALMANOVA, L. H. HƏSƏNOVA**

YARIMKEÇİRİCİ OPTO VƏ FOTOELEKTRONİKA

Ali məktəblər üçün dərs vəsaiti

**Azərbaycan Respublikası Təhsil
Nazirinin 03.05.2012-ci il tarixli 731
saylı əmri ilə təsdiq edilmişdir.**

BAKİ – 2013

Müəlliflər:

621.3
* 431

Aydın Həsən oğlu Kazımcadə,
fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor
Vaqif Müseyib oğlu Salmanov,
fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor
Adilə Əbdülməcidi qızı Salmanova,
fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor
Lyudmila Həmid qızı Həsənova,
fizika-riyaziyyat elmləri namizədi, dosent

Rəyçilər:

M.İ. Əliyev, AMEA-nın akademiki,
fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor
B.H. Tağıyev, AMEA-nın müxbir üzvü,
fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor

Elmi redaktor: T.H. Kərimova

fizika-riyaziyyat elmləri doktoru, professor

Yarımkeçirici opto və fotoelektronika. Ali məktəblər üçün dərs vəsaiti, Bakı: "Bakı Universiteti" nəşriyyatı, 2013, 256 səh.

Kitab ali məktəblərdə fizika, yarımkeçiricilər fizikası, lazerlər, qeyri-xətti optika, kvant elektronikasını istiqamətlərində bakalavr pilləsində təhsil alan tələbələr üçün nəzərdə tutulmuşdur. Uyğun ixtisaslar üzrə maqistrlər, doktorantlar, elmi işçi və müəllimlər də ondan istifadə edə bilərlər.

K $\frac{2302030500}{M-658(07)}$ - 002 - 2013

Bakı Dövlət Universiteti
ELMI KİTAPXANA

© "Bakı Universiteti" nəşriyyatı, 2013

MÜNDƏRİCAT

	səh.
ÖN SÖZ	7
I FƏSİL. OPTİK ƏMSALLAR	13
1.1. Yarımkəçiricilərin zona quruluşu	13
1.2. Sındırma əmsalı	19
1.3. Udma əmsalı	22
1.4. Qayıtma əmsalı	23
1.5. Buraxma əmsalı	24
1.6. Kramers –Kroniçq münasibəti	27
II FƏSİL. XƏTTİ OPTİK HADİSƏLƏR	30
2.1. Məxsusi udma	30
2.1.1. İcazə verilmiş düz keçidlər	31
2.1.2. Qadağan olunmuş düz keçidlər.....	33
2.1.3. Çəp optik keçidlər.....	34
2.2. Eksiton udulma	38
2.2.1. Sərbəst eksiton.....	38
2.2.2. Bağlı eksiton.....	48
2.3. Aşqar udulma	49
2.4. Sərbəst yükdaşıyıcılarla udulma	52
2.5. Zonadaxili keçidlər	53
2.6. Qəfəs udulması	54
2.7. “İsti elektronlar” vasitəsilə optik udma.....	55
III FƏSİL. XARİCİ AMİLLƏRİN UDMA PROSESİNƏ TƏSİRİ	59
3.1. Təzyiqin udma kənarına təsiri.....	59
3.2. Temperaturun udma kənarına təsiri	61
3.3. Elektrik sahəsinin udma kənarına təsiri	63
3.3.1. Ştark effekti	63
3.3.2. Frans-Keldiş effekti	64
3.4. Maqnit sahəsinin udma kənarına təsiri.....	65
3.4.1. Landau parçalanması	65
3.4.2. Zeeman effekti.....	67
3.5. Güclü aşqarlanmanın udma kənarına təsiri.....	68

IV FƏSİL. QEYRİ-XƏTTİ OPTİK HADİSƏLƏR	70
4.1. Qeyri-xətti polyarlaşma	70
4.2. İkinci və üçüncü harmonikaların generasiyası.....	72
4.3. Parametrik işıq generatoru	75
4.4. Zonaların qeyri-xətti dolması.....	77
4.5. Çoxfotonlu udma hadisəsi.....	80
4.6. Optik bistabillik hadisəsi.....	83
4.7. Qeyri-xətti optik hadisələrin tətbiq sahələri.....	88
V FƏSİL. YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ LÜMINESSENSİYA HADİSƏSİ.....	91
5.1. Van Rusbreq-Şokli münasibəti	92
5.2. Şüalanmanın effektivliyi.....	96
5.3. Konfiqurasiya diaqramı	97
5.4. Fundamental keçidlərdə şüalanma hadisəsi	98
5.5. Aşqar keçidlərində şüalanma rekombinasiyası	102
VI FƏSİL. OPTİK MODULYATORLAR	105
6.1. Işığın qoşaşüasınınması	105
6.2. Kvadratik elektrooptik effekt (Kerr effekti).....	108
6.3. Maqnitooptik effektlər	109
6.3.1. Zeyeman effekti.....	110
6.3.2. Kotton –Muton effekti.....	111
6.4. Akustooptik effektlər və akustooptik modulyatorlar.	112
VII FƏSİL. YARIMKEÇİRİCİ İŞIQ MƏNBƏLƏRİ.....	113
7.1. İstilik və lüminessent işıq mənbələri.....	113
7.2. Optik kvant generatorları (lazerlər).....	117
7.2.1. Mənfi udulma	117
7.2.2. Səviyələrin invers məskunlaşması.....	120
7.2.3. Üçsəviyyəli sistem vasitəsilə işığın gücləndirilməsi	121
7.2.4. Bərk cisim lazerləri.....	123
7.2.5. Yarımkeçirici lazerlər	125
7.2.6. Lazer şüalanmasının xassələri	131
VIII FƏSİL. FOTOKEÇİRİCİLİYİN FENOMENOLOJİ TƏSVİRİ.....	135
8.1. Tarazlıqda olan və olmayan yükdaşıyıcılar. Tarazlıqda olmayan keçiricilik.....	135

8.2. Tarazlıqlı keçiriciliyin bəzi xarakteristikaları	139
8.3. Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların enerjiyə görə paylanması	142
8.4. Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların yaşama müddəti	143
8.5. Tarazlıqda olmayan keçiriciliyin relaksasiyası	145
8.6. Yaşama müddətinin ani qiyməti	148

IX FƏSİL. STASİONAR FOTOKEÇİRİCİLİYİN ÖLÇMƏ

ÜSULLARI	151
9.1. Sabit və modullaşmış işıqla ölçmə üsulları	151
9.1.1. Fotokeçiriciliyin təcrübi hesablanması	152
9.1.2. Sabit sahə rejimi	154
9.1.3. Sabit cərəyan rejimi	154
9.1.4. Maksimal həssaslıq rejimi	155
9.2. Fotokeçiriciliyi ölçmək üçün nümunələrin hazırlanması	156
9.3. Kontaktların fotokeçiriciliyə təsiri	157

X FƏSİL. YÜKDAŞIYICILARIN REKOMBİNASİYASI..... 160

10.1. Rekombinasiya prosesi. Rekombinasiya proseslərinə enerjinin və impulsun saxlanma qanunları ilə qoyulan məhdudiyyətlər	160
10.2. Yapışma mərkəzləri və rekombinasiya mərkəzləri	161
10.3. Demarkasiya səviyyələri	163
10.4. Bir tip mərkəzlərdən rekombinasiya	165
10.4.1. Tutma mərkəzlərinin kiçik konsentrasiyalarında τ yaşama müddətinin hesablanması	169
10.4.2. Bir neçə tip mərkəz halında rekombinasiya	175
10.5. Oje rekombinasiyası	177
10.6. Yapışma mərkəzlərinin fotokeçiriciliyə təsiri	180

XI FƏSİL. KOMBİNƏ OLUNMUŞ FOTOELEKTRİK

HADİSƏLƏRİ	183
11.1. Aşqar fotokeçiriciliyi və onun əsas xüsusiyyətləri	183
11.2. İnduksiyalanmış aşqar fotokeçiricilik	185
11.3. Aşqar mərkəzlərin optik yenidən yüklənməsi və aşqar fotokeçiriciliyin kinetikasi	189
11.4. Termostimullaşmış cərəyan	191
11.5. Lokal səviyyələrin uzundalğalı zond üsulu ilə təyini	201

11.6. Fotokeçiriciliyin termik və optik sönməsi	203
11.7. Mənfi fotokeçiricilik və onun yaranma mexanizmləri	205
11.8. Anomal fotokeçiricilik və onun əsas xüsusiyyətləri	207

XII FƏSİL. QEYRİ-BİRCİNS SİSTEMLƏRDƏ

FOTOELEKTRİK HADISƏLƏRİ.....	216
12.1. Qeyri-bircins yarımqeçirici. Elektron-deşik keçidi.....	216
12.2. Elektron-deşik keçidinin volt-ampere xarakteristikası.....	223
12.3. Fotodiod və onun əsas xarakteristikaları.....	224
12.4. Fototranzistorlar.....	228
12.5. Yarımqeçirici işıq çeviriciləri	231
12.6. Optronlar.....	234
12.6.1. Optron texnikasının fiziki əsasları.....	234
12.6.2. Diod optronunda enerji çevrilməsi	235
12.7. Optik holoqrafiya.....	240
12.8. Yarımqeçirici nanotexnologiya.....	243
12.8.1. Kvant mexanikası və nanotexnologiya.....	243
12.8.2. Yarımqeçirici kvant strukturları	245
12.8.3. Kvant çökəkliyində lazer.....	247
12.9. Optik parametrlərin ölçmə üsulları	248
12.9.1. Sındırma əmsalının ölçülməsi	249
12.9.2. Plazma rezonansının tədqiqi.....	250
12.9.3. İkişüallı lazer üsulu	251
12.9.4. Qeyri-xətti interferometr metodu	253
12.9.5. Şüa distorsiyası.....	254
ƏDƏBİYYAT	255

ÖN SÖZ

Başa vurduğumuz XX əsr atom və kosmos əsri adlandırılır. Belə ki, keçmiş yüzilliyin ən parlaq nailiyyətləri elm və texnikanın məhz bu istiqamətlərinin inkişafı ilə bağlı olmuşdur. Ancaq keçən əsrin sonuna yaxın fizika sahəsində yeni bir elmi istiqamət meydana gəldi, onun nailiyyətləri nəinki elm və texnika sahəsində geniş istifadə olunmağa başladı, həm də bizim həyat tərzimizə mədəni sima verdi, onu daha da zəngin etdi. Bu yeni elm sahəsi yarımkeçiricilər fizikası idi. Bu elm sahəsinin nailiyyətləri həqiqətən də olduqca böyükdür. Qısa da olsa yarımkeçiricilərin əsas nailiyyətlərini sadalayaq:

Texnikada - güclü cərəyan düzləndiriciləri, gərginlik stabilizatorları, kosmik stansiyalar üçün Günəş batareyaları, peyk rabitəsi, temperaturu, təzyiqi, radioaktivliyi, maqnit sahəsinin gərginliyini və atom elektrik stansiyalarının (AES), sürətləndiricilərin parametrlərini ölçən cihazlar, bir sıra elektrooptik və düzləndirici cihazlar və s.

Fizikada - miniatür ölçülərdə milyonlarla tranzistor və tiristorlardan ibarət inteqral sxemlər, fotodiodlar, fotoelementlər, yarımkeçirici lazerlər, Peltze soyuducuları, elementar zərrəciklər detektoru, pyezodatçıklar, termistorlar, maqnitorezistorlar. Nəhayət, məişətdə - hamıya yaxşı məlum olan radio və televizor cihazlarında artıq çoxdan elektron lampalarını əvəz edən yarımkeçirici elementlər, lazer printerləri ilə işləyən kompüterlər, mobil telefonlar, kabel televiziya, kompakt disklər, hasablama maşınları və s.

1950-ci ilin əvvəllərində tranzistorların meydana gəlməsi yarımkeçiricilərin elektron xassələrinin geniş tətbiqinə səbəb oldu. 1956-cı ildə D.Bardin, U.Bratteyn, U.Şokli tranzistorların kəşfinə görə Nöbel mükafatına layiq görüldülər. O dövrlərdə, yarımkeçiricilərin optik xassələri bir o qədər də intensiv öyrənilməmişdi. Buna səbəb onların optik xassələrinin elektron xassələri kimi ekvivalent tətbiq oluna bilməməsi idi. İstisna hal kimi 60-cı illərin əvvəllərində yarımkeçirici lazerlərin yaradılmasını göstərmək olar. Yarımkeçirici lazerlər onların optik və elektrik xassələrinin sıx bağlı olduğunu nümayiş etdirdi. Ya-

rımkeçiricilərin optik və elektrik xassələrinin əlaqəsinə aid bərk cisim işıq detektorlarını, elektrooptik və düzləndirici cihazları göstərmək olar.

Yarımkeçiricilərin tədqiqində fotoelektrik hadisələrinin öyrənilməsi mühüm yer tutur. Bu ilk növbədə yarımkeçiricilər əsasında müasir cihazların hazırlanması ilə əlaqədardır. Yarımkeçiricilərdə tarazlıqda olmayan elektron proseslərinin və optik hadisələrin birlikdə tədqiqi optoelektronikanın fiziki əsasını təşkil edən amillərdən biridir.

Oxyculara təqdim olunan bu tədris vəsaiti “Yarımkeçirici Opto və Fotoelektronika” adlanır. Əsas diqqət aşağıda şərh olunan sahələrə yönəlmişdir:

Yarımkeçiricilərin təsnifatı. Yarımkeçiricilərin zona quruluşu, onların digər bərk cisimlərdən (metal, yarımmetal, dielektrik) fərqi. Yarımkeçiricilərin elektrik keçiriciliyi. Əsas yarımkeçirici maddələr.

Əsas optik əmsallar. Elektromaqnit dalğalarının keçirici mühitdə yayılması. Maksvell tənlikləri. Optik əmsallar. Sındırma əmsalı və onun dielektrik sabiti və xüsusi elektrik keçiriciliyi ilə əlaqəsi. Udma əmsalı. Qayıtma əmsalı. Buraxma əmsalı və onun udma əmsalı ilə əlaqəsi. Optik sabitlərin tərfi və fiziki mənası. Optik sabitlər arasında əlaqə və onlar əsasında yarımkeçirici maddələrin şəffaf və ya uducu mühit olmasının izahı. Kramers-Kroniq münasibəti.

Xətti optik hadisələr. Yarımkeçiricilərdə işığın udma mexanizmləri. Məxsusi udma. Düz və çəp keçidlər. Onlarda enerji və impulsun saxlanma qanunlarının ödənilməsi. İcazə verilmiş və qadağan olunmuş keçidlərdə optik udma. Çəp keçidlərdə fononların rolu. Məxsusi udma vasitəsilə kristalın qadağan olunmuş zolağının eninin təyini. Aşqar udulma. Donor və akseptor aşqarları. Aşqar atomlarının ionlaşma enerjisi və effektiv Bor radiusu. Neytral və ionlaşmış aşqar mərkəzlərdən udma. Aşqar udulmanın əsas xüsusiyyətləri: udma əmsalının aşqarların konsentrasiyasından və temperaturdan asılılığı. Aşqar udulmanın məxsusi udmaya nəzərən vəziyyəti. İşığın sərbəst yükdaşıyıcılar tərəfindən udulması. Sərbəst yükdaşıyıcılardan udulmanın işığın dalğa uzunluğundan asılılığı. Drude

qanunu. Zonadaxili keçidlər. Ge kristalının valent zonasındakı yüngül və ağır deşik zonaları və spin-orbital parçalanma nəticəsində ayrılmış zonalar arasında optik keçidlər. Qəfəs udulması və onun spektrin uzaq infraqırmızı oblastında yerləşməsi. Çoxfononlu udma. Qəfəs udulması prosesində optik və akustik fononların rolu. “İsti elektronlar” vasitəsilə optik udma. Foton-elektron-fonon qarşılıqlı təsiri. Eksitonlar. Eksiton udma. Frenkel və Vanye-Mott eksitonları. Eksitonların əlaqə enerjisi və Bor radiusu. Sərbəst və bağlı eksitonlar. Eksiton udma mexanizmləri və tədqiqat üsulları. Urbax qaydası.

Xarici amillərin udma prosesinə təsiri. Udma kənarının təzyiqdən asılılığı. Hidrostatik təzyiğin atomlararası məsafəyə təsiri. Qadağan olunmuş zolağın eninin təzyiqdən asılılığı. Hidrostatik təzyiğin təsiri altında düz keçidə malik yarımkeçiricinin çəp keçidə malik yarımkeçiriciyə çevrilməsi. Hidrostatik təzyiğin sərbəst eksitonların əlaqə enerjisinə təsiri. Hidrostatik təzyiğin aşqarların ionlaşma enerjisinə təsiri. Qadağan olunmuş zolağın eninin təzyiqdən asılılığının valent və keçirici zonalarda yükdaşıyıcıların konsentrasiyasına təsiri. Bir ox istiqamətindəki gərginliyin hal sıxlığının paylanmasına təsiri. Kristalın müəyyən kristalloqrafik oxlar istiqamətində sıxılması və dartılması.

Udma kənarının temperaturdan asılılığı. Temperaturun kristallik qəfəsin genişlənməsinə və atomların tarazlıq vəziyyəti ətrafında rəqslərinin güclənməsinə təsiri. Temperaturun aşqar səviyyələrinin vəziyyətinə təsiri. Debay temperaturundan aşağı və yuxarı temperaturlarda qadağan olunmuş zolağın eninin temperaturdan asılılığı. Qadağan olunmuş zolağın eninin temperaturdan asılılığının valent və keçirici zonalarda yükdaşıyıcıların konsentrasiyasına təsiri. Eksitonların termik ionizasiyası.

Elektrik sahəsinin udma kənarına təsiri. Stark effekti. Frans-Keldiş effekti. Elektrik sahəsinin təsirlə enerji zonalarının (valent və keçirici) meyl etməsi. Elektrik sahəsinin elektronların tunnəlaşma ehtimalına təsiri. Xarici elektrik sahəsində enerjisi yarımkeçiricilərin qadağan olunmuş zolağın enindən kiçik olan işıq kvantlarının udulma mexanizmi. Elektrik sahəsində udma kənarının kiçik enerji oblastına sürüşməsinin elektrik sahəsinin qiymətindən asılılığı. Udma əmsalının elektrik sa-

həsinin qiymətindən asılılığı.

Maqnit sahəsinin udma kənarına təsiri. Landay parçalanması. Zeeman effekti. Güclü aşqarlanmanın udma kənarına təsiri. Fundamental udma kənarının böyük enerji oblastına sürüşməsi. Burşteyn-Moss effekti.

Qeyri-xətti optik hadisələr. Xətti və qeyri-xətti optika. Qeyri-xətti optik hadisələr. Qeyri-xətti polyarlaşma. Optik düzləndirmə. İkinci harmonikanın generasiyası. Üçüncü harmonikanın generasiyası. Çoxfotonlu udma hadisəsi. Virtual keçidlər. Faza sinxronizmi. Koherent uzunluq. Işığın parametrik çevrilməsi. Zonaların qeyri-xətti dolması. Eksitonlarla bağlı qeyri-xətti optik hadisələr. Optik bistabillik hadisəsi. Qeyri-xətti optik hadisələrin tətbiq sahələri.

Optik modulyatorlar. Dalğaların modulyasiyası. Optik modulyasiya. Işığın qoşaşüasınması. Süni qoşaşüasınma. Optik modulyatorların əsas parametrləri. Elektrooptik effektlər. Işığın elektrooptik modulyasiyası. Pokkels effekti. Kerr effekti: Maqnitooptik effektlər. Zeyeman effekti. Maqnit udulma, Faradey və Kotton-Muton effektləri. Akustooptik effektlər. Akustooptik modulyatorlar.

Yarımkeçirici işıq mənbələri. İstilik və lüminessent işıq mənbələri və onların əsas xarakteristikaları (şüalanmanın spektral tərkibi, işıq törətmə). Şüalandıran yarımkeçirici cihazlar. Işıqlanan diodlar. Elektrolüminessent şüalandırıcılar. Homokeçidli (p-n keçid) və heterokeçidli işıqlanan diodlar. Fotovoltaik effekt. Heterokeçidlərin energetik quruluşu və əsas optik xassələri. Işıqlanan diodların əsas parametrləri və xarakteristikaları (şüalanma parlaqlığı, intensivlik xarakteristikası, işçi gərginliyi, spektral xarakteristikası, volt-amper xarakteristikası, ətalətlilik, faydalı iş əmsalı, xidmət müddəti, etibarlılıq). Antistoks lüminoforlu işıqlanan diodlar. Stoks və antistoks şüalanma qanunları. Elektrolüminoforlar. Elektrolüminoforlarda işlənən maddələr. Onların əsas parametrləri (effektiv parlaqlıq, səmərəlik, xidmət müddəti). Yarımkeçirici injeksiya lazerləri və onların işləmə prinsipi. Yarımkeçirici lazerlərin digər lazerlərdən fərqi: diskret enerji səviyyələrinin icazəli enerji zolaqları ilə əvəz olunması, böyük faydalı iş əmsalına malik olması (~90%), re-

zonatorun uzunluğunun mikron tərtibində olması, kiçik ətalətə ($\sim 10^{-9}$ san.) malik olması, geniş dalğa uzunluğu intervalında ($0,3 \leq \lambda \leq 45$ mkm) lazer şüalarını vermək qabiliyyətinə malik olması, injeksiya həyəcanlaşma mexanizminin olması (1-3V gərginliklərdə işləmək qabiliyyəti), uzun müddət davamlı olması. Yarımkeçirici lazerlərin tətbiq sahələri: telekommunikasiya, holoqrafiya, lazer printerləri, kompakt disklər, lazer hədəf göstəriciləri, yarımkeçirici lazerlər vasitəsi ilə digər lazerlərin həyəcanlandırılması və s.

Fotokeçiricilik. Fotokeçiriciliyin fenomenoloji təsviri. Tarazlıqda olan və olmayan yükdaşıyıcılar. Tarazlıqda olmayan keçiricilik. Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının işıqlanma intensivliyindən və zamandan asılılıq düsturu və onun qrafiki təsviri. Stasionar fotokeçiricilik və onun ifadəsi. Tarazlıqda olan və olmayan yükdaşıyıcıların enerjiyə görə paylanması. Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların yaşama müddəti. Tarazlıqda olmayan keçiriciliyin relaksasiyası. Xətti və kvadratik rekombinasiya. Işıqlanma halında və işıqlanma kəsildikdən sonra tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının işıqlanma intensivliyindən və zamandan asılılığı və onun qrafiki təsviri.

Stasionar fotokeçiriciliyin ölçülmə üsulları. Sabit işığın təsirlə fotokeçiriciliyin ölçülmə üsulları. İşığın modulyasiyası. Modulyasiya olunmuş işığın təsirlə fotokeçiriciliyin ölçülmə üsulları, onların mahiyyəti və təcrübi qurğunun təsviri. Təcrübi nəticələrdən fotokeçiriciliyin hesablanması. Sabit sahə rejimi. Maksimal həssaslıq rejimi. Kiçik nisbi fotokeçiricilik halı. Həssaslıq hədudu haqqında anlayış. Fotokeçiriciliyin nümunənin ölçülərindən asılılığı. Nümunənin optimal ölçüləri. Ölçmə zamanı kontaktların təsirinin aradan qaldırılması. Fotokeçiriciliyin zond üsulu ilə ölçülməsi. Yaşama müddətinin fotokeçiriciliyin kinetikasından hesablanması.

Yükdaşıyıcıların rekombinasiyası. Rekombinasiya prosesi. Rekombinasiya proseslərinə enerjinin və impulsun saxlanması qanunları ilə qoyulan məhdudiyətlər. Rekombinasiya və tutma mərkəzləri. Demarkasiya səviyyəsi. Bir tip mərkəzlərdən rekombinasiya. İki tip mərkəzlərdən rekombinasiya. Yaşama

müddətinin rekombinasiya mərkəzlərinin konsentrasiyasından və işıqlanma intensivliyindən asılılığı. Tutma mərkəzləri və onların fotokeçiriciliyə təsiri. Tutma mərkəzləri olan halda fotokeçiricilik.

Kombinə olunmuş fotoelektrik hadisələri. Aşqar fotokeçiriciliyi və onun əsas xüsusiyyətləri. İnduksiyanmış aşqar fotokeçiriciliyi. Aşqar mərkəzlərinin optik yenidən yüklənməsi və aşqar fotokeçiriciliyinin kinetikasi. Termostimullaşmış cərəyan. Termostimullaşmış cərəyanın ölçülməsi və lokal səviyyələrin parametrlərinin təyini üsulları. Məxsusi fotokeçiriciliyinin termik və uzundalğalı optik şüalanma ilə sönməsi. Mənfi fotokeçiricilik və onun yaranma mexanizmləri. Anomal fotokeçiricilik və onun əsas xüsusiyyətləri. Anomal fotokeçiriciliyin yaranma mexanizmi. Qalıq fotokeçiricilik.

Qeyri-bircins sistemlərdə fotoelektrik hadisələri. Qeyri-bircins sistemlər. Qeyri-bircinsliliyin növləri və yaranma mexanizmləri. Qeyri-bircins sistemlərin fotoelektrik xassələrinin əsas xüsusiyyətləri. Süni yaradılmış qeyri-bircins sistemlərdə fotoelektrik hərəkət qüvvəsi. Fotodiod və onun əsas tənliyi. Yarımkeçirici fotoelementin dövrəyə qoşulma sxemləri: qısa qapanma və ventillər rejimləri. Fotodiodun volt-ampere, lüks ampere və spektral xarakteristikaları və onların əsas xüsusiyyətləri. Fototranzistorlar və onların iş prinsipinin izahı. Yarımkeçirici işıq çeviriciləri.

Optronlar. Optronlar və onların iş prinsipinin əsasları. Optronların üstün cəhətləri və çatışmazlıqları. Optronların növləri. Düz və tərs əlaqəli optronlar. Optron cütləri. Optronların əsas xarakteristikaları və parametrləri. Elektrooptik əlaqəli optronlar. Optoelektron sxemlər və qurğular. Elektrik və optik signal çeviriciləri.

Optik yaddaş elementləri. İnformasiyanın optik yazılması və bərpası prinsipləri və mexanizmləri. Holoqrafiya haqqında anlayış. İnformasiyanın holoqrafiya üsulu ilə yazılması və oxunması. Rəqəmli və impulsu optoelektron qurğuları. İntegral optika elementləri.

I FƏSİL

OPTİK ƏMSALLAR

1.1. Yarımkəçiricilərin zona quruluşu

Yarımkəçiricilərin əsas optik əmsallarını şərh etməzdən əvvəl, onların zona quruluşu haqqında qısa məlumat verək.

Keçirici və izolyatorların (dielektriklərin) necə maddələr olduğu çoxdan məlumdur. Keçiricilər böyük elektrik keçiriciliyinə, yəni istənilən temperaturda kiçik müqavimətə malikdir. Bura bərk və maye (civə) halında olan metallar, elektrolitlər, plazma və s. daxildir. Dielektriklər isə cərəyan keçirmirlər, çox böyük omik müqavimətə malikdir. Onlara bəzi bərk cisimlər (metal olmayan), şüşə, qətran, destilə edilmiş su, ionlaşmamış qaz və s. aiddir.

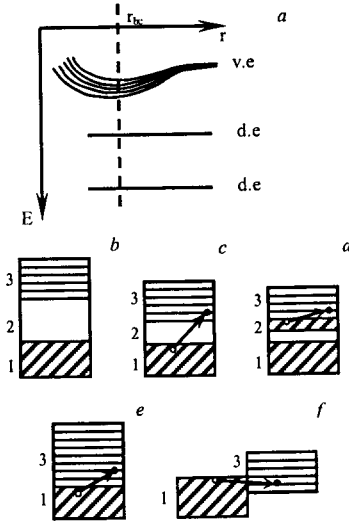
Keçiricilər və dielektriklər arasında daha bir qrup maddələr mövcuddur: yarımmetallar və yarımkəçiricilər. Yarımmetallar keçiricilərinə görə metallara yaxındır. Onlar da metallar kimi $T=0K$ temperaturda keçiriciliyə malikdir. Ancaq böyük keçiriciliyə və keçiriciliyi temperaturdan zəif asılı olan metallardan fərqli olaraq, yarımmetalların keçiriciliyi normal halda o qədər böyük deyil və temperaturdan nəzərəcarpacaq dərəcədə asılıdır və temperatur artdıqca onların keçiriciliyi artır. Yarımkəçiricilər isə dielektriklərə yaxındır. $T=0K$ temperaturunda ideal yarımkəçiricinin keçiriciliyi sıfıra bərabərdir, temperatur artdıqca yarımkəçiricilərin keçiriciliyi eksponensial olaraq artır. Elektrik keçiriciliyi xarici amillərin təsiri ilə (istilik, elektrik sahəsi, işıqlanma, təzyiq, aşqarların vurulması və s.) kəskin dəyişə bilər.

İlk baxışda, yuxarıda göstərilən dörd qrup (metal, dielektrik, yarımmetal və yarımkəçiri) maddənin elektrik keçiriciliklərinin bir-birindən kəskin fərqlənməsi təəccüb doğurur, çünki, onların hamısı bütövlükdə elektrik cəhətdən neytraldır, yəni eyni miqdarda müsbət və mənfi zərrəciklərdən ibarətdir. Klassik fizika nöqtəyi-nəzərindən bu məsələ belə izah edilir: metal və dielektriklərdə müsbət və mənfi zərrəciklərin miqdarı eynidir, ancaq dielektriklərdə onların hamısı (elektronlar da daxil

olmaqla) bağlı haldadır. Odur ki, elektrik sahəsi onları tarazlıq vəziyyətlərinə nəzərən bir qədər sürüşdürə bilər, ancaq sərbəstləşdirə bilməz. Metallarda isə əksinə, hətta $T=0K$ temperaturunda xeyli miqdarda sərbəst (keçirici) elektronlar mövcuddur. Yarımmetallarda sərbəst elektronların sayının nisbətən az olmasına baxmayaraq, mütləq sıfır temperaturunda onlar az da olsa elektrik keçiriciliyinə malikdir. Yarımkeçiricilərdə elektronlar $T=0K$ temperaturda bağlı haldadır, lakin yarımkeçiricini qızdırmaqla və ya xarici amillərin təsiri ilə elektronları sərbəstləşdirmək olar, bu da nəticə etibarlı ilə yarımkeçiricilərin elektrik keçiriciliyini idarə etməyə imkan verir. Ancaq yuxarıda şərh etdiyimiz klassik yanaşma bəzi maddələrdə elektronların nə üçün bağlı, digərlərində isə sərbəst olduğunu izah edə bilmir. Bu məsələni bərk cisimlərdə elektronların energetik spektrlərinin kvant nəzəriyyəsi, yəni bərk cisimlərin zona nəzəriyyəsi əsasında izah etmək mümkün olmuşdur. Kristallar üçün zona nəzəriyyəsinə F. Blox (1928-ci il) və L. Brülluyen (1930-cu il) vermişdir. Bu nəzəriyyəyə əsasən iki eyni atom yaxınlaşdıqda, onların elektronlarının dalğa funksiyaları bir-birini örtür. Pauli prinsipinə əsasən spinləri əks istiqamətə yönəlmiş bütün elektronların enerjisi onların izolyasiya edilmiş atomdakı enerjilərindən kiçik qiymət alır, ona görə onları sərbəstləşdirmək üçün əlavə enerji tələb olunur. Beləliklə, qarşılıqlı təsirdə olan N atomda hər bir atoma məxsus diskret səviyyə əvəzinə $2N$ elektrondan ibarət olan zona yaranır. Real bərk cisimlərdə zonalar, ancaq valent elektronları üçün yaranır, bağlı elektronlarda isə dalğa funksiyaları bir-birini örtmədiyindən energetik halın quruluşu elə sərbəst atomda olduğu kimi qalır (şəkil 1.1, a).

Kristalların fiziki xassələri, xüsusilə də onların elektrik keçiriciliyi valent zonası, keçirici zona, onlar arasındakı məsafə (qadağan olunmuş zolağın eni, E_g) və Fermi səviyyəsinin vəziyyətilə müəyyən olunur. Şəkil 1.1,b-də dielektrikin energetik quruluşu verilmişdir. Şəkildən göründüyü kimi energetik quruluş dolu valent zonası, boş keçirici zona və böyük qadağan olunmuş zonadan ibarətdir ($E_g \geq 3eV$). Yarımkeçirici maddələr oxşar energetik quruluşa malikdir, ancaq yarımkeçiricilərdə

qadağan olunmuş zonanın eni dielektriklərə nəzərən kiçikdir, $E_g \leq 3eV$ (şəkil 1.1, c).

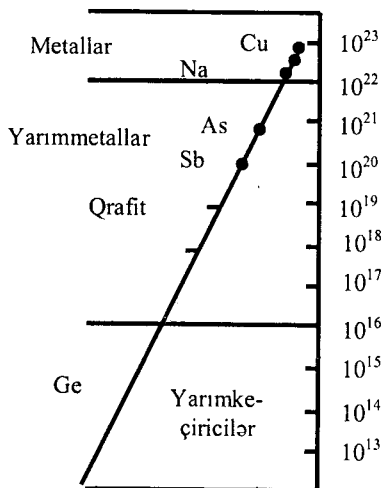


Şəkil 1.1. Müxtəlif maddələrin energetik quruluşu: (a) zonaların əmələ gəlmə sxemi; E – səviyyələrin enerjisi, r – atomlar arasında məsafə, r_{bc} – bərk cisimdəki atomlar arasındakı orta məsafə, v.e. – valent elektronu, d.e. – daxili elektron; (b) dielektrik: 1-valent zonası, 2-qadağan olunmuş zona, 3-keçirici zona; (c) yarımkəçirici (işarələr olduğu kimi qalır); (d) və (e) metal; (f) yarımmetal.

Metallarda keçirici zonanın dolması iki üsulla həyata keçir: valent zonası tamamilə, keçirici zona isə qismən doludur. Elektronların keçirici zonadakı boş yerləri tuta bilməsi metalların keçiriciliyini təmin edir (şəkil 1.1, d). İkinci üsulda isə elektronlar yalnız valent zonasını doldura bilər, keçirici zona isə tamamilə boşdur, hər iki zona bir-birinə birləşmişdir ($E_g=0$). Bu halda da elektronlar boş olan keçirici zonaya keçərək, metalın elektrikkeçiriciliyini təmin edir (şəkil 1.1, e). Yarımmetallarda isə valent zonası ilə keçirici zona qismən örtülmüşdür, bu da onların, hətta $T=0$ K temperaturunda da elektrikkeçiriciliyinə malik olmasını göstərir (şəkil 1.1, f).

Mütləq sıfır temperaturda ideal təmiz yarımkəçirici kris-

tal izolyatordur. Otaq temperaturunda yarımkeçiricilərin xüsusi müqavimətləri $\rho \sim 10^{-2} \div 10^9$ Om·sm intervalında dəyişir. Xatırladaq ki, metalların xüsusi müqaviməti $\rho \sim 10^{-6}$ Om·sm olduğu halda dielektriklərin xüsusi müqaviməti $\rho \sim 10^{14} \div 10^{22}$ Om·sm-dir. Göründüyü kimi yarımkeçiricilər xüsusi müqavimətlərinə görə metal və dielektriklərə nəzərən aralıq mövqe tutur. Metal, dielektrik və yarımkeçiricilər yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarına görə də bir-birindən fərqlənir. Metal, yarımmetal və yarımkeçiricilərdə yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarının miqdarı şəkil 1.2-də verilmişdir.



Şəkil 1.2. Metal, yarımmetal və yarımkeçiricilərdə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası.

Metal və yarımkeçirici maddələrin temperatur asılılıqlarını müqayisə etsək, onlar arasındakı fərq çox aydın nəzərə çarpar.

Yarımkeçiricilərin elektrik müqaviməti temperaturdan kəskin asılıdır. Metallarda elektrik müqaviməti temperatur yüksəldikcə xətti artır

$$R(t) = R_0(1 + \alpha t) \quad (1.1)$$

burada R_0 - $t=0^\circ\text{S}$ -də, $R(t)$ isə $t^\circ\text{S}$ temperaturdakı müqavimət, α - müqavimətin termik əmsalıdır ($\alpha \sim 1/273$). Metallar üçün

$$\alpha = \frac{dR}{dt} = \frac{dR}{dT} > 0$$

Müəyyən temperatur intervalında yarımkeçiricilərdə müqavimətlə mütləq temperatur arasında aşağıdakı empirik asılılıq var:

$$R(T) = R_0 \exp(B/T) \quad (1.2)$$

burada R_0 , B —verilmiş temperatur intervalında hər bir yarımkeçiriciyə xarakterik olan sabitlərdir.

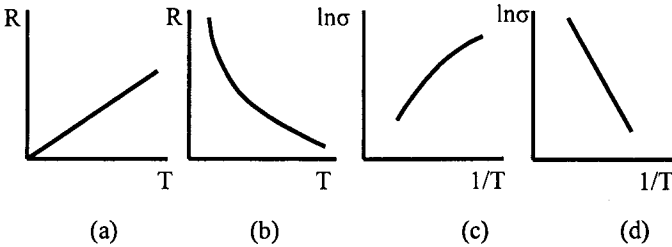
(1.2) ifadəsindən görüldüyü kimi yarımkeçiricilərin elektrik müqaviməti temperaturun artması ilə kəskin azalır.

Yarımkeçiricinin keçiriciliyi isə aşağıdakı düsturla təyin olunur

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-E_a/k T) \quad (1.3)$$

burada $k \cdot B = E_a$ — aktivləşmə enerjisi, k —isə Bolsman sabitidir.

Şəkil 1.3-də metal (a, b) və yarımkeçiricilərin (c, d) elektrik müqaviməti və keçiriciliklərinin temperatur asılılıqları verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi temperatur artdıqca metalların müqaviməti artır, onların keçiricilikləri isə azalır. Bunun əksinə olaraq, yarımkeçiricilərin müqaviməti temperatur artdıqca azalır, keçiricilik isə kəskin (eksponensial) olaraq artır.



Şəkil 1.3. Metal və yarımkeçiricilərin elektrik müqavimətlərinin (a, b) və keçiriciliklərinin (c, d) temperaturdan asılılıqları.

Yarımkeçiricilərin xüsusi elektrikkeçiriciliyi otaq temperaturunda $10^2 \div 10^9 \text{ Om}^{-1} \cdot \text{sm}^{-1}$ intervalında dəyişir və keçiricilik temperaturdan, aşqarların növündən və konsentrasiyasından,

yarımkeçirici maddənin quruluşundan, həmçinin xarici amillərdən (temperatur, təzyiq, işıqlanma, elektrik və maqnit sahəsi) kəskin asılı olur.

Yarımkeçirici maddələr iki sinifə bölünür: ion və elektron yarımkeçiricilər. İon yarımkeçiricilərində keçiricilik maddəni təşkil edən ionların . Elektron yarımkeçiricilərində isə cərəyan elektronlar və deşiklərin hərəkəti nəticəsində yaranır. 1) Yarımkeçiricilər qrupuna bir maddə daxildir: elementar yarımkeçiricilərə 12 element aiddir: B, C (karbon), Si, P (fosfor), S (kükürd), Ge, As, Sn (boz qalay), Sb (sürmə), Te (tellur), I (yod), Se. Bu yarımkeçiricilər digər elementlərin əhatəsində cədvəl 1.1-də verilmişdir. 2) $A^I B^{VI}$ tip birləşmələr, indekslər elementlərin daxil olduqları qrupları göstərir (CuO, Cu₂O, CuS), 3) $A^I B^{VII}$ birləşmələri (CuCl, ArBr,...), 4) $A^{II} B^{VI}$ (ZnS, ZnO, CdS,...), 5) $A^{III} B^V$ (GaAs, GaP, In As, InP, InAs,...). Yarımkeçiricilərə, həmçinin müxtəlif qrup elementləri IY (Si, Ge, Sn), Y (As, Sb), YI (Se,Te), IY-IY (SiC), III-Y(GaP, GaAs, InSb), II-YI (CdS, HgTe, ZnS, IY-YI (SnO₂, PbS, PbTe), III-YI (GaSe, InSe, TlSe,...) və bərk məhlullar (məsələn, AlGaAs, ZnCdS, In GaSb) aiddir. Qeyd etmək lazımdır ki, orqanik üzvi yarımkeçiricilər də mövcuddur: C₁₄H₁₀ (antrasen), C₁₀H₈ (nəftalin), C₂₀H₁₂ (perilin), (xloforin, hemoqlobin canlı hüceyrələrdə müşahidə olunur).

Cədvəl 1.1. Mendeleev cədvəlində bəsit yarımkeçiricilərin vəziyyəti

Qrup \ Period	II	III	IV	V	VI	VII	
II	Be	B	C	N	O		
III		Al	Si	P	S	Cl	
IV		Ca	Ge	As	Se	Br	
V		In	Sn	Sb	Te	J	Xe
VI			Pb	Bi	Po	At	

Yarımkəçiricilər kristal, amorf və maye hallarında ola bilər. Məsələn, Ge və Si kristal olduğu halda, $As_2Se_{3-x}Tl_x$, $Tl_2As_2Se_{4-x}Tl_x$, $GeAs_2Se_{4-x}Tl$ ($0 < x < 1$) amorf (şüşəvari) yarımkəçiricilərdir, onlar asanlıqla sınırlanır, ancaq qızdırıldıqda kristallaşmağa bilər və bu zaman onların elektrik xassələri xeyli dəyişir. Maye yarımkəçiricilərə Se, Tl, Cu_2Se və Cu_2Tl aiddir.

Metallar, dielektriklər və yarımkəçiricilər optik xassələrinə görə də bir-birindən fərqlənir. Dielektrik və yarımkəçiricilər E_g -dən kiçik enerjilərdə ($h\nu < E_g$) şəffafdır, E_g -dən böyük enerjilərdə isə ($h\nu > E_g$) udma qabiliyyətinə malikdir.

1.2. Sındırma əmsalı

Elektromaqnit dalğalarının keçirici mühitdə yayılması Maksvell tənlikləri vasitəsilə xarakterizə olunur

$$\begin{aligned} \text{rot}E &= -\mu_0 \mu \frac{\partial H}{\partial t} & \text{div}E &= 0 \\ \text{rot}H &= \epsilon_0 \epsilon_1 \frac{\partial E}{\partial t} + \sigma E & \text{div}H &= 0 \end{aligned} \quad (1.4)$$

burada ϵ_0 və μ_0 - uyğun olaraq vakuuma nəzərən dielektrik və maqnit nüfuzluğu, $\epsilon_0 = (4\pi \cdot 9 \cdot 10^9)^{-1}$ F/m, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Hn/m; σ , ϵ_1 , μ – yarımkəçiricinin xüsusi elektrikkeçiriciliyi, dielektrik və maqnit nüfuzluğudur.

$$\begin{aligned} \text{rot} \frac{\partial H}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial t} \text{rot}H \\ \text{rot}(\text{rot}E) &= \text{rot}\left(-\mu\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t}\right) = -\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \text{rot}H = \\ &= -\mu\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\sigma E + \epsilon_1 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}\right) \end{aligned}$$

və

$$\text{rot} \text{rot}E = \text{grad} \text{div}E - \nabla^2 E, \quad \text{grad} \text{div}E = 0$$

olduğundan,

$$\nabla^2 E = \Delta E = \mu\mu_0 \sigma \frac{\partial E}{\partial t} + \mu\epsilon_1 \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1.5)$$

Elektrik sahəsinin gərginliyini z oxu istiqamətində ω bucaq tezliyi və v sürəti ilə yayılan dalğa kimi qəbul etsək,

$$E = E_0 \exp i\omega(t - \frac{z}{v}) \quad (1.6)$$

(1.6) ifadəsi (1.5) tənliyini aşağıdakı şərt daxilində ödəyir

$$v^{-2} = \mu\epsilon_1\mu_0\epsilon_0 - i\frac{\sigma\mu\mu_0}{\omega} \quad (1.7)$$

İşığın vakuumda yayılma sürətinin $c^2 = (\mu_0\epsilon_0)^{-1}$ və bir çox yarımkeçiricilərin zəif maqnit xassələrinə malik olduqlarını (yəni $\mu=1$) nəzərə alsaq, (1.7) ifadəsi aşağıdakı kimi yazıla bilər

$$v^{-2} = \frac{\epsilon_1}{c^2} - i\frac{\sigma}{\omega\epsilon_0 c^2} \quad (1.8)$$

Digər tərəfdən

$$v = \frac{c}{n_r} = \frac{c}{n - ik} \quad (1.9)$$

burada n_r –kompleks sındırma əmsalıdır, $n_r = n - ik$. n – sındırma əmsalının həqiqi hissəsi, k -isə udma göstəricisi və ya ekstinksiya əmsalı adlanır. Onda

$$v^{-2} = \frac{(n - ik)^2}{c^2} = \frac{n^2}{c^2} - i\frac{2nk}{c^2} - \frac{k^2}{c^2} \quad (1.10)$$

(1.8) və (1.10) ifadələrinə əsasən

$$n^2 - k^2 = \epsilon_1 \quad (1.11)$$

$$2nk = \frac{\sigma}{\epsilon_0\omega} = \epsilon_2 \quad (1.12)$$

Kompleks dielektrik sabiti

$$\varepsilon_r = (n-ik)^2 = \varepsilon_1 - i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2 \quad (1.13)$$

burada ε_1 kompleks dielektrik sabitinin həqiqi, ε_2 -isə onun xəyali hissəsidir.

$n_r = n - ik$ və $\varepsilon_r = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$ münasibətlərinə əsasən, demək olar ki, n və k bir tərəfdən, ε_1 və ε_2 isə digər tərəfdən, maddənin bərabərhüquqlu optik sabitləri olub, elektromaqnit dalğasının uducu mühitlə qarşılıqlı təsirini xarakterizə edir.

n və k üçün ayrı-ayrılıqda ifadələr yazıla bilər. Doğrudan da

$$n^2 - k^2 = (n+k)(n-k)$$

$$\varepsilon_1^2 = (n^2 - k^2)^2 = (n+k)^2(n-k)^2 = (n^2 + k^2 + 2nk)(n^2 + k^2 - 2nk) = (n^2 + k^2)^2 - (2nk)^2 = (n^2 + k^2)^2 - (\sigma/\varepsilon_0\omega)^2;$$

onda

$$n^2 + k^2 = [\varepsilon_1^2 + (\sigma/\varepsilon_0\omega)^2]^{1/2}$$

$$n^2 - k^2 = \varepsilon_1$$

$$n = \sqrt{\frac{1}{2} \left[\varepsilon_1 + (\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)^{1/2} \right]} \quad (1.14)$$

$$k = \sqrt{\frac{1}{2} \left[-\varepsilon_1 + (\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)^{1/2} \right]} \quad (1.15)$$

σ sıfıra yaxınlaşdıqca (izolyatorlarda olduğu kimi) n , $\sqrt{\varepsilon}$ -na yaxınlaşır, ekstinksiya əmsalı k isə sıfıra bərabər olur. Bu zaman yarımkeçirici şəffaf maddəyə çevrilir.

1.3. Udma əmsalı

Tezliyi ν olan və x oxu istiqamətində ϑ sürəti ilə yayılan müstəvi dalğa götürək

$$E = E_0 \exp\{i2\pi\nu[t - x/\vartheta]\} \quad (1.16)$$

İşıq dalğasının n_r kompleks sındırma əmsalına malik olan yarımkəçiricidə yayılma sürəti (1.9) düsturu ilə ifadə olunur. Onda

$$\vartheta^{-1} = \frac{n}{c} - i \frac{\kappa}{c} \quad (1.17)$$

Sonuncu ifadəni (1.16) – da nəzərə alsaq

$$E = E_0 \exp(i2\pi\nu t) \exp(-i2\pi\nu x n/c) \exp(-2\pi\nu\kappa x/c) \quad (1.18)$$

Qeyd edək ki, sonuncu hədd dalğanın mühitdə sönməsini göstərir. Düşən şüanın gücünün, σ elektrik keçiriciliyinə malik olan maddədə x məsafəsini keçdikdən sonra qalan hissəsi aşağıdakı düsturla ifadə olunur

$$\frac{P(x)}{P(0)} = \frac{\sigma E^2(x)}{\sigma E^2(0)} = \exp(-4\pi\nu\kappa x/c) \quad (1.19)$$

Sonuncu düsturu α udma əmsalı ilə ifadə etmək olar:

$$\frac{P(x)}{P(0)} = \exp(-\alpha x) \quad (1.20)$$

Buradan

$$\alpha = \frac{4\pi\nu}{c} \kappa \quad (1.21)$$

və ya

$$\alpha = \frac{4\pi\kappa}{\lambda} \quad (1.22)$$

(1.19) ifadəsindən görüldüyü kimi

$$|E|^2 = |E_0|^2 \exp(-\alpha x) \quad (1.23)$$

Şüalanmanın intensivliyi $I(x)$ sahənin amplitudunun kvadratı ilə mütənasib olduğundan, (1.23) ifadəsinə əsasən

$$I(x) = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (1.24)$$

burada x – nümunənin qalınlığı, I_0 - nümunənin səthinə düşən işığın intensivliyi, $I(x)$ - nümunədən keçən işığın intensivliyidir.

(1.24) ifadəsi Lambert qanunu adlanır. Bu qanuna əsasən nümunənin səthinə düşən işıq şüalarının intensivliyi nümunədən keçdikdə eksponensial olaraq azalır.

Udma əmsalı qalınlığın tərs qiymətinə bərabər olan kəmiyyətdir, vahidi m^{-1} -dir. İşığın yayılma istiqamətində intensivliyi 2,7 dəfə azaldır. ($x=1/\alpha(\omega)$), buradan $\alpha(\omega)x=1$, yəni $I/I_0 = \frac{1}{e}$).

1.4. Qaytarma əmsalı

İki mühitin sərhəddinə düşən işığın bir hissəsi əks olunur, bir hissəsi isə ikinci mühitə keçir. Əks olunan işığın intensivliyinin düşən işığın intensivliyinə olan nisbətinə qaytarma əmsalı deyilir, R ilə işarə olunur ($R = \frac{I_R}{I_0}$).

İşıq şüaları nümunənin səthinə normal düşdükdə qaytarma əmsalı R , n sındırma əmsalı və k udma göstəricisinə görə təyin oluna bilər

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (1.25)$$

$k=0$ olduqda, yəni maddə şəffaf olduqda,

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \quad (1.26)$$

Bu ifadədən alınır ki, $n=0$ halında $R=1$ olur, yəni maddə işığı tamamilə əks etdirir.

n -in və ya k -nın sıfıra bərabər olduğu hər iki halda (1.12) ifadəsinə əsasən $\sigma=0$ olur, yəni mühitdə heç bir itki olmur. Əgər elektrik keçiriciliyi σ sıfıra bərabər deyilsə, maddə nə şəffaf, nə də şüanı tam əks etdirmir. Bu isə o deməkdir ki, mühitdə itki baş verir. Bu itki (1.21) düsturu ilə ifadə olunan α udma əmsalı vasitəsilə ifadə olunur. Beləliklə,

$$\kappa = \frac{c\alpha}{4\pi\nu} \quad (1.27)$$

və ya k -nın (1.12) –dəki ifadəsini nəzərə alsaq,

$$\alpha = \frac{\sigma}{\epsilon_0 n c} \quad (1.28)$$

σ elektrik keçiriciliyi böyük olduqda, (1.14) və (1.15) ifadələrinə əsasən, n və k -da böyük və eyni qiymətlər ala bilər. Bu zaman qaytarma əmsalı vahidə yaxınlaşır.

1.5. Buraxma əmsalı

Nümunənin səthindən keçən işığın intensivliyinin onun səthinə düşən işığın intensivliyinə olan nisbətində buraxma əmsalı (T) deyilir, $T = I/I_0$, adsız kəmiyyətdir və çox vaxt faizlə ifadə olunur.

Qalınlığı x olan nümunənin səthinə I_0 intensivlikli işıq düşdükdə T buraxma əmsalı ilə α udma əmsalını hesablamaq üçün çoxqat qaytarmanı nəzərə almaq lazımdır (şəkil 1.4). Bu halda I səthdən ilkin qayıdan işığın intensivliyi $I_0 R$, nümunəyə daxil olan işığın intensivliyi isə $I_0 - I_0 R = I_0(1-R)$ olacaq. Nümunəyə daxil olan işıq d qalınlığını keçənə qədər bir hissəsi udulacaq və onun intensivliyi $\exp(-\alpha d)$ qədər azalaraq $I_0(1-R) \exp(-\alpha d)$ olacaq. İşığın bu hissəsi II səthə çatdıqda bir

hissəsi nümunənin daxilinə qayıdacaq $[I_0(1-R) \text{Re}xp(-\alpha x)]$, qalan hissə isə sınaq II səthdən çıxacaq $[I_0(1-R) \exp(-\alpha x) - I_0(1-R) \text{Re}xp(-\alpha x) = I_0(1-R)^2 \exp(-\alpha x)]$ Mülahizəni şəklə uyğun davam etdirərək, II səthdən çıxan işığın intensivliyini hesabladıqda

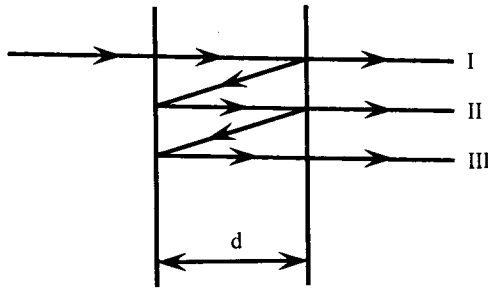
$$I_0 \exp(-\alpha x)(1-R^2)[1 + R^2 \exp(-2\alpha x) + R^4 \exp(-4\alpha x) + \dots]$$

alınmışdır. Bu ifadə isə azalan həndəsi silsilə olduğundan

$$I = \frac{(1-R)^2 \exp(-\alpha x)}{1-R^2 \exp(-2\alpha x)}$$

Bütün deyilənləri nəzərə alsaq, buraxma əmsalı üçün aşağıdakı ifadəni alırıq

$$T = \frac{I}{I_0} = \frac{(1-R)^2 \exp(-\alpha x)}{1-R^2 \exp(-2\alpha x)} \quad (1.29)$$



Şəkil 1.4. Çoxqat qaytarma nəzərə alındıqda nümunədən keçən və qayıdan işığın intensivliyinin hesablanması.

αx -ın böyük qiymətlərində (1.29) ifadəsinin məxrəcindəki ikinci həddi ata bilərik. Onda

$$T \approx (1-R)^2 \exp(-\alpha x) \quad (1.30)$$

R və x məlum olduqda, (1.30) ifadəsindən α -nı hesablamaq

olar:

$$\alpha = \frac{1}{x} \ln \frac{I_0(1-R)^2}{I}$$

R qaytarma əmsalı məlum olmadıqda α udma əmsalını hesablamaq üçün iki müxtəlif qalınlıqlı (x_1 və x_2) nümunənin buraxma əmsalını ölçmək lazımdır. Onda α aşağıdakı düsturla hesablanır

$$\frac{T_1}{T_2} \approx \exp[\alpha(x_2 - x_1)] \quad (1.31)$$

$$T_1 = \frac{I_1}{I_0} \quad \text{və} \quad T_2 = \frac{I_2}{I_0} \quad \text{olduğundan}$$

T_1/T_2 nisbəti I_1/I_2 nisbəti ilə əvəz edilə bilər, onda

$$\alpha = \frac{1}{x_2 - x_1} \ln \frac{I_1}{I_2}$$

Qaytarma (R) və udma əmsalının (α) düşən işığın dalğa uzunluğundan, $R(\lambda)$ və $\alpha(\lambda)$ və ya enerjisindən, $R(\omega)$ və $\alpha(\omega)$ asılılığına verilmiş yarımkeçiricinin qaytarma və udma spektri deyilir.

Həm qaytarma, həm də udma işığın maddə ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində baş verdiyindən, onlar bir-birilə əlaqədar olmalıdır: $R+T=1$.

Onda

$$T = 1 - R = 1 - \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} \quad (1.32)$$

$\kappa=0$, yəni maddə şəffaf olduqda

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \quad (1.33)$$

Beləliklə, mühitin optik sabitləri (1.14), (1.15), (1.21), (1.25), (1.30) və (1.32) düsturları ilə ifadə olunur.

Əgər $\varepsilon_1 > 1$; $\varepsilon_2 = 0$; Bu halda $\kappa = \alpha = 0$ (yəni, $\varepsilon_2 = 0$). Belə mühüt uducu mühit deyildir.

$$n = (\varepsilon_1)^{1/2}, R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2, T = \frac{4n}{(n+1)^2}; \quad (1.34)$$

Deməli, maddə şəffafdır.

$\varepsilon_2 \gg \varepsilon_1$; $\varepsilon_1 < 0$ olduqda isə

$$n = \kappa = \left(\frac{\varepsilon_2}{2}\right)^{1/2} \quad (1.35)$$

$$\alpha = \frac{4\pi\nu}{c} \left(\frac{\varepsilon_2}{2}\right)^{1/2} = \frac{\omega}{c} (2\varepsilon_r)^{1/2} \quad (1.36)$$

$$R = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2} \quad (1.37)$$

$$T = 1 - R = \frac{2(2\varepsilon_r)^{1/2}}{1 + \varepsilon_2 + (2\varepsilon_r)^{1/2}} \quad (1.38)$$

Əgər $\varepsilon_1 = 1$; $\varepsilon_2 \ll \varepsilon_1$

$$n = 1; \kappa = 0; \alpha = 0; R = 0; T = 1 - R = 1 \quad (1.39)$$

Bu halda κ və α kiçik qiymətlər alır, $n = 1$, qaytarma əmsalı da kiçikdir, buraxma əmsalı isə kvazitotaldır.

1.6. Kramers – Kroniq münasibəti

Adətən, n və κ optik sabitlərinin bir-birindən asılı olmadığı hesab edirlər. Ancaq bu parametrlər arasında funksional

asıllıq mövcuddur. Bu asıllıq fransız alimi Bodenin elektrik dövrəsi üçün verdiyi asıllığa analoji olaraq verilmişdir. İstənilən $A(\omega)$ kompleks ədədinin özü, həmçinin 1-ci, 2-ci tərtib törəmələri $0 \div \infty$ intervalında tezlikdən asılıdırsa, onda onlar arasında aşağıdakı əlaqə var:

$$A(\omega) = a_1(\omega) - ia_2(\omega) \quad (1.40)$$

Bode teoreminə əsasən

$$a_1(\omega_0) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega a_2(\omega) - \omega_0 a_2(\omega_0)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega \quad (1.41)$$

$$a_2(\omega_0) = -\frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{a_1(\omega) - a_2(\omega_0)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega \quad (1.42)$$

burada $\omega_0, 0 \div \infty$ tezlik intervalında dəyişən müəyyən bir ω tezliyidir.

$$\int_0^{\infty} \frac{\omega_0 a_2(\omega_0) d\omega}{\omega^2 - \omega_0^2} = \int_0^{\infty} \frac{a_1(\omega_0) d\omega}{\omega^2 - \omega_0^2} = \int_0^{\infty} \frac{const}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega = 0 \quad (1.43)$$

olduğundan, (1.41) və (1.42) düsturlarını aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$a_1(\omega_0) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega a_2(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega \quad (1.44)$$

$$a_2(\omega_0) = -\frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{a_1(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega \quad (1.45)$$

(1.44) və (1.45) ufadələrindən görüldüyü kimi $a_2(\omega)$ və $a_1(\omega)$ spektrlərini ω_0 tezliyinə yaxın tezlik intervalında inteqrallaqlamaqla $a_1(\omega_0)$ və $a_2(\omega_0)$ kəmiyyətlərini istənilən ω_0 tezliyi üçün hesabmaq olar.

Bode münasibətinə əsasən, n və k -nı bir-birilə əlaqə-

ləndirən düsturu yazmaq olar. Doğrudan da (1.40) ifadəsi ilə $n_r = n$ -ik ifadəsini müqayisə etsək, $a_1(\omega)$ -ni n -ilə, $a_2(\omega)$ -ni isə k ilə əvəz etmək olar, onda

$$n(\omega_0) = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega \kappa}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega \quad (1.46)$$

$$\kappa(\omega_0) = -\frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{n}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega \quad (1.47)$$

(1.46) ifadəsinə əsasən n sındırma əmsalını, $\omega \div \infty$ tezlik intervalında istənilən ω_0 tezliyində hesablamaq olar, yəni məlum udma spektri $k(\omega)$ əsasında sındırma əmsalının $n(\omega)$ spektrini və ya tərsini tapmaq olar.

Eyni qayda ilə $n^2 - \kappa^2 = \varepsilon_1(\omega)$ və $2n\kappa = \varepsilon_2(\omega)$ ifadələrinə əsasən $\varepsilon_1(\omega)$ və $\varepsilon_2(\omega)$ arasındakı münasibətləri də yaza bilərik:

$$\varepsilon_1(\omega_0) = (n^2 - \hat{\varepsilon}^2)_{\omega_0} = 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\omega \varepsilon_2(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega \quad (1.48)$$

$$\varepsilon_2(\omega_0) = (2n\hat{\varepsilon})_{\omega_0} = -\frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon_1(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} d\omega \quad (1.49)$$

Optik sabitlər arasında mövcud olan bu münasibət Kramers–Kroniq münasibəti adlanır.

II FƏSİL XƏTTİ OPTİK HADİSƏLƏR

Qaytarma və udma spektrinin ölçülməsi yarımkeçiricinin zona quruluşunun təcrübi tədqiq olunmasının ən sadə və dəqiq üsuludur. Udma prosesində kifayət qədər enerjiyə malik olan foton elektron tərəfindən udularaq onu normal aşağı səviyyədən yuxarı (həyəcanlaşmış) energetik səviyyəyə keçirir. Yarımkeçirici nümunəni monoxromatorun çıxışında yerləşdirib, buraxma spektrini ölçməklə mümkün olan bütün elektron keçidlərini aşkar etmək olar: məxsusi və aşqar udulma, sərbəst yükdaşıyıcılardan udulma, zonadaxili udulma, qəfəs udulması, eksiton udulması və s. Göstərilən mexanizmləri təsbit etmək üçün isə qeyd edildiyi kimi geniş optik diapozonda $\alpha(h\nu)$ udma spektri təhlil olunur.

2.1. Məxsusi udma

“Məxsusi udma” termini zona-zona keçidlərinə və eksiton keçidlərinə aiddir, yəni elektronların valent zonasından keçirici zonaya keçməsi ilə əlaqədardır. Məxsusi udma prosesində udma kəskin artır və onu öyrənməklə yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zolağının enini birbaşa təyin etmək mümkündür.

Fotonun impulsu h/λ (ışığın dalğa uzunluğu λ , 10^3 anqstrom tərtibindədir) elektronun h/a (qəfəs sabiti a bir neçə anqstrom tərtibindədir) impulsuna nəzərən kiçik olduğundan fotonun udulması zamanı elektronun impulsu saxlanılır. Udma əmsalı $\alpha(h\nu)$, verilmiş $h\nu$ enerjisində başlanğıc haldan son halə keçidin P_{if} ehtimalı, başlanğıc halın n_i sıxlığı və sonuncu (boş) halın n_f sıxlığı ilə mütənasibdir. Bu zaman cəmləmə $h\nu$ enerjisi ilə fərqlənən bütün mümkün olan hallar üzrə aparılır:

$$\alpha(h\nu) = A \sum P_{if} n_i n_f \quad (2.1)$$

Bundan sonra bütün aşağı səviyyələrin dolu və bütün yuxarı səviyyələrin isə boş olduğunu qəbul edəcəyik; bu şərt OK tem-

peraturunda aşqarlanmamış yarımqeçiricilər üçün doğrudur.

2.1.1. İcazə verilmiş düz keçidlər. İki düz zona arasındakı keçidə baxaq (şəkil 2.1). İmpulsun saxlama qanununu ödəyən bütün keçidlər icazə verilən keçidlərdir. Belə keçidlərin P_{if} ehtimalı fotonun enerji-sindən asılı deyildir. Hər bir başlanğıc E_i halına sonuncu E_f halı uyğun gəlir

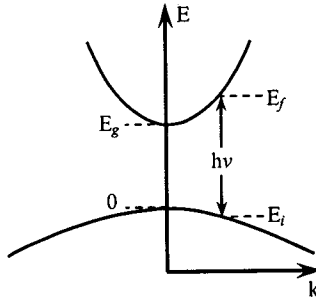
$$E_f = h\nu - |E_i| \quad (2.2)$$

Parabolik zonalar üçün

$$E_f - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e^*} \quad \text{və} \quad E_i = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_h^*} \quad (2.3)$$

onda

$$h\nu - E_g = \frac{\hbar^2 k^2}{2} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right) \quad (2.4)$$



Şəkil 2.1. Qadağan olunmuş zonası düz keçidə uyğun gələn yarımqeçirici.

Düz keçidlərlə əlaqədar hal sıxlığı

$$N(h\nu)d(h\nu) = \frac{8\pi k^2 dk}{(2\pi)^3} = \frac{(2m_r)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} (h\nu - E_g)^{1/2} d(h\nu) \quad (2.5)$$

burada m_r – gətirilmiş kütlədir

$$\frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h} \quad (2.6)$$

Beləliklə, udma əmsalı aşağıdakı düsturla ifadə olunur

$$\alpha(h\nu) = A^*(h\nu - E_g)^{1/2} \quad (2.7)$$

burada A^* əmsalı

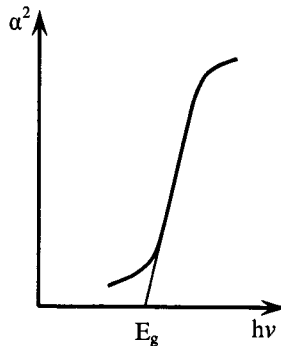
$$A^* \approx \frac{q^2 \left(2 \frac{m_h^* m_e^*}{m_h^* + m_e^*}\right)^{3/2}}{nch^2 m_e^*} \quad (2.8)$$

Sındırma əmsalının $n=4$, elektron və deşiklərin effektiv kütlələrinin sərbəst elektronun kütləsinə bərabər olduğunu qəbul etsək, onda udma əmsalının $\alpha(h\nu)$ (sm^{-1} vahidlərlə) ifadəsi aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$\alpha(h\nu) \approx 2 \cdot 10^4 (h\nu - E_g)^{1/2} \quad (2.9)$$

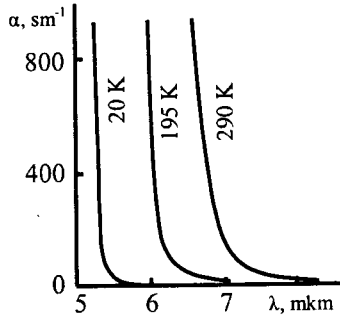
burada $h\nu$ və E_g elektronvolla (eV) ifadə olunmuşdur.

(2.9) ifadəsi enerjinin məhdud ($h\nu - E_g$) intervalında dəyişməsinə uyğundur. Şəkil 2.2-də α^2 -nin $h\nu$ -dən asılılığı verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi bu asılılıq müəyyən intervalda xəttidir. Qrafikdə göstərilən düz xətti absis oxunu kəsənə qədər uzatsaq, icazə verilmiş düz keçidlər üçün qadağan olunmuş zolağın enini tapa bilərik.



Şəkil 2.2. İcazə verilmiş düz keçidlərdə udma əmsalının kvadratının enerjiden asılılığı.

Düz keçidlərdə $E_g < h\nu$ olduqda, optik udulma prosesi baş vermir. Odur ki, uzun dalğalar tərəfdən (yəni kiçik enerjilərdə) udma kənarı çox kəskin formada olur (şəkil 2.3).



Şəkil 2.3. InSb kristalının müxtəlif temperaturalarda udma spektrləri.

2.1.2. Qadağan olunmuş düz keçidlər. Bəzi yarımqeçiricilərdə düz keçidlər $k=0$ halında kvant seçmə qaydasına görə qadağandır, $k \neq 0$ halında isə keçidin ehtimalı k^2 -la mütənasib olaraq artır. Belə keçidin ehtimalının enerjidən asılılığı

$$P(h\nu) \approx \kappa^2 = \text{const}(h\nu - E_g) \quad (2.10)$$

Kombinə edilmiş hal sıxlığı $(h\nu - E_g)^{1/2}$ mütənasib olduğundan, udma əmsalının spektral asılılığı

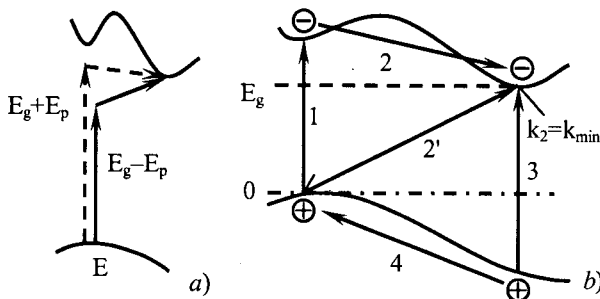
$$\alpha(h\nu) = A'(h\nu - E_g)^{3/2} \quad (2.11)$$

$$A' = \frac{4}{3} \frac{q^2 \left(\frac{m_h^* m_e^*}{m_h^* + m_e^*} \right)^{5/2}}{nch^2 m_e^* m_h^* h\nu} \quad (2.12)$$

Yenə də $n=4$ və $m_h^* = m_e^* = m$ olduğunu qəbul etsək,

$$\alpha(h\nu) = 1,3 \cdot 10^4 \frac{(h\nu - E_g)^{3/2}}{h\nu} \text{ cm}^{-1} \quad (2.13)$$

2.1.3. Çəp optik keçidlər. Bir çox yarımkeçiricilərdə, xüsusilə klassik yarım-keçiricilərdə (Ge, Si və s.), valent zonası ilə keçirici zonanın ekstremumları k dalğa vektorunun eyni bir qiymətinə uyğun gəlir. Belə yarımkeçiricilərdə düz keçidlər üçün mövcud olan elektron-foton qarşılıqlı təsiri kifayət etmir. İmpulsun saxlanma qanununun ödənilməsi üçün üçüncü bir zərrəciyin iştirak etməsinin zərurəti meydana gəlir. Adətən, yarımkeçirici kristallarda bu zərrəcik rolunu elə kristaldakı müxtəlif fononlar oynayır. Belə olan halda düz keçidlərlə yanaşı çəp keçidlər də mövcud olur, seçmə qaydasını “yumşaldan” bəzi faktorların olması, çəp keçidlərin mümkünlüyünü daha da reallaşdırır. Ancaq belə keçidlərin ehtimalı düz keçidlərin ehtimalından olduqca azdır. Yuxarıda dediyimiz kimi, düz keçidlərdən fərqli olaraq çəp keçidlərdə impulsun saxlanma qanunu fononlarla qarşılıqlı təsir hesabına ödənilir (şəkil 2.4,a). Çəp keçidlər ya fononun udulması, ya da buraxılması hesabına baş verir. Bu keçidlər düz keçidlərin uzundalğalı oblastının sərhədində yerləşir. Çəp keçidlər zamanı valent zonasının istənilən halından keçirici zonanın istənilən halına optik keçidlər mümkündür. Çəp keçidə biz çox kiçik yaşama müddətlərinə malik olan aralıq “virtual” keçidlərin cəmi kimi də baxa bilərik. Bu zaman enerjinin saxlanma qanunu, ancaq bütövlükdə bütün keçid üçün ödənilir, halbuki, elektronun virtual hala keçdiyi zaman onun impulsu saxlanılır.



Şəkil 2.4. a) Çəp keçidlərdə fononların rolu, b) Çəp keçidlərin sxematik təsviri.

Çəp keçidlər üçün udma əmsalını hesablamaq üçün fərz edək ki, çəp keçid $k_1=0$ başlanğıc halı ilə $k_2=k_{\min}$ sonuncu halı arasında baş verir (şəkil 2.4, b, keçid 2'). Fononun udulması və ya buraxılması ilə həyata keçən belə keçid iki yolla baş verə bilər. Valent zonasının təpəsindəki ($k_1=0$) elektron işığın təsiri ilə həyəcanlaşaraq, eyni dalğa ədədi ilə keçirici zonaya keçir (şəkil 2.4, b, keçid 1). Belə keçid nəticəsində valent zonasının $k_1=0$ nöqtəsində dəşik əmələ gəlir. Ancaq keçirici zonaya keçən elektron keçirici zonanın minimumuna nəzərən böyük enerjiyə malik olduğundan, o çox kiçik zaman müddətində fonon buraxaraq $k_2=k_{\min}$ halına keçəcəkdir (şəkil 2.4, b, keçid 2). Bundan başqa, elektron işığın təsiri ilə valent zonasının dərinliyindən vertikal olaraq keçirici zonanın $k_2=k_{\min}$ halına da keçə bilər (şəkil 2.4, b, keçid 3). Nəticədə valent zonasının dərinliyində yerləşən dəşik, fonon udaraq, həmin zonanın tavanındakı $k_1=0$ halına keçir (şəkil 2.4, b, keçid 4). Deməli, elektron əvvəlcə virtual 1 keçidini edir, sonra isə 2 keçidi həyata keçir. Fononun udulması ilə elektronun çəp keçid etməsi üçün lazım olan kvantın enerjisi

$$h\nu_a = E' - E - E_p \quad (2.14)$$

Fonon buraxılması ilə baş verən çəp keçid üçün isə

$$h\nu_e = E' - E + E_p \quad (2.15)$$

burada E - elektronun valent zonasındakı başlanğıc enerjisi, E' - elektronun keçirici zonadakı sonuncu enerjisi, E_p - optik keçiddə iştirak edən fononun enerjisidir.

α udma əmsalı $N(E)$ başlanğıc, sonuncu $N(E')$ halların sıxlığı və E_p enerjisinə malik olan N_p fononların sayı ilə mütənasib olduğundan

$$\alpha = \int_0^E N_p N(E') N(E) dE \quad (2.16)$$

Valent zonasında başlanğıc hal sıxlığı

$$N(E) = \frac{(2m_h)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} |E|^{1/2} \quad (2.17)$$

Keçirici zonada sonuncu hal sıxlığı

$$N(E') = \frac{(2m_e)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} (E' - E_g)^{1/2} = \frac{(2m_e)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} (h\nu - E_g \pm E_p + E)^{1/2} \quad (2.18)$$

Fononların sayı

$$N_p = \frac{1}{\ell^{E_p/\kappa T} - 1} \quad (2.19)$$

$E_m = (h\nu - E_g \pm E_p)$ olduğundan

$$\begin{aligned} \alpha(h\nu) &= A' N_p \int_0^{-(h\nu - E_g \pm E_p)} |E|^{1/2} (h\nu - E_g \pm E_p + E)^{1/2} dE = \\ &= AN_p (h\nu - E_g \pm E_p)^2 \quad (2.20) \end{aligned}$$

burada A-sabit kəmiyyətdir.

Sonuncu düsturu (2.19) ifadəsini nəzərə almaqla inteqrallasaq, onda fononların udulması ilə baş verən optik keçidlərdə α udma əmsalı aşağıdakı düsturla ifadə oluna bilər:

$$\alpha_a(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g + E_p)^2}{\ell^{E_p/\kappa T} - 1} \quad h\nu > E_g - E_p \quad (2.21)$$

$$\alpha_a = 0, \quad h\nu \leq E_g + E_p$$

Fononları buraxma ehtimalı $N_p + 1$ ilə mütənasib olduğundan, fononların buraxılması ilə baş verən optik keçidlərdə α

udma əmsalı

$$\alpha_e(h\nu) = \frac{A(h\nu - E_g - E_p)^2}{1 - e^{-E_p/kT}}, \quad h\nu > E_g + E_p \quad (2.22)$$

$h\nu > (E_g + E_p)$ enerjilərdə işığın udulması həm fononların udulması, həm də buraxılması ilə mümkün olduğundan, onda çəp zona-zona keçidlərində udma əmsalı

$$\alpha(h\nu) = \alpha_a(h\nu) + \alpha_e(h\nu) = A \left[\frac{(h\nu - E_g + E_p)^2}{e^{E_p/kT} - 1} + \frac{(h\nu - E_g - E_p)^2}{1 - e^{-E_p/kT}} \right], \quad h\nu > E_g + E_p \quad (2.23)$$

$E_g - E_p < h\nu \leq E_g + E_p$, olsa (2.23) münasibəti aşağıdakı şəkllə düşər:

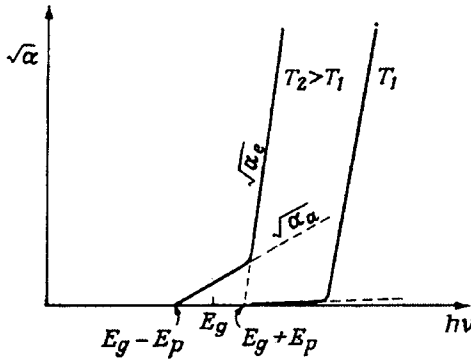
$$\alpha = A \frac{(h\nu - E_g + E_p)^2}{e^{E_p/kT} - 1}, \quad E_g - E_p < h\nu \leq E_g + E_p \quad (2.24)$$

$h\nu > E_g - E_p$ olduqda isə $\alpha \approx 0$ olur.

Çox aşağı temperaturlarda fononların sıxlığı olduqca az olduğundan α_a udma əmsalı da kiçik olacaqdır. α_a və α_e udma əmsallarının müxtəlif temperaturlarda enerjiden asılılıq qrafikləri şəkil 2.5-də verilmişdir. $\sqrt{\alpha_a}$ və $\sqrt{\alpha_e}$ funksiyalarının ekstrapolyasiyasından $E_g - E_p$ və $E_g + E_p$ kəmiyyətlərinin qiymətini, qadağan olunmuş zonanın eninə uyğun E_g enerjisini və keçidlərdə iştirak edən fononların enerjisini hesablamaq olur. Şəkil 2.5-dən görüldüyü kimi temperatur azaldıqca ayrılır böyük enerji oblastına tərəf yerini dəyişir. Buna səbəb qadağan olunmuş zonanın eninin temperaturdan asılılığıdır. Məlumdur ki, temperatur azaldıqca qadağan olunmuş zonanın eni böyüyür (bəzi yarımkeçirici birləşmələr istisnadır).

Əgər $k_1=0$ halında optik keçid qadağandırsa, onda qadağan olunmuş çəp keçidlər üçün udma əmsalı aşağıdakı düsturla ifadə olunur:

$$\alpha' \sim A \frac{(h\nu - E_g + E_p)^3}{e^{E_p/kT} - 1}, E_g - E_p < h\nu \leq E_g + E_p \quad (2.25)$$



Şəkil 2.5. Müxtəlif temperaturalarda çəp keçidə uyğun udma əmsalının spektral asılılıqları.

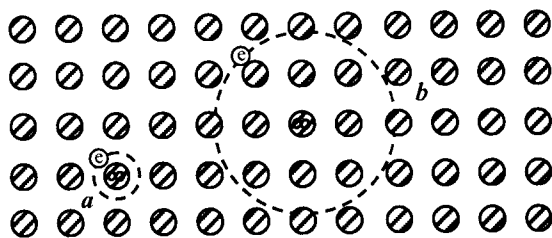
İcazə verilən zona-zona düz keçidlərində udma əmsalı, adətən $10^4 \div 10^5 \text{ sm}^{-1}$ tərtibində olduğu halda, çəp keçidlər üçün isə $\alpha \sim 10^{-1} \div 10^2 \text{ sm}^{-1}$ olur. Kristalda müxtəlif növ fononların olmasına baxmayaraq, optik keçidlərdə, ancaq o fononlar iştirak edir ki, onlar impulsun saxlanma qanununu təmin edə bilsinlər. Belə fononlar əsasən, eninə və uzununa akustik fononlardır.

2.2. Eksiton udulması

2.2.1. Sərbəst eksiton. Məxsusi udulmanın bir növü də eksiton udulmasıdır. Eksiton nəzəriyyəsinin əsasını Y.Frenkel qoymuşdur. Məlumdur ki, yarımkəçiricilərin xarakterik xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, onlarda iki növ yükdaşıyıcı mövcuddur: mənfi yüklənmiş elektronlar və özlərini müsbət yüklənmiş zərrəcik kimi aparan deşiklər. Elektron və deşik arasında Kulon cazibəsi olduğundan, bu iki zərrəcik arasında bağlı hal yaranır. Bu sistem Kulon cazibəsi ilə bir-biri ilə bağlı olan və elektron və protondan ibarət hidrogen atomuna və ya aralarında rabitə olan elektron və pozitrondan ibarət pozitroniyə bənzəyir. Kristalda sərbəst hərəkət edə bilən bağlı elektron-deşik cütü eksiton adlanır. Eksitonlar iki növ olur: Frenkel eksitonları və

Vanye-Mott eksitonları. Molekulyar kristallarda-dielektriklərdə birinci həyəcanlaşmış elektron halları, Frenkel eksitonlarıdır. Vanye-Mott eksitonları isə adətən, yarımkəçiricilərdə müşahidə olunur. Həyəcanlaşmış atom Kulon cazibəsi ilə bağlı olan ion və elektrondan ibarət olduğundan, Frenkel və Vanye-Mott eksitonları bir-birindən yalnız bağlı halın radiusunun ölçüsü ilə fərqlənirlər. Frenkel eksitonuna Vanye-Mott eksitonunun son həddi kimi baxmaq olar. Belə ki, Frenkel eksitonunda bağlı elektron-deşik cütü kristalın eyni bir düyün nöqtəsində yerləşir. Bəzən Frenkel eksitonları kiçik radiuslu eksiton, Vanye-Mott eksitonları isə böyük radiuslu eksitonlar adlanır. Şəkil 2.6-da kiçik radiuslu (Frenkel) və böyük radiuslu (Vanye-Mott) eksitonlar göstərilmişdir. Hər iki halda eksitonun tam hərəkəti elektronun deşik ətrafındakı daxili hərəkətindən və elektron-deşik cütünün birgə kristaldakı hərəkətinin cəmindən ibarətdir.

Başqa sözlə, eksiton udulmasını belə təsəvvür etmək olar: elektron həyəcanlaşmış hala keçir, ancaq hidrogenəbənzər orbitdə ya tərək etdiyi atomun yaxınlığında, ya da ki, meydana gələn deşiyin ətrafında bağlı halda olur. Birinci halda həyəcanlaşmış hal bir atomdan digərinə keçir, ikinci halda isə elektron-deşik cütü kristal boyunca miqrasiya edir. Adətən, hər iki modeldə eksitonun kristal boyunca miqrasiya etməsi (ötürülməsi) nəzərdə tutulur.



Şəkil 2.6. Kiçik radiuslu (a) və böyük radiuslu (b) eksitonlar.

Biz, yuxarıda məxsusi udma prosesinə baxarkən, elektron və deşik arasında mövcud olan Kulon cazibəsini nəzərə almamışdıq, halbuki, bu cazibə kristalın optik udma kənarını,

xüsusilə də fundamental udma kənarını əsaslı sürətdə dəyişir.

Fərz edək ki, elektron valent zonasından keçirici zonaya keçir və E_n enerjisinə malik olur. Bu zaman meydana gələn deşik isə E_p enerjisi ilə xarakterizə olunur.

Elektron və deşik arasında mövcud olan cazibə enerjisi

$$V(\rho) = -\frac{e^2}{\varepsilon(r_n - r_p)}, \quad \rho = |r_n - r_p| \quad (2.26)$$

burada r_p deşiyin koordinatı, r_n isə elektronun koordinatıdır. İki zərrəcikdən ibarət olan sistemin hərəkətini bir zərrəciyin hərəkəti kimi göstərmək olar:

$$V(\rho) = -\frac{e^2}{\varepsilon\rho}; \quad m_{np}^* = \frac{m_n^* m_p^*}{m_n^* + m_p^*} \quad (2.27)$$

burada m_n^* , m_p^* elektron və deşiklərin effektiv kütləsidir. Qarşılıqlı təsirdə olan elektron-deşik cütü üçün Şredinger tənliyi aşağıdakı kimi yazılır:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_{np}^*}\Delta - \frac{e^2}{\varepsilon\rho}\right)\Psi(\xi, \eta, \zeta) = \tilde{E}\Psi(\xi, \eta, \zeta) = E^0\Psi(\xi, \eta, \zeta) \quad (2.28)$$

burada

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial\xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial\eta^2} + \frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}; \quad \rho = (\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2)^{1/2} \quad (2.29)$$

Qeyd etməliyik ki, (2.28) tənliyi hidrogenəbənzər atom sisteminin tənliyidir. \tilde{E} enerjisi üçün analogi olaraq hidrogen atomunun enerjisini yazıb bilərik. Sərbəst hidrogen atomunun enerjisi

$$E_n'' = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n^2} = -\frac{E_I''}{n^2} \quad (2.30)$$

burada E_I'' - hidrogen atomunun əsas halına ($n=1$) uyğun gələn ionlaşma enerjisidir. Bu zaman hesablamamızın başlangıcı (sıfır) kimi sonsuz uzaqlaşdırılmış elektronun enerjisi qəbul olunur. Əgər hesablamamızın başlangıcı kimi başqa kəmiyyəti götürsək, məsələn, $E_I''=0$ halını, onda

$$E_n = E_I'' - \frac{E_I''}{n^2} = E_I'' \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (2.31)$$

Sərbəst elektron-deşik cütünün E_n° enerjisi (2.30) düsturuna analogi olaraq aşağıdakı kimi yazıla bilər

$$E_n^{\circ} = -\frac{E_I^{\circ}}{n^2}; E_I^{\circ} = \frac{m_{np}^* e^4}{2\hbar^2 \epsilon^2} \quad (2.32)$$

$n=\infty$ və $p=\infty$ -da $E_{\infty}^{\circ} = E_v + E_c$ olduğundan,

$$E_n^{\circ} = E_v + E_c - \frac{E_I^{\circ}}{n^2} \quad (2.33)$$

Əgər enerjini valent zonasının təpəsindən hesablasaq, $E_v=0$, $E_c = \Delta E_0$, onda $E_n^{\circ} = \Delta E - \frac{E_I^{\circ}}{n^2}$. Eksitonun əsas halı qadağan olunmuş zonada olur və $E_1^{\circ} = \Delta E_0 - E_I^{\circ}$ qiymətini alır, yəni

$$E_1^{\circ}, eV = \frac{m_{np}^* e^4}{2\hbar^2 \epsilon^2} = \frac{13,5}{\epsilon^2} \left(\frac{m_{np}}{m}\right) \quad (2.34)$$

Eksitonun Bor radiusu isə

$$a_n^{\ominus}, A^{\circ} = \frac{n^2 \hbar^2}{e^2 m_{np}} \cdot \varepsilon = 0,53 \left(\frac{m}{m_{np}} \right) \cdot \varepsilon \quad (2.35)$$

Ge və Si tipli yarımkəçiricilərdə, həmçinin $A^{III}B^V$ və $A^{II}B^VI$ yarımkəçirici birləşmələrində $m \approx (1 \div 0,1)m_0$ və $\varepsilon \sim 10$ tərtibindədir, onda $E^{\ominus} \sim 10^{-2} \div 10^{-1} \text{ eV}$ və $a^{\ominus} \sim 10^{-6} \div 10^{-7} \text{ sm}$ olacaqdır. Beləliklə, eksitonun əlaqə enerjisi xarakterik atom enerjisindən 2-3 tərtib kiçik, onun radiusu isə kristaldakı atomlar arasındakı məsafədən çox böyükdür.

Bir neçə kəlmə eksitonun spini barədə məlumat verək. Məlumdur ki, ancaq o zərrəciklər Pauli prinsipinə tabedir ki, onların spini kəsirli ədədlərlə ifadə olunsun (məsələn, $1/2$, $3/2$ və s.). Belə zərrəciklər Fermi-Dirak statistikasına tabe olduğundan onlar “fermionlar” adlanır. Bu zərrəciklərə elektronlar, pozitronlar, protonlar, neytronlar aiddir. Pauli prinsipinə əsasən, hər bir kvant halında spinləri müxtəlif olan ikidən artıq elektron ola bilməz ($\pm 1/2$). Spini tam ədədlərə bərabər olan zərrəciklər isə digər statistikaya, Boze-Eynşteyn statistikasına tabedir. Belə zərrəciklər “bozonlar” adlanır (fonon, foton və s.). Eksitonlar da “bozon” qrupuna aiddir.

İlk dəfə təcrübi olaraq eksiton udulmasını Cu_2O kristallarında T.F. Qross və N.A. Kərriyev müşahidə etmişlər. Hal-hazırda optuk udulma prosesi ilə yanaşı, eksiton hadisələri fotoluminessensiya, fotokeçiricilik, Ştark effekti və Zeeman effektləri ilə də tədqiq olunur. Eksitonların yaranması üçün tələb olunan enerji kristalın qadağan olunmuş zolağının enerjisindən kiçikdir. Eksitonun kristal boyunca hərəkət etməsinə baxmayaraq, elektron və deşiyin birgə həkəti zamanı neytral cütlük yarandığından kristalda fotokeçiricilik hadisəsi yaranmır. Ancaq real kristallarda eksitonlar fononlarla, aşqar mərkəzləri və kristal qəfəsin defektləri ilə qarşılıqlı təsir zamanı dissosiasiya edə bilər. Beləliklə, eksitonların yaranması sərbəst yükdaşıyıcıların meydana gəlməsinə səbəb olur. Bu prosesin nəticəsində fotocərəyan yaranır.

Məlumdur ki, çəp keçidə malik yarımkəçiricilərdə impul-

sun saxlanma qanununun ödənilməsi üçün kristal qəfəsdəki fononların iştirakı lazımdır. Odur ki, fononun udulması ilə baş verən optik keçiddə fotonun enerjisi

$$h\nu = E_g - E_p - E^3 \quad (2.36)$$

fononun buraxılması baş verən optik keçiddə isə fotonun enerjisi

$$h\nu = E_g + E_p - E^3 \quad (2.37)$$

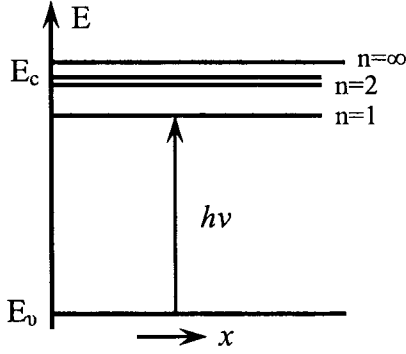
Hesablamanın başlanğıcının keçirici zonanın minimumuna, sonunun isə eksitonun kəsilməz spektrinin başlanğıcına ($n=\infty$) uyğun gəldiyini qəbul etsək, onda müxtəlif eksiton hallarının energetik diaqramı şəkil 2.7-də göstərildiyi kimi olar. Optik keçid $\kappa=0$ halına uyğun gəldikdə, eksiton udulması hidrogenəbənzər udma xətlərinə uyğun olaraq müşahidə olunacaq

$$h\nu = h\nu_\infty - \frac{E^3}{n^2} \quad (2.38)$$

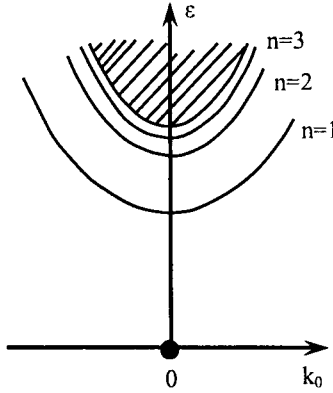
burada $h\nu_\infty$, $k=0$ nöqtəsində qadağan olunmuş zolağın eninə uyğun gəlir. Onda (2.38) ifadəsini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$h\nu = E_g - \frac{E^3}{n^2} \quad (2.39)$$

burada E^3 (2.34) ifadəsi ilə təyin olunan eksitonun əlaqə enerjisidir. Şəkil 2.7-dən görüldüyü kimi eksitonun rezonans halları qadağan olunmuş zolağın daxilində yerləşir. Şəkil 2.8-də eksitonun enerjisinin dalğa funksiyası k -dan asılılığı verilmişdir. Şəkil 2.9-da isə Cu_2O kristalının $T=4.2\text{K}$ temperaturunda udma spektri göstərilmişdir.



Şəkil 2.7. Eksitonun enerji səviyyələrinin diaqramı.



Şəkil 2.8. Eksitonun enerjisinin dalğa funksiyasından asılılığı.

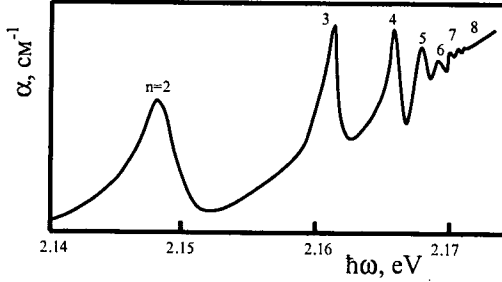
(2.35) və (2.36) tənliklərindən görüldüyü kimi eksitonun

E^{\ominus} enerjisi

$$E^{\ominus} = \frac{m_{eh} e^4}{2\hbar^2 \epsilon^2} = \frac{e^2}{2a_B \epsilon} \quad (2.40)$$

burada a_B -eksitonun Bor radiusudur.

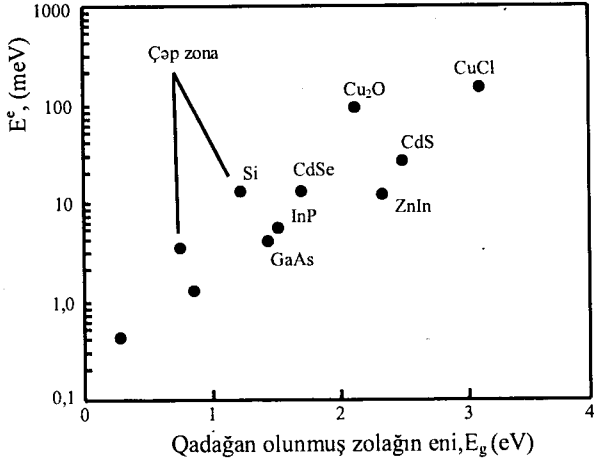
$$a_B = \frac{\epsilon \hbar^2}{m_{eh} e^2} \quad (2.41)$$



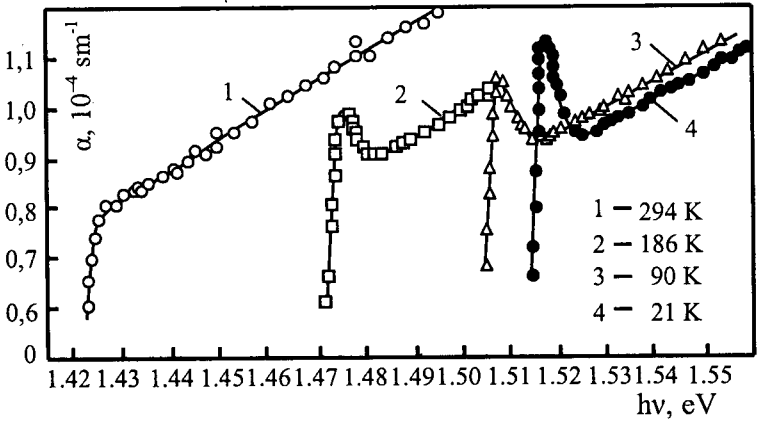
Şəkil 2.9. Cu_2O kristalının 4.2 K temperaturunda udma spektri.

(2.40) ifadəsindən görüldüyü kimi eksitonun əlaqə enerjisi Bor radiusu ilə tərs mütənasibdir, $E^{\ominus} \sim 1/a_B$. Məsələn, CdS kristalında, $E^{\ominus} = 27 \text{ meV}$ və $a_B = 28 \text{ \AA}$ olduğu halda, GaAs kristalında, $E^{\ominus} = 4.2 \text{ meV}$ və $a_B = 140 \text{ \AA}$ olur. (2.40) ifadəsi, həmçinin eksitonun əlaqə enerjisinin maddənin dielektrik sabitinin kvadratı ilə tərs mütənasib olduğunu göstərir, $E^{\ominus} \sim 1/\epsilon^2$. Böyük qadağan olunmuş zolağa malik olan ($E_g \sim 3 \text{ eV}$) CuCl kristalında ϵ kiçikdir, ona görə də əlaqə enerjisi böyükdür. Məsələn, ZnSe kristalında $\epsilon = 8.3$ və $E^{\ominus} = 18 \text{ meV}$ olduğu halda, GaAs kristalında $\epsilon = 12$ və $E^{\ominus} = 4.2 \text{ meV}$ -dur. Şəkil 2.10-da müxtəlif yarımkeçiricilərdə eksitonun əlaqə enerjisinin qadağan olunmuş zolağın enindən asılılığı verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi qadağan olunmuş zolağın eni artdıqca, eksitonun əlaqə enerjisi də artır.

Şəkil 2.11-də GaAs kristalının müxtəlif temperaturalarda udma spektri verilmişdir. Bu kristalın qadağan olunmuş zolağı $E_g = 1.52 \text{ eV}$, eksitonların əlaqə enerjisi isə $E^{\ominus} = 3,4 \text{ meV}$ -dur. Şəkildən görüldüyü kimi, udma spektrində eksitonlarla bağlı maksimum bilavasitə fundamental udma kənarının uzunalğalı oblastında yerləşir. Temperatur azaldıqca eksiton piki spektrin qısalğalı oblastına tərəf sürüşür.



Şəkil 2.10. Eksitonun əlaqə enerjisinin qadağan olunmuş zolağın enindən asılılığı.



Şəkil 2.11. GaAs kristalının udma spektrləri.

Ümumiyyətlə, yarımkəçiricilərdə eksiton nəzəriyyəsini Elliot yaratmışdır. Düz keçidlər üçün $(\hbar\omega - E_g) < 0$ enerji intervalında eksitonun udma əmsali

$$\alpha \sim \left(\frac{m^* e^2}{\hbar^2 \epsilon}\right)^3 \frac{1}{\pi^3} \quad (2.42)$$

Eksiton səviyyələrinin enerji spektri hidrogenəbənzər hədlə təyin olunduğundan $E^{\ominus}(0)/n^2$, $n=1, 2, 3 \dots$, onun udma spektri xətti, xətlərin intensivlikləri isə $\alpha_1: \alpha_2: \alpha_3$, başqa sözlə $(n_1=1)^3, (n_2=2)^3, (n_3=3)^3$, yəni 27:8:1 nisbətində olacaqdır. Eksitonun ikinci xətti, ancaq aşağı temperaturlarda müşahidə oluna bilər. Xətlər arasında məsafə $\sim n^{-2}$ ilə mütənasib olaraq azalır (xətlərin sıxlığı $\sim n^2$ mütənasib olaraq artır). Odur ki, $\hbar\omega, E_g$ –yə yaxın qiymətlər aldıqca udma əmsalı sabit bir qiymətə çatır və spektr kvazikəsilməz xarakter alır.

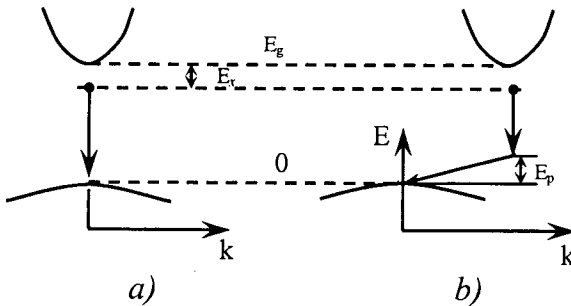
Qeyq etmək lazımdır ki, eksitonu lüminessensiya spektrində də müşahidə etmək olur (Şəkil 2.12). Düz keçidə malik yarımkəçiricilərdə eksitonların annigilyasiyası (rekombinasiyası) zamanı buraxılan fotonun enerjisi

$$h\nu = E_g - E^{\ominus} \quad (2.43)$$

Çəp keçidə malik yarımkəçiricilərdə isə fononun iştirakı tələb olduğundan eksitonların annigilyasiyası zamanı buraxılan fotonun enerjisi

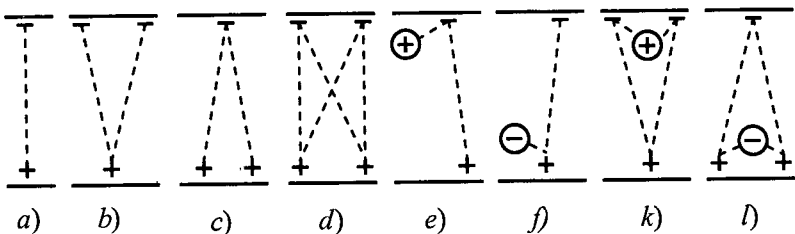
$$h\nu = E_g - E^{\ominus} - E_p \quad (2.44)$$

burada E_p – keçiddə iştirak edən fononun enerjisidir.

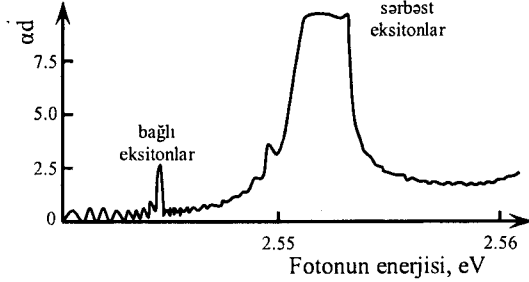


Şəkil 2.12. Eksiton rekombinasiyası: a-düz keçid, b- çəp keçid.

2.2.2. Bağlı eksiton. Real kristallarda həmişə müxtəlif defektlər mövcuddur: ionların vakansiyası, defektlər, kənar atomlarla əvəz edilmə və s. Si və Ge tipli təmiz yarımkəçirici kristallarda defektlərin konsentrasiyası $n_i < 10^{12} \text{sm}^{-3}$, aşqarlanmış kristallarda isə onların konsentrasiyası $n_i > 10^{17} \text{sm}^{-3}$ olur. Bu defektlər eksitonları cəzb edir və lokallaşdırır. Belə eksitonlar bağlı eksitonlar adlanır. Eksitonların defektdəki əlaqə enerjisi çox kiçik olub, bir neçə meV tərtibindədir. Bağlı eksitonlar çox aşağı temperaturlarda daha aydın müşahidə olunur. Şəkil 2.13-də eksiton kompleksləri göstərilmişdir. İki sərbəst elektron və bir sərbəst deşik və ya iki sərbəst deşik və bir sərbəst elektron birləşərək, eksiton ionu əmələ gətirir (şəkil 2.13, б və в). Bundan əlavə, iki sərbəst elektron və iki sərbəst deşik birləşərək, pozitron molekuluna bənzər kompleks yaradırlar (şəkil 2.13, г). Sərbəst deşik neytral donör və ya akseptorla birləşərək, yüklənmiş eksiton ionu yaradır (şəkil 2.13, д və е). Bu halda donora bağlı olan elektron və deşik donör ətrafında hərəkət edir, ona görə də bu kompleks “bağlı eksiton” adlanır. Donorla bağlı olan iki sərbəst elektron və bir sərbəst deşik (şəkil 2.13, ж) və ya iki deşik və elektron (şəkil 2.13, з) “bağlı eksiton” yarada bilər. Bir çox yarımkəçiricilərdə sərbəst və bağlı eksitonlar eyni zamanda müşahidə oluna bilər. Şəkil 2.14-də CdS kristalının $T=2\text{K}$ temperaturunda udma spektri verilmişdir. Enli pik ($h\nu \approx 2.552 \text{ eV}$) sərbəst eksitonun (A eksiton), $h\nu \approx 2.545 \text{ eV}$ -a uyğun olan kiçik pik isə bağlı eksitonun rezonans xəttidir.



Şəkil 2.13. Eksiton kompleksləri: a, b, c, d- sərbəst eksitonlar; e, f, k, l- bağlı eksitonlar.



Şəkil 2.14. CdS kristalının udma spektri.

2.3. Aşqar udulma

Kristalda aşqar mərkəzlərin ionlaşması və ya həyəcanlaşması ilə baş verən udma prosesi aşqar udulması adlanır. Kristal qəfəsə aşqar atomunu daxil etdikdə bir neçə növ qarşılıqlı təsir meydana çıxır. Aşqar atomu qəfəsin əsas atomunu əvəz etdikdə onun elektronları atomun elektronlarından çox olarsa (əvəzetmə aşqarı) belə aşqar donor aşqarı adlanır. Ge kristalında Ge atomunu əvəz edən As atomu, eynilə GaAs kristalında As atomunu əvəz edən Te atomu donor rolunu oynayır. Əgər aşqar atomu kristala əvəz etdiyi atomdan az elektron daxil edirsə, belə aşqar akseptor adlanır (məsələn, GaAs kristalında Ga atomunu əvəz edən Zn və ya GaAs –də As-i əvəz edən Si). Aşqar qəfəsin əsas atomunu əvəz etməyib, onun düyün nöqtələri arasında yerləşdiyi halda xarici örtükdəki elektronlar keçiricilikdə iştirak edə bilər və qəfəsin düyün nöqtələri arasında yerləşən aşqar donor rolunu oynayır. Qəfəsin əsas atomlarından birinin çatışmazlığı (yəni vakansiyanın olması) kristalda elektronların sayını kəsilmiş əlaqələrin sayı qədər azaldır. Bu zaman vakansiya akseptor rolunu oynayır. Qəfəsin düyün nöqtələri arasında yerləşən vakansiya və aşqar birləşərək, donor və ya akseptor rolunu oynayan aşqar molekulu yarada bilər.

Donorda olan artıq elektron müsbət yüklənmiş aşqar ionu tərəfindən güclü cəzb olunur. Bu elektron, özünü ϵ dielektrik sabitinə malik olan mühitdə (yəni kristalda) yerləşən hidrogen atomundakı elektron kimi aparır. Bu bizə atomların ionlaşma enerjisini (elektronvoltlarla) hesablamağa imkan verir:

$$E_i = \frac{m^* e^4}{2h^2 \epsilon^2 h^2} = \frac{m^*}{m \epsilon^2 h^2} 13,6 \quad (2.45)$$

burada e-elektronun yükü, m-elektronun kütləsi, n-kvant ədədidir ($n \geq 1$).

Kvant ədədinin artması ilə yuxarıda yerləşən halların ionlaşmasına tələb olunan enerji sürətlə azalır. Əsas haldan keçirici zonaya keçmək üçün tələb olunan ionlaşma enerjisi (2.45) ifadəsinin $n=1$ halına uyğundur. Adətən, $\epsilon \sim 10$ və $m^*/m < 1$ olduğundan ionlaşma enerjisi 0,1 eV tərtibində olur.

Aşqar atomunun effektiv Bor radiusu isə aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$a = \frac{\hbar^2 \epsilon}{\ell^2 m^*} = \frac{\epsilon}{m^*/m} a_0 \quad (2.46)$$

burada a_0 – hidrogenin birinci Bor orbitinin radiusudur ($a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8}$ sm).

Aşqarların konsentrasiyası artdıqca aşqar səviyyələrində olan elektronların dalğa funksiyaları bir-birini örtür. Adətən bu $1/a^3$ tərtibində olur (yəni 10^{20} sm⁻³). Bunun nəticəsində aşqar zonası yaranır. Aşqarların konsentrasiyasının sonrakı artımı aşqar zonanın genişlənməsinə səbəb olur və bu zona keçirici zona ilə birləşir.

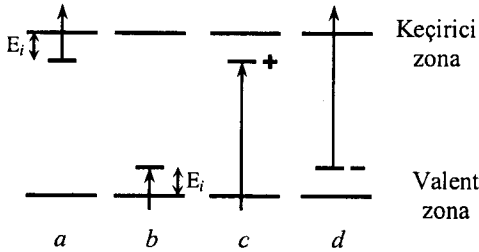
Neytral donarla keçirici zona və ya valent zonası ilə neytral akseptor arasındakı keçid kiçik enerjili fotonların iştirakı ilə baş verir (şəkil 2.15, a, b). Bu zaman fotonun enerjisi aşqarın E_i ionlaşma enerjisindən az olmamalıdır. Belə enerji spektrin uzaq infraqırmızı oblastına uyğun gəlir.

Valent zonası ilə ionlaşmış donor və ya ionlaşmış akseptorla keçirici zona arasındakı keçid fotonun $h\nu > E_g - E_i$ enerjilərində baş verir (şəkil 2.15, b, r).

Akseptor – keçirici zona keçidinə ($E_A \rightarrow E_C$) uyğun gələn udma əmsalı aşağıdakı düsturla təyin olunur

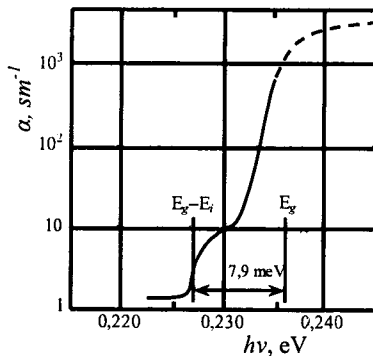
$$\alpha = \frac{ANa}{1 + \exp \frac{E_A - E_F}{kT}} \cdot \frac{(\hbar\omega - E_g + E_A)^{1/2}}{h\omega} \quad (2.47)$$

Bu ifadədən görüldüyü kimi aşqar udmanın spektrinin tezlikdən asılılığı elə zona-zona keçidlərinə uyğun gələn spektrin tezlik asılılığına bənzəyir. Ancaq aşqar udulmada udma əmsalının qiyməti zona-zona keçidlərinə nəzərən xeyli kiçik olur. Aşqar udulma məxsusi udmaya nəzərən spektrin uzundalğalı oblastında yerləşir. (2.47) ifadəsindən görüldüyü kimi, baxılan halda udma əmsalı aşqarların N_A konsentrasiyası və temperaturdan asılıdır.



Şəkil 2.15. Aşqar səviyyələri ilə zonalar arasındakı keçidlərlə əlaqədar optik udma: a- donor-keçirici zona; b- valent zonası –akseptor; b- valent zonası-donor; r- akseptor-keçirici zona.

Deməli, aşqar udulma temperaturdan və aşqarların konsentrasiyasından asılı olaraq dəyişir. Şəkil 2.16-da InSb kristallarında aşqar udulmanın spektri verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi aşqar udulma oblastı əsas udulma kənarına nəzərən 7,9 meV kiçik enerji oblastına sürüşmüşdür.



Şəkil 2.16. InSb kristalında aşqar udma spektri, $T=10 \text{ K}$.

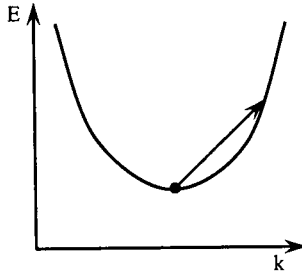
2.4. Sərbəst yükdaşıyıcılarla udulma

“Sərbəst yükdaşıyıcı” dedikdə, zona daxilində sərbəst hərəkət edə bilən və xarici təsirlərə cavab verən zərrəcik nəzərdə tutulur. Sərbəst yükdaşıyıcılarla udma monoton, struktursuz spektrə malik olub, λ^p qanunu ilə dəyişir, burada $\lambda=c/v$ – fotonun dalğa uzunluğudur, p isə 1,5 ÷ 3,5 intervalında dəyişir. Fotonun udulması zamanı elektron eyni bir zonada böyük enerjiyə malik hala keçir (şəkil 2.17). Belə keçid zamanı impulsun saxlanma qanununun ödənilməsi üçün əlavə qarşılıqlı təsir tələb olunur. İmpulsun dəyişməsini, ya kristal qəfəslə qarşılıqlı təsir hesabına (yəni fononlar vasitəsilə), ya da ki, ionlaşmış aşqarlardan səpilmə hesabına həyata keçirmək olar.

Drude nəzəriyyəsinə görə sərbəst yükdaşıyıcılardan udulma λ^2 ilə mütənasibdir. Yarımkəçiricilərdə akustik fononlardan səpilmə $\lambda^{1,5}$, optik fononlardan səpilmə $\lambda^{2,5}$, ionlaşmış aşqarlardan səpilmə isə λ^3 və ya $\lambda^{3,5}$ ilə mütənasib olan udulmaya səbəb olur. Ümumi halda, hər üç səpilmə reallaşdıqda, sərbəst yükdaşıyıcıların yekun α_f udma əmsalı üç həddin cəmindən ibarət olacaqdır

$$\alpha_f = A\lambda^{1,5} + B\lambda^{2,5} + C\lambda^{3,5} \quad (2.48)$$

burada A, B və C-sabit kəmiyyətlərdir. Aşqarların konsentrasiyasından asılı olaraq bu və digər mexanizm üstünlük təşkil edir.



Şəkil 2.17. Sərbəst elektronun keçirici zonada keçidi.

Sərbəst yükdaşıyıcıların α_f udma əmsalı.

$$\alpha_f = \frac{N_e^2 \lambda^2}{m * 8\pi^2 n c^3 \delta} \quad (2.49)$$

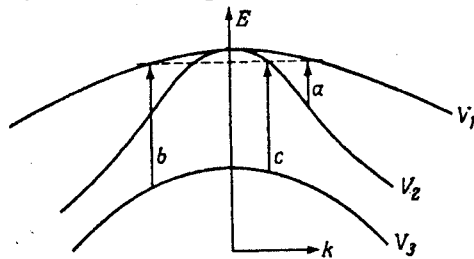
burada N-yükdaşıyıcıların konsentrasiyası, n-sındırma əmsalı, τ -relaksasiya əmsalıdır.

2.5. Zonadaxili keçidlər

Bir çox yarımkeçiricinin valent zonası üç zonadan ibarətdir. Məsələn, Ge kristalının valent zonası yüngül, ağır deşik zonalarından və spin-orbital parçalanma nəticəsində ayrılmış zonadan ibarətdir (şəkil 2.18).

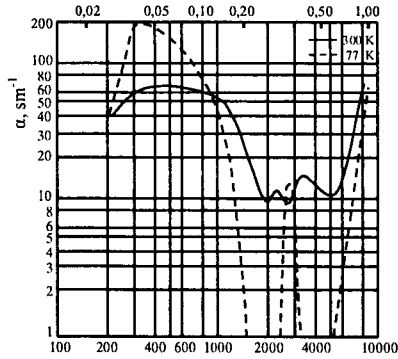
p-tip yarımkeçiricilərdə valent zonasının tərəsi deşiklərlə doludur, fotonların udulması ilə üç tip keçidlər mümkündür: a) yüngül v_2 deşik zonasından v_1 ağır deşik zonasına keçid; b) parçalanmış v_3 zonasından v_1 ağır deşik zonasına keçid; b) parçalanmış v_3 zonasından yüngül v_2 deşik zonasına keçid.

Ge kristalının udma spektrində 0,4 eV -a uyğun olan pik $V_3 \rightarrow V_1$ keçidi, 0,3 eV-a uyğun pik isə $V_3 \rightarrow V_2$ keçidi nəticəsində müşahidə olunur (şəkil 2.19). Aşağı temperaturda, Fermi səviyyəsi valent zonasının tərəsinin yaxınlığında yerləşdiyindən, hər iki pik üst-üstə düşür. Fotonun enerjisinin kiçik qiymətlərində müşahidə olunan pik $V_2 \rightarrow V_1$ keçidinə aiddir.

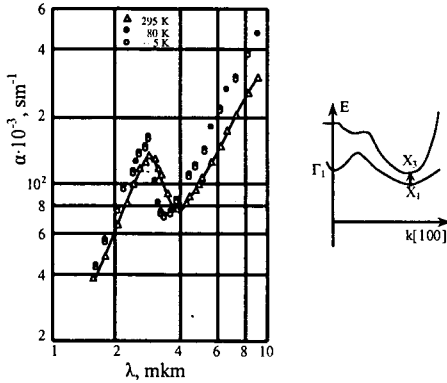


Şəkil 2.18. Ge kristalının valent zonasının quruluşu və zonadaxili keçidlər.

n-tip yarımkeçiricilərdə də zonadaxili keçidlər müşahidə olunur. Şəkil 2.20-də n-tip GaP kristalında zonadaxili keçidlərlə əlaqədar udma spektri göstərilmişdir. 0.27 eV enerjiyə uyğun olan keçid $\langle 100 \rangle$ nöqtəsində yerləşən x_1 və x_3 minimumları ilə əlaqədardır. Uzundalğalı oblastda udma əmsalının artması sərbəst yükdaşıyıcılardan udma ilə əlaqədardır.



Şəkil 2.19. p-tip Ge kristalında zonadaxili keçidlərlə əlaqəli optik keçidlər.



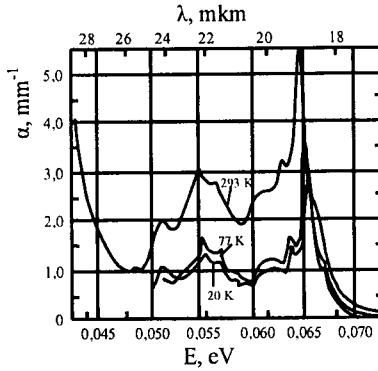
Şəkil 2.20. n-tip ($N=1 \times 10^{18} \text{ sm}^{-3}$) GaP kristalının zonadaxili keçidlərinə uyğun udma spektri.

2.6. Qəfəs udulması

Müxtəlif növ atomlardan ibarət olan yarımkəçirici birləşmələrə elektrik dipolunun yığılı kimi baxmaq olur. Bu dipollar elektromaqnit sahəsinin enerjisini udur. İşıqlanma o zaman ən güclü təsir edir ki, yarımkəçirici nümunənin üzərinə düşən işığın tezliyi dipolun rəqs tezliyinə bərabər olsun. Adətən, rəqslər bir neçə növ normal rəqs cəmindən (çoxlu sayda fononların emissiyasından) ibarət olan mürəkkəb rəqsdir. Fotonun

h/λ impulsu, fononun h/a (a —qəfəs sabitidir) impulsuna nəzərən olduqca kiçikdir. Odur ki, qəfəs udulmasında impulsun saxlanma qanununun ödənilməsi üçün iki və ya daha çox fononun iştirakı tələb olunur. Yarımkəçiricilərdə iki eninə optik (TO), iki eninə akustik (TA), bir uzununa optik (LO) və bir uzununa akustik (LA) fonon mövcuddur.

Şəkil 2.21-də n -tip GaAs kristalında qəfəsin rəqslərilə bağlı udma spektri verilmişdir. Homopolyar yarımkəçiricilərdə dipol yaranmır, amma onlarda da qəfəs udması müşahidə olunur. Yəqin ki, bu halda başqa mexanizm əsas rol oynayır: işıqlanma dipol yaradır və bu dipolun düşən işıqla qarşılıqlı təsiri fononların meydana gəlməsinə səbəb olur.



Şəkil 2.21. n -tip GaAs kristalının $0.04 \div 0.07$ eV enerji inter-valında $T=293\text{K}$ temperaturunda qəfəs udulmasının spektri.

2.7. “İsti elektronlar” vasitəsilə optik udma

Çəp keçidlərlə tanış olarkən biz yarımkəçiricilərdə enerjisi qadağan olunmuş zolağın enindən kiçik olan kvantların udulmasının mümkünlüyünü göstərdik. Bu zaman enerjinin saxlanma qanununun ödənilməsi üçün eyni zamanda bir neçə fononun iştirakı tələb olunurdu. S.M. Rıvkin göstərmişdir ki, bu keçidlərin baş verməsi üçün lazım olan əlavə enerji sərbəst yükdaşıyıcılar hesabına da verilə bilər.

Əvvəlcə, düz keçidlərə baxaq (şəkil 2.22, a və b). $h\nu = E_g - \Delta E$ enerjisinə malik olan foton kristalda udula bilməz, çünki,

ΔE qədər enerji çatışmazlığı mövcuddur. Enerji çatışmazlığı olduqda baxılan prosesdə foton elektronu valent zonasından virtual hala keçirir, oradan isə elektron $\Delta E'$ qədər enerjiyə və $\Delta k'$ qədər impulsa malik olduqda, keçirici zonaya keçə bilər. Bu zaman enerjiyə və impulsa olan əlavəni elektron keçirici zonada olan "isti elektronun" buraxdığı fonondan alır. Baxılan halda üç zərrəcik qarşılıqlı təsirdə olur: iki elektron və fonon; elektronlardan biri özünün artıq enerjisini fononların iştirakı ilə digər elektrona ötürür. Bu fononların iştirakı ilə baş verən Oje prosesinə ekvivalent prosesdir. Belə prosesdə iştirak edən elektron kifayət qədər enerjiyə malik olmalıdır ki, onun digər elektrona verdiyi enerji ΔE enerji çatışmazlığını ödəyə bilsin. "İsti elektronları" ya bütövlükdə sistemin temperaturunu, ya da zəif elektrik sahəsinin təsiri ilə elektronların T_e effektiv temperaturunu artırmaqla əldə etmək olar.

Zonaların ekstremumları k -fəzasının müxtəlif nöqtələrində yerləşirsə (çəp keçidlər), keçid zamanı impulsun güclü dəyişməsi nəticəsində baxılan proses baş tuta bilməz (şəkil 2.22, c). kT_e enerjisinə malik olan elektrona verilən impulsun

miqdarı $\frac{(2\kappa T_e m_e)^{1/2}}{h}$ çox kiçik olduğundan, çəp keçidə malik

yarımkeçiricilərdə impulsun saxlanma qanununun ödənilməsi üçün kifayət etmir. Təcrübələr göstərir ki, düz keçidə malik GaAs kristalında "İsti elektronlar" vasitəsilə optik udma prosesinin ehtimalı nəzərəcarpacaq dərəcədədir. $\kappa T_e = 0,01 \text{ eV}$, $n = 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ və $\Delta E = 0,01 \text{ eV}$ olduqda udma əmsalı $\alpha \approx 6 \text{ sm}^{-1}$ tərtibində olur.

$S = \alpha/N$ düsturu ilə təyin olunan (N -yükdaşıyıcıların konsentrasiyasıdır) udmanın en kəsiyi elektronun temperaturundan asılı olaraq dəyişir (şəkil 2.23). Aşağı temperaturalarda ($\kappa T_e \ll \Delta E$) ΔE enerjisinə malik elektronların miqdarı Bolsman paylanması ilə təyin olunur; deməli, $S \sim \exp(-\Delta E/\kappa T_e)$. $\kappa T_e \gg \Delta E$ olduqda isə S temperaturdan zəif asılı olur. Bu prosesin udma spektrinə təsiri şəkil 2.24-də göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi bu prosesi digər udma proseslərindən ayırmaq o qədər

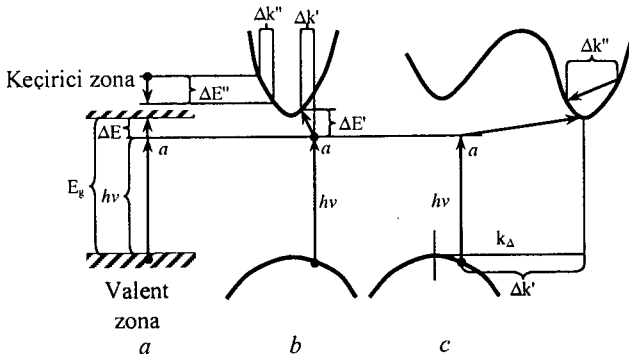
də asan deyildir. Ancaq bu prosesi digər proseslərdən əsas fərqləndirən cəhət, prosesdə iştirak edən elektronların temperaturdan asılı olmasıdır (qəfəs temperaturundan fərqli olaraq). Elektronların temperaturunu yuxarıda deyildiyi kimi, elektrik sahəsinin təsirlə dəyişmək olar.

Qeyd etmək lazımdır ki, bu proses “selvari” udulmaya səbəb ola bilər. Zəif elektrik sahəsində hər bir udulan foton elektron yaradır. Bu yeni yaranan elektron elektrik sahəsində “isti elektrona” çevrilərək, enerjisi qadağan olunmuş zolağın enindən kiçik olan fotonların udulmasına səbəb ola bilər. Udma prosesinin ehtimalı elektronların konsentrasiyası çoxaldıqca artır. Elektronların τ yaşama müddəti və işığın I intensivliyi böyük olduqda ($\tau SI \gg 1$), yükdaşıyıcıların Δn konsentrasiyası aşağıdakı qanunla artır

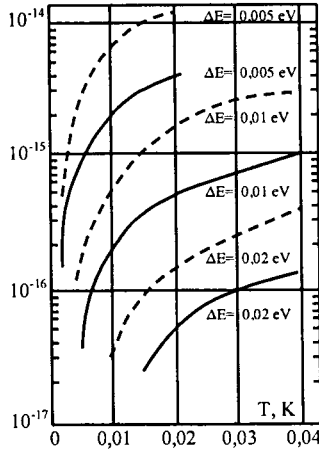
$$\Delta n = n_0 [\exp(SI\tau) - 1] \quad (2.50)$$

burada n_0 -tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların konsentrasiyasıdır.

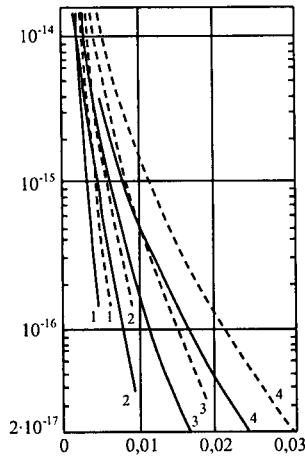
“Selvari” udulma prosesi o vaxta qədər davam edir ki, hər hansı bir mexanizm (məsələn, elektron-deşik səpilməsi) hesabına τ yaşama müddəti o qədər kiçilir ki, $\tau SI < 1$ olur.



Şəkil 2.22. Yarımkəçiricilərdə enerji çatışmazlığı ilə baş verən udma prosesi. a – enerjinin saxlanması; b – ekstremumlar k-fəzasının eyni bir nöqtəsində yerləşmişdir. Elektron $h\nu$ enerjisinə malik olan foton vasitəsilə virtual səviyyəyə keçir, sonra isə digər elektrondan əldə etdiyi $\Delta E''$ enerjisi hesabına keçirici zonaya keçir; c – ekstremumlar k-fəzasının müxtəlif nöqtələrində yerləşdiyindən, $k_a \gg \Delta k''$ olduqda, fotonun enerji çatışmazlığı ilə udulması mümkün deyildir.



Şəkil 2.23. Udma en kəsiyinin temperaturdan asılılığı.



Şəkil 2.24. Müxtəlif temperaturalarda İnSb (bütöv xətlər) və GaAs (qırıq xətlər) kristallarında udma en kəsiyinin spektral asılılıqları.

“İsti elektronlar” vasitəsilə optik udma, ancaq nisbətən təmiz və düz keçidə malik olan yarımkəçiricilərdə müşahidə olunur.

III FƏSİL

XARİCİ AMİLLƏRİN UDMA PROSESİNƏ TƏSİRİ

Nəzəri və təcrübi araşdırmalar göstərmişdir ki, xarici amillər udma spektrlərinə güclü təsir göstərir. Xarici amillər dedikdə təzyiq, temperatur, elektrik və maqnit sahələri, müxtəlif zərrəciklərlə şüalanma nəzərdə tuturuq. Təzyiq hidrostatik və ya müəyyən bir ox istiqamətində ola bilər. Qeyd etmək lazımdır ki, hər iki halda təzyiq bütün səviyyələrin potensial enerjilərinə təsir edir. Temperatur daxili təzyiqi dəyişməklə səviyyələrin vəziyyətinə təsir edir, həm də müxtəlif səviyyələrdəki yükdaşıyıcıların sıxlığının dəyişməsinə səbəb olur. Elektrik sahəsi qəfəsi polyarlaşdırır və sahə böyük olduqda, səviyyələrin parçalanmasına səbəb olur (Ştark effekti). Ən mühüm effekt bütün səviyyələrin effektiv genişlənməsinə səbəb olan Frans-Keldiş effektidir. Maqnit sahəsi keçirici və valent zonalarının bütün hallarının Landau parçalanmasına, aşqar və eksiton səviyyələrinin isə Zeeman parçalanmasına gətirib çıxarır. Bu effektləri bilərək, optik proseslərdə iştirak edən müxtəlif səviyyələrin identifikasiyasını aparmaq olar. Aşağıda ayrı-ayrılıqda bu hadisələr şərh ediləcəkdir.

3.1. Təzyiqin udma kənarına təsiri

Hidrostatik təzyiq vasitəsilə kristalın hərtərəfdən sıxılması atomlar arasındakı məsafəni azaldır. Bu da öz növbəsində qadağan olunmuş zolağın eninin (Eg) artmasına səbəb olur (şəkil 3.1). Qadağan olunmuş zolağın eninin təzyiqdən asılı olaraq artması düz keçidə malik olan bir çox yarımkeçiricilərdə müşahidə olunur. Belə yarımkeçiricilərdə hidrostatik təzyiq artdıqca, məxsusi udma kənarı qısdalğalı oblasta tərəf sürüşür. Çəp keçidə malik olan yarımkeçiricilərdə isə Eg-nin təzyiqdən asılılığı mürəkkəb xarakter daşıyır. Məsələn, Ge kristalında təzyiq artdıqca Eg artır, Si kristalında isə əksinə təzyiq artdıqca Eg kiçilir. GaAs kristalında hidrostatik təzyiq artdıqca düz keçidlərə məxsus keçirici zonanın minimumu çəp keçidlərə məxsus minimumdan daha sürətlə yuxarı qalxır. Qəfəs sabitinin çox

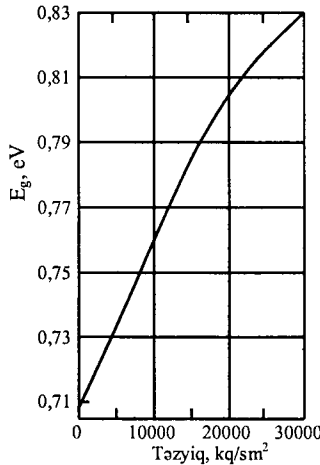
kiçik, Δa qədər dəyişməsi səviyyənin E enerjisinin Δa -dan xətti asılı olaraq dəyişməsinə səbəb olur:

$$E = E_0 + E_1 \Delta a \quad (3.1)$$

burada E_0 sıfır təzyiqdə səviyyənin enerjisi, E_1 səviyyələrdən asılı olan müxtəlif əmsaldır. Beləliklə, qadağan olunmuş zolağın eninin təzyiqdən asılılığı aşağıdakı ifadə ilə təyin olunacaqdır

$$\Delta E_g = (E_{1c} + E_{1v}) \Delta a \quad (3.2)$$

burada E_{1c} və E_{1v} valent və keçirici zonaların kənarlarının təzyiqdən asılı olaraq dəyişməsinə xarakterizə edən əmsallardır. Bu əmsallar müxtəlif olduğundan (bəziləri müsbət, bəziləri isə mənfi olduğundan), böyük deformasiyalarda düz keçidə malik olan yarımkeçirici çəp keçidə malik yarımkeçiriciyə çevrilə bilər və ya tərsinə.



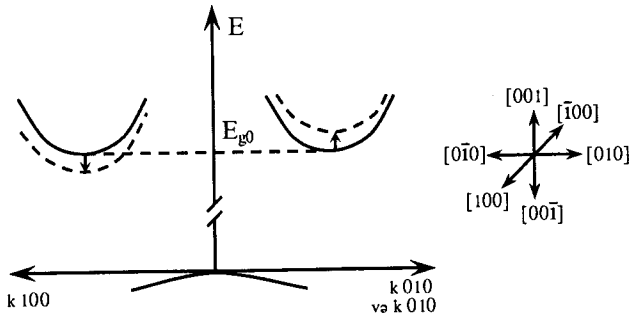
Şəkil 3.1. Ge kristalında qadağan olunmuş zolağın eninin təzyiqdən asılılığı ($T=350K$).

Hidrostatik təzyiqin sərbəst elektronların əlaqə enerjisinə təsiri kiçik olur və özünü, ancaq dielektrik nüfuzluğunun təzyiqdən asılılığında göstərir. Aşqarların ionlaşma enerjisi də təzyiqdən zəif asılıdır. Təzyiq, ancaq aşqarların sıxlığını dəyişə bilər.

Qadağan olunmuş zolağın eninin təzyiqdən asılılığı valent və keçirici zonalarda yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarına da təsir edir, Belə ki, məxsusi yükdaşıyıcıların konsentrasiyası qadağan olunmuş zolağın enindən eksponensial asılı olaraq dəyişir

$$n_i^2 = N_e N_v \exp \frac{-E_g(p)}{\kappa T} \quad (3.3)$$

Bir ox boyunca sıxılma və ya uzadılma keçirici zonada müxtəlif minimumların vəziyyətinin dəyişməsinə səbəb olur (şəkil 3.2).



Şəkil 3.2. Bir ox boyunca sıxılmanın Si kristalının keçirici zonasında səviyyələrin vəziyyətinin dəyişməsinə təsiri.

3.2. Temperaturun udma kənarına təsiri

Temperatur artdıqca yarımkeçiricidə kristal qəfəsin genişlənməsi və atomların tarazlıq vəziyyətlərinə nəzərən rəqslərinin güclənməsi baş verir. Bundan əlavə atomların rəqslərinin güclənməsi enerji səviyyələrinin genişlənməsinə, bu da öz növbəsində zonaların kənarlarının sürüşməsinə səbəb olur.

Təzyiqin yaratdığı deformasiya kimi, temperatur da aşqar səviyyələrin vəziyyətinin dəyişməsinə səbəb olur. Ancaq bu zaman aşqarların ionlaşma enerjisi dəyişməz qalır. Bundan əlavə temperaturdan güclü asılı olan elektron-deşik qarşılıqlı

təsiri mövcuddur. Debay temperaturundan xeyli aşağı temperaturalarda qadağan olunmuş zolağın eninin temperaturdan asılılığı kvadratik, Debay temperaturundan xeyli yuxarı temperaturalarda xətti xarakter daşıyır.

Bir çox yarımkeçiricilərdə qadağan olunmuş zolağın eninin temperaturdan asılılığı aşağıdakı empirik düsturla təyin olunur:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (3.4)$$

burada $E_g(0)$ – 0 K temperaturunda qadağan olunmuş zolağın eni, α və β – sabitlərdir.

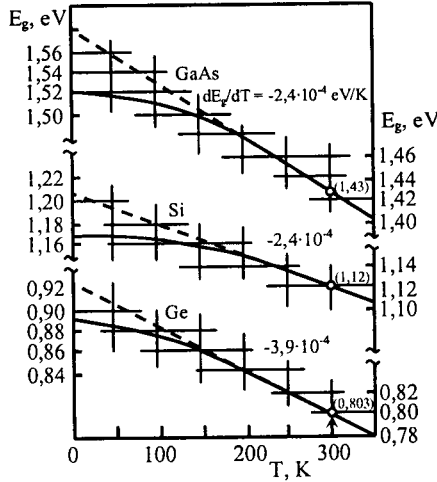
Şəkil 3.3-də Ge, Si və GaAs kristallarının qadağan olunmuş zolağının eninin temperaturdan asılı olaraq dəyişməsi verilmişdir. Bu yarımkeçiricilərin qadağan olunmuş zolaqlarının eni uyğun olaraq 0,89; 1,16 və 1.52 eV-dur. Şəkildən görüldüyü kimi, 175-350 K temperatur intervalında onların qadağan olunmuş zolağının eni temperaturdan xətti asılıdır. Bu asılılıq qadağan olunmuş zolağın eninin temperatur əmsalı ilə xarakterizə olunur ($\alpha = dE_g/dT < 0$) Ge, Si və GaAs üçün uyğun olaraq, $3.9 \cdot 10^{-4}$, $2.4 \cdot 10^{-4}$ və $4.3 \cdot 10^{-4}$ eV/K tərtibindədir.

(3.3) ifadəsindən görüldüyü kimi əsas temperatur effekti yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarının temperaturdan eksponensial asılı olaraq dəyişməsidir.

Eksitonların termik ionlaşması o zaman baş verir ki, istilik hərəkətinin enerjisi eksitonun əlaqə enerjisindən böyük olsun, $\kappa T > E_x$. Odur ki, $T \geq E_x/\kappa$ temperaturunda eksitonların yaşama müddəti kiçik olur və onların enerji səviyyələri qeyri-müəyyənlik prinsipinə uyğun olaraq genişlənir

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} \quad (3.5)$$

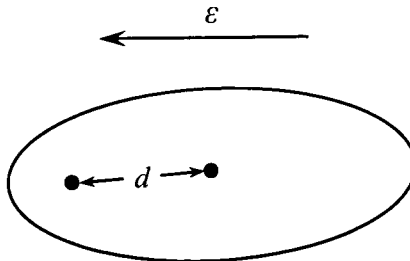
burada Δt – eksitonların yaşama müddətidir.



Şəkil 3.3. Ge, Si və GaAs kristallarının qadağan olunmuş zonalarının eninin temperaturdan asılılığı.

3.3. Elektrik sahəsinin udma kənarına təsiri

3.3.1. Ştark effekti. Elektrik sahəsi elektronun elliptik orbitini elə yönəldir ki, ellipsin ağırlıq mərkəzini və onun fokusunu (nüvəsini) birləşdirən xətt E elektrik sahəsi istiqamətində olsun (şəkil 3.4). Aydınır ki, sahə dairəvi orbitə təsir etmir. Ancaq eksitonun həyəcanlanmış halı və keçirici zonanın p-hallarının hamısı gərilmiş orbitlərə uyğun gəlir.



Şəkil 3.4. Elektrik sahəsinin elektronun elliptik orbitinə təsiri.

Elektronun yavaş fırlandığı halda, onun orbiti, hətta zəif sahədə də istiqamətlənir, ona görə də belə halın enerji səviyyəsinin sürüşməsi

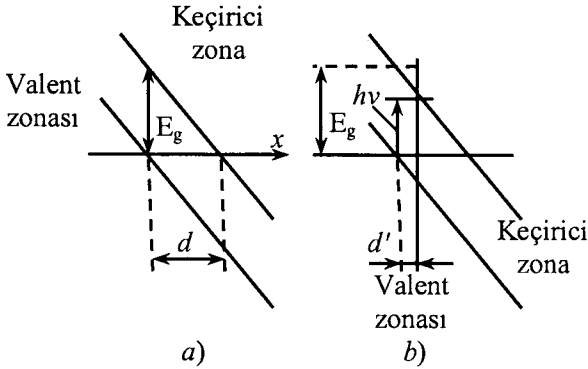
$$\Delta E = qdE \quad (3.6)$$

burada d – orbitin eksentriki, E isə elektrik sahəsidir. Bu birinci tərtib Ştark effektidir.

Elektron sürətlə fırlandıqda onun orta vəziyyəti nüvə ilə üst-üstə düşür. Xarici elektrik sahəsi elektronun orta vəziyyətinin sahə istiqamətində yönəlməsinə və dipolun yaranmasına səbəb olur. Bu zaman səviyyənin sürüşməsi sahənin kvadratı ilə mütənasib olur. Buna ikinci tərtib Ştark effekti deyilir.

3.3.2. Frans-Keldiş effekti. Məlumdur ki, xarici elektrik sahəsində yarımkeçiricilərin enerji zonaları meyl edir. Bu zaman valent zonasının elektronlarının keçirici zonaya tunel effekti vasitəsilə keçməsinə imkan yaranır. Şəkil 3.5,a-dan görünür ki, üçbucaqlı çəpərin hündürlüyü enerji zonaların meyilli halında E_g -ə bərabər olur, onun d qalınlığı isə

$$d = E_g / eE \quad (3.7)$$



Şəkil 3.5. Elektronların keçirici zonaya tunel effekti nəticəsində keçməsi: a) enerji dəyişmədən baş verən keçid; b) fotonların udulması ilə baş verən optik keçid.

(3.7) ifadəsindən görünür ki, xarici elektrik sahəsinin intensivliyi artdıqca çəpərin qalınlığı kiçilir, bu isə elektronların tunel effekti vasitəsilə keçirici zonaya keçməsi ehtimalını artırır. Elektrik sahəsinin təsiri ilə yarımkeçiricinin qadağan olun-

muş zolağının enindən kiçik enerjilərdə ($h\nu < E_g$) işıq kvantlarının udulması baş verə bilər. Bu hadisə elə çəpərin qalınlığının d' qədər azalmasına ekvivalentdir.

$$d' = (E_g - h\nu) / eE \quad (3.8)$$

Bu halda tunel effektinin ehtimalı daha da artır.

Xarici elektrik sahəsində fotonların udulması ilə elektronların tunel hadisəsi nəticəsində keçirici zonaya keçmə prosesi Frans-Keldiş effekti adlanır. Bu hadisə yarımkeçiricidə udma kənarının kiçik enerji oblastına sürüşməsi ilə müşahidə olunur.

Udma kənarının kiçik enerji oblastına sürüşməsi (elektronvolla) aşağıdakı düsturla təyin olunur

$$\hbar\theta = 0.0725 (m_0/\mu)^{1/3} E^{2/3} \quad (3.9)$$

burada $\mu^{-1} = (m_e)^{-1} + (m_h)^{-1}$ gətirilmiş effektiv kütlə, E - tətbiq olunan elektrik sahəsidir.

Xarici elektrik sahəsində, $\hbar\omega < E_g$ olduqda optik udma əmsalı

$$\alpha(\omega, E) = B \frac{(\hbar\theta)^{3/2}}{8(E_g - \hbar\omega)} \exp\left[-4/3\left(\frac{E_g - \hbar\omega}{\hbar\theta}\right)^{3/2}\right] \quad (3.10)$$

3.4. Maqnit sahəsinin udma kənarına təsiri

3.4.1. Landau parçalanması. Yarımkeçirici z oxu istiqamətində yönəlmiş H_z maqnit sahəsində yerləşdikdə, bu istiqamətdə elektronun hərəkətinə maqnit sahəsi təsir göstərmir, ancaq sahəyə perpendikulyar müstəvidə bucaq tezliyi ω_c ilə təyin olunan periodik dairəvi hərəkət baş verir:

$$\omega_c = \frac{qH_z}{m^*c} \quad (3.11)$$

ω_c –siklotron tezliyidir. Alınmış orbitlər kvantlanmış olur və

enerjinin icazə verilmiş qiymətləri (sahəyə perpendikulyar istiqamətdə) aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur

$$E_{xy} = \frac{q\hbar H_z}{m^* c} \left(h + \frac{1}{2} \right) \quad (3.12)$$

burada n - tam ədəddir ($n \geq 0$).

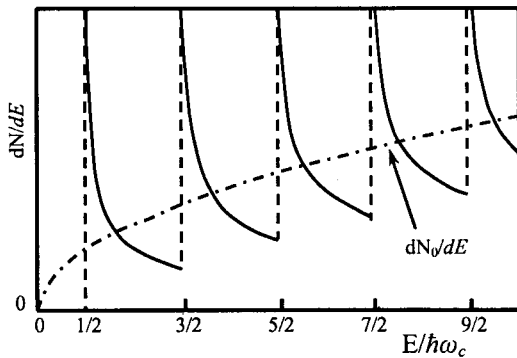
Parabolik zonada eninə istiqamətdə elektronun enerjisi maqnit sahəsindən asılı olmur, odur ki, onu əvvəlki kimi yazmaq olar

$$E_z = \frac{\hbar^2 \kappa^2}{2m^*} \quad (3.13)$$

Şəkil 3.6-da maqnit sahəsi olan və olmayan halda hal sıxlıqları göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi müxtəlif enerjilərə aid hal sıxlıqları diskret zonalarda cəmləşir. Hal sıxlıqları aşağıdakı düsturla ifadə olunur

$$\frac{dN}{dE} = \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{1/2} \frac{1}{(2\pi\ell)^2} \sum_{n,\pm} [E - (n + \frac{1}{2} \pm \frac{v}{2})\hbar\omega_c]^{-1/2} \quad (3.14)$$

burada ℓ - aşağıdakı düsturla təyin olunan siklotron orbitinin ən kiçik radiusudur.



Şəkil 3.6. Maqnit sahəsi olan və olmayan (ştrix-punktir xətlər) halda hal sıxlıqları.

$$\frac{1}{\ell^2} = \frac{m^*}{h} \omega_c \quad (3.15)$$

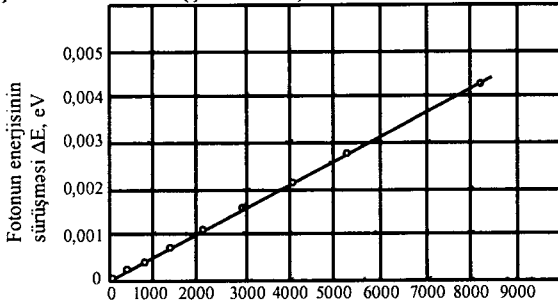
$$v = \frac{m^* g}{2m} \quad (3.16)$$

g – giromaqnit nisbət adlanır.

Qeyd etmək lazımdır ki, maqnit sahəsi keçirici zonanın dibini $1/2 q\hbar H/m_c^*c$ qədər yuxarı qaldırır. Valent zonasının təpəsi isə kiçik enerji oblastına tərəf $1/2 q\hbar H/m_v^*c$ qədər sürüşür. Qadağan olunmuş zolağın eninin dəyişməsi aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$\Delta E_g = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{m_c^*} + \frac{1}{m_v^*} \right) \frac{q\hbar H}{c} \quad (3.17)$$

3.4.2. Zeeman effekti. Maqnit sahəsi orbit üzrə hərəkət edən elektrona təsir edir və sahə olmayan halda malik olduğu səviyyənin parçalanmasına səbəb olur. Bu parçalanma kiçik sahələrdə Landau parçalanmasının yarısına bərabərdir, yəni $\pm(q\hbar H/2m^*c)$. Güclü maqnit sahələrində bu parçalanma H^2 ilə mütənasib olaraq artır. Bu qeyri-xəttilik o zaman baş verir ki, spinin təsiri və orbital hərəkət hesabına H daxili sahədən böyük olsun. Eksitonlar və aşqarlar böyük ölçülü orbitlərlə xarakterizə olunur. Ona görə də aşqarlar və eksitonlarda kvadratik Zeeman effekti müşahidə olunur (şəkil 3.7).



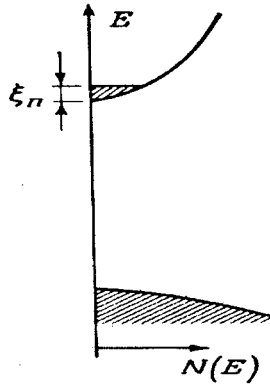
Şəkil 3.7. Şüalanan fotonun enerjisinin sürüşməsinin maqnit sahəsindən asılılığı. $T = 4,2$ K.

3.5. Güclü aşqarlanmanın udma kənarına təsiri

Güclü aşqarlanmış n-tip yarımkəçiricinin keçirici zonasında Fermi səviyyəsinin vəziyyəti ζ_n kəmiyyəti ilə xarakterizə olunur (şəkil 3.8). ζ_n -dən aşağıda yerləşən səviyyələr dolu olduğundan, məxsusi udma nəticəsində bu səviyyələrə optik keçidlər mümkün deyildir. Odur ki, udma kənarı böyük enerji oblastına tərəf ζ_n qədər sürüşməlidir. Zonaların dolması nəticəsində udma kənarının böyük enerji oblastına tərəf sürüşməsi Burştayn-Moss effekti adlanır. Bu effekt InSb kristalında daha aydın hiss olunur. InSb kristalında keçirici zonanın əyrilik radiusu böyük olduğundan, energetik səviyyələrin dolması üçün az miqdarda elektron kifayətdir. Odur ki, təmiz maddədə udma kənarı 7 mkm-a uyğun gəlirdi halda, qadağan olunmuş zolağın eninin 0,01eV dəyişməsi udma kənarının böyük enerji oblastına tərəf 1/3 mkm sürüşməsinə səbəb olur.

Sadə halda, keçirici zona böyük əyrilik radiusuna malik olduğu halda (yəni $m_h \gg m_e$) elektronların konsentrasiyalarının enerjiden asılılığı aşağıdakı düsturla ifadə olunur:

$$\frac{dN(E)}{dE} = 8\pi h^{-3} [2m_e^3 (E - E_g)]^{1/2} \quad (3.18)$$



Şəkil 3.8. Güclü aşqarlanmış yarımkəçiricinin enerji diaqramı.

(3.18) düsturunu 0-dan ΔE -ə qədər inteqrallasaq, keçirici zonanın ΔE hündürlüyünə qədər dolması üçün lazım olan

elektronların N sayını tapmış olarıq

$$N = \int_0^{\Delta E} dN(E) = \frac{8\pi}{3h^3} (2m_e \Delta E)^{3/2} \quad (3.19)$$

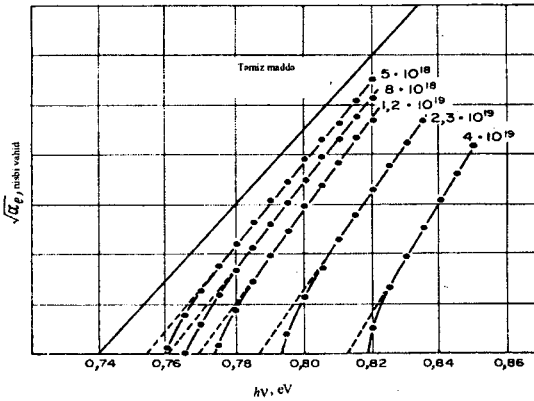
Effektiv kütlənin qiymətini və aşqarların konsentrasiyasını bilməklə, (3.19) düsturu vasitəsilə ΔE -ni hesablamaq olar.

Çəp keçidə malik olan güclü aşqarlanmış yarımkəçiricidə zonaların dolması nəticəsində udma kənarının sürüşməsinə müşahidə etmək olar. Bu zaman impulsun saxlanma qanunu elektron-elektron qarşılıqlı təsiri və ya aşqarlardan səpilmə hesabına təmin edilir. Udma əmsalı α isə aşağıdakı düsturla təyin olunur

$$\alpha = A N (h\nu - E_g - \zeta_n)^2 \quad (3.20)$$

burada A-sabit kəmiyyətdir, $\zeta_n = F_n - E_c$ - güclü aşqarlanmış yarımkəçiricidə Fermi səviyyəsinin vəziyyətini göstərir.

Şəkil 3.9-da As elementi ilə güclü aşqarlanmış Ge kristalının udma kənarı göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi, aşqarlanma dərəcəsi artdıqca udma kənarı böyük enerji oblastına sürüşür.



Şəkil 3.9. As elementi ilə güclü aşqarlanmış Ge kristalının udma kənarı ($T = 4.2$ K).

IV FƏSİL

QEYRİ-XƏTTİ OPTİK HADİSƏLƏR

Əvvəlki fəsillərdə, optik udma prosesləri ilə tanış olarkən, biz yarımkeçiricilərin parametrlərinin optik sahənin intensivliyindən asılı olmadığını qəbul etmişdik. Ancaq bu müddəə çox kiçik həyəcanlaşmada, xətti rejimdə özünü döğruldur. Yüksək həyəcanlaşma intensivliyində maddənin optik xassələri modifikasiya olunur, yəni mühitin işıqın təsirinə reaksiyası həyəcanlaşma intensivliyindən asılı olaraq dəyişir. Maddənin optik xassələrinin həyəcanlaşma intensivliyindən asılılığı qeyri-xətti optika adlanır. Yüksək optik həyəcanlaşmada bütün yarımkeçiricilər, demək olar ki, qeyri-xətti xarakteristikalara malik olur. Bunlar optik udma prosesinin dəyişməsinə, optik bistabilliyə və digər optik qeyri-sabitliyə səbəb olur. Ən maraqlı cəhət ondan ibarətdir ki, bu hadisələr optik düzləndiricilərdə, optik məntiq sistemlərdə və ya digər optik hesablama sistemlərində istifadə olunur.

4.1. Qeyri-xətti polyarlaşma

Məlumdur ki, vakuumda və havada yayılan işıq şüaları rastlaşdıqda bir-birinə təsir göstərmirlər. Işıq dalğalarının superpozisiya prinsipi klassik optikanın tənliklərinin xəttiliyinə səbəb olur. "Foton" dilində desək, dalğaların superpozisiya prinsipi o deməkdir ki, fotonlar bilavasitə bir-biri ilə qarşılıqlı təsirdə olmur.

Fərz edək ki, işıq havada deyil, şəffaf sıx mühitdə, məsələn, mayədə və ya dielektrik kristalda yayılır. Bu zaman işıq dalğalarının superpozisiya prinsipi saxlanılırmı? Klassik optika bu suala müsbət cavab verir, çünki, klassik işıq mənbələrinin intensivliyi 10^5 V/m-dən çox deyildir. Bu rəqəm atom və molekuldaxili intensivlikdən (10^9 - 10^{12}) V/m bir neçə tərtib azdır. Aydınır ki, belə nisbətə işıq dalğası atomdaxili sahəyə nəzərəcarpaçaq dərəcədə təsir göstərə bilməz. Bu şəraitdə mühitin fiziki xarakteristikaları (dielektrik nüfuzluğu, sındırma əmsalı, udma əmsalı və s.) mühitdən keçən işıqın intensivliyindən asılı

olmur. Mühitin xarakteristikalarının sabitliyi, baxılan halda klassik optikanın tənliklərinin xəttiliyinə səbəb olur.

Güclü koherent şüa mənbəyi olan lazerlərin meydana gəlməsi vəziyyətin kəskin dəyişməsinə səbəb oldu. Lazer şüalarının gərginliyi (10^9-10^{10})V/m olub, atom və molekul daxili gərginliklərlə eyni tərtibdədir. Belə şüalar mühitdən keçdikdə, mühitin fiziki xassələri dəyişir, yəni işığın intensivliyindən asılı olur. Bu halda baxılan mühitdə gedən fiziki hadisələr qeyri-xətti tənliklərlə xarakterizə olunur.

Məlumdur ki, mühitin P polarizasiyası ilə işıq sahəsinin E gərginliyi arasında aşağıdakı münasibət vardır:

$$P = \alpha E \quad (4.1)$$

Əgər mühitin parametrləri həyəcanlaşmanın intensivliyindən asılı deyildirsə, onda (4.1) tənliyi xətti xarakter daşıyır. (4.1) tənliyi E-yə nəzərən o zaman xətti ola bilər ki, mühitin α dielektrik qavrayıcılıq əmsalı işıq sahəsinin E gərginliyindən asılı olmasın. Bu hal lazerlər meydana gəlməmişdən əvvəl mövcud idi. Ona görə də belə optika xətti optika adlanırdı. İntensiv lazer şüaları mühitdən keçdikdə isə α sabit parametr olmayıb, E gərginliyinin funksiyasına çevrilir

$$\alpha(E) = x + \chi E + \theta E^2 + \dots, \quad (4.2)$$

burada x, χ, θ, \dots - mühitin polyarlaşmasını xarakterizə edən parametrlərdir.

Belə olan halda (4.1) tənliyi qeyri-xətti olacaqdır:

$$P = \alpha(E)E = xE + \chi E^2 + \theta E^3 + \dots, \quad (4.3)$$

Fiziki xassələri ondan keçən işığın intensivliyindən asılı olan mühitə qeyri-xətti mühit deyilir. Eyni bir mühit, ondan zəif intensivlikli işıq keçdikdə xətti, yüksək intensivlikli işıq keçdikdə isə qeyri-xətti olur. Qeyd etmək lazımdır ki, həyəcanlanma kəsildikdən sonra mühitin xassəsi yenə əvvəlki

qiymətlərinə malik olur. Qeyri-xətti optik hadisələrə misal olaraq, optik harmonikaların generasiyasını, işığın parametrik çevrilməsini, çoxfotonlu udma hadisəsini və s. göstərə bilərik.

4.2. İkinci və üçüncü harmonikaların generasiyası

İlk dəfə 1961-ci ildə amerikan alimi P. Franken kvars kristalında yaqut lazerinin tezliyinin ikiqat artmasını müşahidə etmişdir. Frankenin istifadə etdiyi təcrübənin sxemi şəkil 4.1-də verilmişdir. Yaqut lazerinin (1) şüaları (2) kristaldan keçərək, spektroqraf (3) vasitəsilə analiz edilir. Fotolövhdə (4) iki işıqlı ləkə müşahidə olunur. Parlaq A ləkəsi yaqut lazerinin ($\lambda=0,694$ мкм) verdiyi qırmızı şüaların yaratdığı ləkə, zəif B ləkəsi isə ikiqat tezliyə ($\lambda=0,347$ мкм) uyğun gələn ləkədir. İkinci şüalanmanın (ikinci harmonikanın) yaranması kvars kristalında yayılan işıq dalğalarının superpozisiya prinsipini pozmasını göstərir. 2ω tezliyinin yaranma səbəbi qeyri-xətti mühitdə tezliyi ω olan iki işıq dalğasının qarşılıqlı təsirdə olmasıdır. Doğrudan da, işıq dalğasının E gərginliyini aşağıdakı düsturla ifadə etsək,

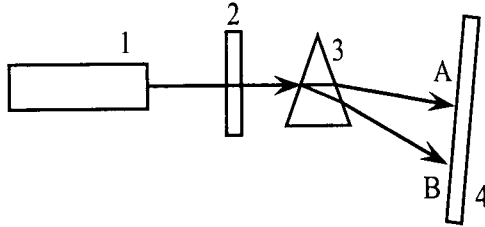
$$E = E_0 \cos[\omega(t-z/v)] \quad (4.4)$$

burada E_0 -dalğanın amplitudu, v -onun mühitdə yayılma sürəti, z -ışığın yayılma istiqamətinin koordinatıdır.

(4.3) ifadəsindəki kvadratik polyarlaşma həddindən (χE^2) istifadə etsək, məlum triqonometrik çevirmə ($\cos^2\beta=(1+\cos 2\beta)/2$) əsasında qeyri-xətti polyarlaşma həddini ($\chi E_0^2/2$) $\cos[2\omega(t-z/v)]$ alırıq. Göründüyü kimi, mühitdə başlanğıc dalğanın istiqamətində və eynilə onun sürətilə yayılan 2ω tezlikli şüalar meydana gəlmişdir. Yeni yaranan işıq dalğası ikinci optik harmonika adlanır. Onun yaratdığı sahənin gərginliyi

$$E^1 = E_1 \cos[2\omega(t-z/v_1)] \quad (4.5)$$

burada v_1 - verilmiş mühitdə ikinci harmonikanın sürətidir.



Şəkil. 4.1. İkinci harmonikanı müşahidə etmək üçün sxem.

Eyni qayda ilə (4.3) ifadəsindəki üçüncü həddə (θE^3) əsasən

$$P^{(3)} = \theta E_0^3 \cos^3(\omega t - k_1 z) = \frac{3}{4} \theta E_0^2 E_0 \cos(\omega t - k_1 z) + \frac{\theta E_0^2}{4} E_0 \cos 3(\omega t - \kappa_1 z). \quad (4.6)$$

Sonuncu ifadədən göründüyü kimi, artıq mühitdə tezliyi 3ω olan (üçüncü harmonika) şüalar meydana gəlmişdir. Qeyd etmək lazımdır ki, Arqon qazında neodim lazerinin 12-ci harmonikası ($\lambda=887\text{\AA}$) müşahidə olunmuşdur.

Kvant mexanikasına görə 2-ci və 3-cü harmonikaları belə izah etmək olar: hər bir elementar aktda bir neçə foton iştirak edir, 2-ci harmonikada üç, 3-cü harmonikada isə dörd foton. Məsələn, 2-ci harmonikada eyni zamanda ω tezlikli iki fotonun əvəzinə 2ω tezlikli bir foton yaranır. Qeyd etmək lazımdır ki, heç də maddənin hər hansı bir nöqtəsində yaranan 2ω tezlikli şüalar effektiv şüalanmaya səbəb olacaqdır. Xətti optikada tezlik dəyişmədiyi halda qeyri-xətti optikada düşən dalğanın faza sürəti ilə [$v_\phi(\omega)=c/n(\omega)$] yeni yaranan dalğanın faza sürəti [$v_\phi(2\omega)=c/n(2\omega)$] fərqli olacaqdır. Buna səbəb işığın dispersiyasıdır [$n(\omega) \neq n(2\omega)$]. Bunun nəticəsində mühitin müxtəlif nöqtələrində yaranan ikinci dalğaların fazaları eyni olmur və bu səbəbdən onlar bir-birilə koherent olmur. İşığın dispersiyası nəticəsində $\Delta\phi$ fazalar fərqi arası kəsilmədən dəyişəcəkdir. Fazalar fərqi sabit qalması $\Delta\phi=0$ olduqda mümkün olacaqdır. ℓ məsafəsində polyarlaşdırıcı dalğa ilə ikinci harmonika arasın-

dakı fazalar fərqi

$$\Delta\varphi = \ell(\kappa_2 - 2\kappa_1) \quad (4.7)$$

burada k_1 və k_2 dalğa ədədləridir.

$\Delta\varphi = 0$ olması üçün

$$2k_1 = k_2, \quad (4.8)$$

yəni

$$\vartheta_\phi(\omega) = \vartheta_\phi(2\omega) \quad (4.9)$$

(4.8) və ya (4.9) şərti ödəndikdə hər iki dalğa – polyarlaşdırıcı dalğa və ikinci harmonika fəzanın istənilən nöqtəsində eyni fazaya malik olacaqdır. Ona görə də (4.8) şərti “Faza sinxronizmi” şərti adlanır. Faza fərqi π -yə bərabər və ya ondan çox olduqda faza münasibətləri pozulmuş olur. Onda

$$\ell_{\text{koh.}} = \frac{\pi}{(\kappa_2 - 2\kappa_1)} = \frac{\lambda_1}{4(n_2 - n_1)} \quad (4.10)$$

burada ℓ_{koh} –koherent uzunluq adlanır.

Koherent uzunluq dispersiyalı mühitdə elə minimal məsafədir ki, burada qeyri-xətti effektlərin toplanması mümkün olur. Hesablamalar göstərir ki, ikinci harmonikanın gücü ($W^{(2)}$) əsas (düşən) şüanın kvadratı ($I_{\text{нал.}}^2$) və qeyri-xətti qavrayıcılıq əmsalının kvadratı (χ^2) ilə düz mütənasib, $(k_2 - 2k_1)^2 \sim [n(2\omega) - n(\omega)]^2$ kəmiyyəti ilə tərs mütənasibdir.

$$W^{(2)} \sim I_{\text{нал.}}^2 \chi^2 \frac{1}{(\kappa_2 - 2\kappa_1)^2} \quad (4.11)$$

burada $(\kappa_2 - 2\kappa_1)^2 \sim [n(2\omega) - n(\omega)]^2$

Beləliklə, ikinci harmonikanın gücünü üç yolla artırmaq mümkündür:

1) düşən şüanın gücünü artırmaqla;

- 2) böyük qeyri-xətti qavrayıcılıq əmsalına (χ) malik olan kristal seçməklə;
- 3) ω və 2ω tezliklərində sındırma əmsallarının fərqi azaldılması yolu ilə.

Məlum oldu ki, ilk iki üsul ikinci harmonikanın gücünü artırmağa imkan versə də, qənaətbəxş deyildir. Bu bir tərəfdən onunla əlaqədardır ki, kristallar lazerin verdiyi böyük gücə ($300 - 400 \text{ MVt/sm}^2$) davam gətirmir, dağılır. Digər tərəfdən χ -nin qiyməti kristallarda kiçikdir. Deməli, ikinci harmonikanın gücünün artırılmasının yeganə yolu sındırma əmsallarının fərqi-nin, $n(2\omega)-n(\omega)$ azaldılması və ya ən yaxşı halda, bu fərqi-ni sifirə endirilməsidir.

4.3. Parametrik işıq generatoru

Məlumdur ki, optik kvant generatorları əsasən, müəyyən fiksə olunmuş tezliklərdə işləyir. Ancaq hal-hazırda tezliyi gəniş intervalda dəyişə bilən lazerlərə çox böyük tələbat vardır. Parametrik işıq generatorunun əsas prinsipi, güclü işıq enerjisinə malik olan işıq dalğasını (ω_H), zəif ω_1 və ω_2 tezlikli dalğalara çevirməkdir

$$\omega_H = \omega_1 + \omega_2 \quad (4.12)$$

Bu hadisənin mahiyyətini başa düşmək üçün qeyri-xətti mühitə polyarlaşması aşağıdakı düsturla təyin olunan eyni zamanda üç işıq dalğası göndərək (eyni anda):

$$P = \chi E + \chi E^2 \quad (4.13)$$

həyəcanlaşma şüası

$$E_H = E_{0,H} \cos(\omega_H t - k_H z) \quad (4.14)$$

və iki zəif şüa

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega_1 t - k_1 z) \quad (4.15)$$

$$E_2 = E_{02} \cos(\omega_2 t - k_2 z) \quad (4.16)$$

ω_H , ω_1 və ω_2 tezlikləri (4.12) şərtini ödəməlidir. Əgər (4.12) və (4.14-4.16) düsturlarını (4.13) nəzərə alsaq, onda ω_1 , ω_2 tezliklərində qeyri-xətti polyarlaşma

$$P_{H/\pi}(\omega_1) = 1/2 \chi E_{0,H} E_{02} \cos[\omega_1 t - (k_H - k_2)z] \quad (4.17)$$

$$P_{H/\pi}(\omega_2) = 1/2 \chi E_{0,H} E_{01} \cos[\omega_2 t - (k_H - k_1)z] \quad (4.18)$$

Yuxarıdakı ifadələrdən göründüyü kimi, əsas tezlikli dalğa ilə ω_1 və ω_2 tezlikli dalğaların qarşılıqlı təsiri nəticəsində $P_{H/\pi}(\omega_1)$ və $P_{H/\pi}(\omega_2)$ kimi qeyri-xətti polyarlaşmalar meydana gəlir. ω_1 və ω_2 tezlikli dalğaların güclənməsi o zaman baş verər ki, kifayət qədər böyük məsafələrdə ω_1 və ω_2 tezlikləri ilə müvafiq qeyri-xətti polyarlaşma dalğaları arasındakı fazalar fərqi sabit qalsın. Məsələn, ω_1 tezlikli işıq dalğasının qeyri-xətti mühitdə güclənməsi şərtinə baxaq. (4.15) və (4.17) ifadələrindən göründüyü kimi qeyri-xətti polyarlaşma işıq dalğası $P_{H/\pi}(\omega_1)$ və ω_1 tezlikli dalğa arasındakı fazalar fərqi z -in istənilən qiymətində sabit qalacaqdır

$$k_H - k_2 = k_1 \quad (4.19)$$

və ya

$$k_1 + k_2 = k_H \quad (4.20)$$

(4.16) və (4.18)-dən göründüyü kimi analogi şərt ω_2 tezlikli dalğa üçün də olacaqdır ($k_H - k_1 = k_2$), bu da (4.20) şərtinə uyğun gəlir. Beləliklə, (4.20) şərti, yəni “Faza sinxronizmi” şərti, ω_1 və ω_2 tezlikli dalğaların generasiya şərtidir. ω_1 və ω_2 tezlikli işıq dalğalarının generasiyasına praktiki olaraq nail olmaq üçün qeyri-xətti şəffaf kristal üzərinə polyarlaşması (4.13) şərtinə uyğun olan güclü həyəcanlaşma dalğasını göndərmək lazımdır. Bu zaman mühitdə mümkün olan dalğalardan yalnız faza sinxronizmi (4.20) şərtini ödəyən dalğa güclənəcəkdir. Yox əgər mühitdə, ancaq ω_1 tezlikli dalğa varsa, onda mühitdə avtomatik olaraq tezliyi $\omega_2 = \omega_H - \omega_1$ -ə bərabər olan digər bir dalğa yaranacaqdır və onların eyni zamanda güclənməsi baş verəcəkdir. Effektiv güclənməyə nail olmaq üçün qeyri-xətti kristal ω_1 və ω_2 tezliklərində böyük qaytarma əmsalına malik olan güzgülər arasında yerləşdirilir.

4.4. Zonaların qeyri-xətti dolması

Məlumdur ki, elektron və dəşiklər fermionlar olduqlarından, Pauli prinsipinə əsasən, hər bir kvant halında yalnız bir zərrəcik ola bilər. Deməli, yarımkeçiricinin k-halında spini əks istiqamətdə yönəlmiş yalnız iki zərrəcik yerləşə bilər. Zərrəciklər minimum enerjiyə malik olan səviyyələri tutduqlarından, səviyyələrin dolması ilk növbədə, keçirici zonanın dibindən başlayır. Bunun nəticəsində keçirici zonanın ətrafı elektronlarla, valent zonasının təpəsi isə dəşiklərlə dolacaqdır. Zonaların dolması sxematik olaraq şəkil 4.2-də verilmişdir.

Səviyyələrin elektron və dəşiklərlə dolması $A(\varepsilon)$ dolma faktoru ilə müəyyən olunur:

$$A(\varepsilon) = 1 - f_c(\varepsilon) - f_h(\varepsilon) \quad (4.21)$$

burada f_c və f_h uyğun olaraq, elektron və dəşiklərin Fermi funksiyalarıdır.

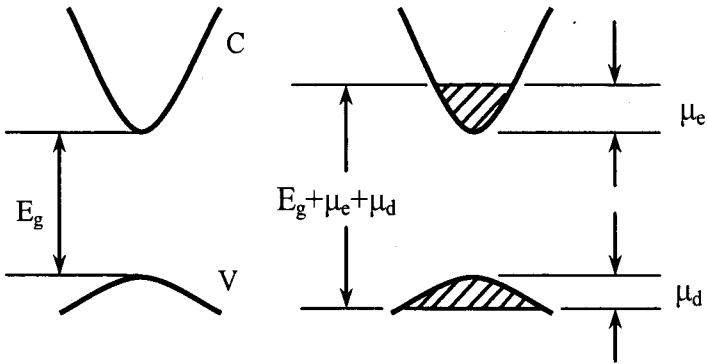
Zonaların dolma faktoru o zaman yaranır ki, valent zonası ilə keçirici zona arasında optik keçid mövcud olsun ($v \rightarrow c$), valent zonası elektronlarla dolu ($\sim f_v$), keçirici zona isə boş olsun ($\sim 1 - f_c$). Bu halda keçidin ehtimalı bu kəmiyyətlərin hasilinə bərabər olacaqdır

$$A_{v \rightarrow c} = f_v(1 - f_c) \quad (4.22)$$

Əks keçidin ehtimalı isə (yəni yükdaşıyıcıların rekombinasiyasını xarakterizə edən ($c \rightarrow v$), keçirici zona-valent zonası keçidi)

$$A_{c \rightarrow v} = f_c(1 - f_v) \quad (4.23)$$

Belə keçid nəticəsində zonaların dolması azalır. (4.22), (4.23) ifadələri əsasında və $f_v = 1 - f_h$ olduğunu nəzərə alsaq, (4.21) ifadəsini alarıq.



Şəkil 4.2. Yarımkəçiricilərdə yüksək həyəcanlaşmada zonaların dolması: a) elektron-deşik cütü olmayan halda yarımkəçiricinin zona diaqramı, b) elektron-deşik cütünün böyük konsentrasiyasında yarımkəçiricinin zona diaqramı.

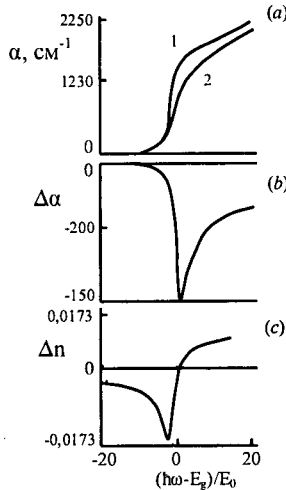
Məlumdur ki, Fermi funksiyası 0 və 1 intervalında dəyişir. Fermi funksiyasının sıfır olması səviyyələrin dolma ehtimalının sıfır olması deməkdir. Fermi funksiyasının vahidə bərabər olması isə zonaların tam dolmasını göstərir. Əgər f_c və f_h -in hər ikisi sıfıra bərabər olarsa (yəni yarımkəçirici həyəcanlaşmamış haldadır), $A=1$ və bütün hallar optik udmaya hazır olacaqdır. Yükdaşıyıcıların konsentrasiyası artdıqca f_c və f_h sıfırdan fərqli olacaq və böyük konsentrasiyalarda (məsələn, $f_c = 1/2$) və $f_h = 1/2$) hər iki Fermi funksiyasının cəmi vahidə bərabər ola bilər. Bu halda $A=0$ və ε enerjisi elektron və deşiklərin kimyəvi potensiallarının cəminə bərabər olur

$$\varepsilon = \mu_c + \mu_h \equiv \mu \quad (4.24)$$

A dolma faktorunun sıfıra bərabər olması o deməkdir ki, yarımkəçirici baxılan tezliyə nəzərən şəffafdır, optik udulma sıfıra bərabərdir. Daha yüksək həyəcanlaşmada $f_c + f_h > 1$, onda $A(\varepsilon) < 0$ və optik udma mənfi olur. Optik udmanın mənfi olması Buger-Lambert qanunundan görüldüyü kimi, mühitdən keçən işığın güclənməsinə səbəb olur

$$I(x) = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (4.25)$$

Doğrudan da α udma əmsalı sıfırdan kiçik olduqda ($\alpha < 0$) nümunədən keçən işığın intensivliyi nümunəyə düşən işığın intensivliyindən çox olur. Belə hal optik güclənmənin əsasını təşkil edir və yarımkeçirici maddələr əsasında lazer hazırlanmasına imkan verir. Zonaların yüksək optik həyəcanlaşmada dolması eyni zamanda kristalın udma kənarının böyük enerji oblastına tərəf sürüşməsinə səbəb olur. Şəkil 4.3,a-da InSb yarımkeçirici kristalının udma spektri verilmişdir. 1 əyrisi konsentrasiyanın kiçik qiymətinə, 2 əyrisi isə konsentrasiyanın böyük qiymətinə aiddir. Şəkildən görüldüyü kimi işığın böyük intensivliyində optik udma böyük enerji tərəfə sürüşür. Şəkil 4.3,b-də udma əmsalının dəyişməsi ($\Delta\alpha$), şəkil 4.3,c-də isə Kramers-Kroniq münasibətinə əsasən hesablanmış sındırma əmsalının dəyişməsi ($\Delta n(\omega)$) verilmişdir. Görüldüyü kimi sındırma əmsalı udma kənarından kiçik tezliklərdə mənfi qiymət alır. Bu hadisə yüksək həyəcanlaşma halında eksitonların aradan çıxması ilə izah olunur.



Şəkil 4.3. InSb kristalında zonaların dolması effekti: a) alçaq (1 əyrisi) və yüksək intensivliklərdə (2 əyrisi) udma spektri, b) udma əmsalının dəyişməsi, $\Delta\alpha$, c) sındırma əmsalının dəyişməsi, $\Delta n(\omega)$.

4.5. Çoxfotonlu udma hadisəsi

Bundan əvvəlki bölmədə göstərdik ki, zonaların yüksək həyəcanlaşma halında dolması kristalda optik udma prosesini azaldır. Lakin elə mexanizmlər də mövcuddur ki, lazer şüalarının intensivliyinin artması optik udmanı artırır. Belə proses çoxfotonlu udma prosesi adlanır.

Məlumdur ki, işığın maddə ilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində atom, ion və molekulların müəyyən kvant keçidləri baş verir. Belə keçidlər optik keçidlər adlanır, çünki hər bir belə keçid müəyyən miqdarda fotonların yaranması və ya yox olması ilə müşahidə olunur. Əgər optik keçiddə bir foton iştirak edirsə, belə keçid birfotonlu keçid adlanır. Yüksək optik həyəcanlaşmada yarımkeçiricilərdə eyni zamanda bir neçə fotonun udulması nəticəsində elektron-deşik cütü yarana bilər.

Çoxfotonlu udma prosesini belə izah etmək olar: yarımkeçirici kristalın üzərinə $h\nu < E_g$ enerjili işıq kvantı düşdükdə, E_0 enerjisində malik olan elektron bu kvantı udaraq virtual E_i halına keçir. Elektron virtual səviyyədə qeyri-müəyyənlik prinsipi ilə müəyyən olunan τ_i müddətində qala bilər, $\tau_i \sim \frac{h}{E_i - E_0 - h\nu}$. Işıq selinin intensivliyi böyük olduqda, τ_i

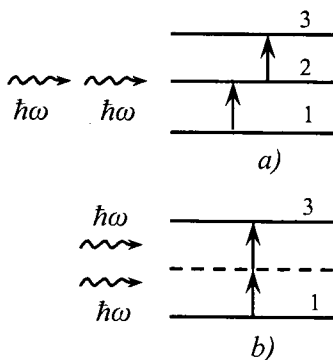
müddətində elektron daha bir kvant uda bilər və nəticədə $2h\nu > E_g$ şərti ödənərsə, ikifotonlu udma nəticəsində elektron-deşik cütü yarana bilər. Belə prosesdə udma əmsalı işığın intensivliyinin $(n-1)$ tərtibi ilə mütənasibdir ($\alpha^n \sim I^{n-1}$), burada n elementer aktda iştirak edən fotonların sayını göstərir.

Çoxfotonlu proseslərin öyrənilməsində yarımkeçirici maddələr müstəsna rol oynayır, çünki əksər yarımkeçiricilərdə valent zonası ilə keçirici zona arasındakı məsafə $\sim 1\text{eV}$ tərtibindədir, bu da az saylı kvantların iştirakı ilə qeyri-xətti optik udma prosesini təcrübi olaraq öyrənməyə imkan verir. N fotonlu prosesi zamana görə ayrı-ayrı etaplara bölmək olmaz. Çoxfotonlu udmanın ehtimalı prosesdə iştirak edən fotonların sayı artdıqca çox sürətlə azalır. Optik kvant generatorlarının meydana gəlməsindən əvvəl işıq sahəsinin E gərginliyi atomdaxili

sahənin E_a gərginliyindən kiçik olduğundan, $E \ll E_a$ olan yarımkeçiricilərdə, ancaq birfotonlu udma prosesini müşahidə etmək mümkündür. Güclü lazer şüaları meydana gəldikdən sonra isə $E \sim E_a$ olduğundan, çoxfotonlu udma prosesini təcrübə olaraq ölçmək mümkün olmuşdur. Şəkil 4.4,a-da iki birfotonlu proses göstərilmişdir: əvvəlcə $h\omega$ enerjisinə malik olan bir foton udulur və mikrosistem 1 səviyyəsindən 2 səviyyəsinə keçir, sonra isə digər bir foton udulur və mikrosistem 2 səviyyəsindən 3 səviyyəsinə keçir. İndi fərz edək ki, 2 səviyyəsi yoxdur və mikrosistem eyni vaxtda $h\omega$ enerjili iki foton udaraq $1 \rightarrow 3$ keçidi edir. Belə ikifotonlu keçid şəkil 4.4,b-də verilmişdir. Virtual səviyyə şəkildə ştrixlənmiş xətlə göstərilmişdir. Hansı səviyyəyə “Virtual səviyyə” deyilir? Əvvəla onu qeyd edək ki, virtual səviyyənin real səviyyə ilə heç bir ümumi uyğunluğu yoxdur. İkifotonlu keçidi prinsipial olaraq zamana görə iki etapa ayırmaq olmaz. Odur ki, prinsipcə, mikrosistemi virtual səviyyədə aşkar etmək mümkün deyildir. Virtual səviyyə sanki mövcud olmayan səviyyədir. Energetik şkalada onun vəziyyəti ixtiyarı ola bilər. Əgər birfotonlu proseslərin təsvirində real səviyyə anlayışından istifadə olunurdusa, çoxfotonlu keçidlərdə virtual səviyyə anlayışından istifadə olunur. Beləliklə, çoxfotonlu udma prosesində virtual keçidlərdən istifadə olunur. Belə keçidlərin xüsusiyyətləri ondan ibarətdir ki, ayrılıqda virtual keçidlərə enerjinin saxlanma qanunu şamil olmur. Mikrosistemin enerjisini virtual səviyyədə ölçmək mümkün deyil. Virtual səviyyəyə bir növ “aralıq” səviyyə kimi baxılır və enerjinin saxlanma qanunu məhz başlanğıc və sonuncu hallara tətbiq olunur.

Sadəlik üçün ikifotonlu udma prosesinə baxaq. Şəkil 4.5-də dörd ikifotonlu proses göstərilmişdir. Şəkil 4.5,a göstərilən proses ikifotonlu udma prosesi adlanır: elektronun 1 səviyyəsindən 2 səviyyəsinə keçidi zamanı iki foton udulur. Bu zaman

$$2 h\omega = E_2 - E_1 \quad (4.26)$$



Şəkil 4.4. a) – birfotonlu keçidlər b) – ikifotonlu keçidlər.

Şəkil 4.5,6 göstərilən proses ikifotonlu şüalanma prosesi adlanır: elektronun 2 səviyyəsindən 1 səviyyəsinə keçidi zamanı enerjiləri $\hbar\omega$ olan və (4.26) düsturu ilə təyin olunan iki foton buraxılır.

Şəkil 4.5,Б-də kombinasiyon səpilmənin Stoks komponenti göstərilmişdir: elektron 1 səviyyəsindən 2 səviyyəsinə keçir; bu zaman $\hbar\omega_1$ enerjiyə malik bir foton yox olur ($\hbar\omega_1 > E_2 - E_1$), əvəzində isə $\hbar\omega_2$ enerjili foton yaranır. Enerjinin saxlanma qanununa əsasən

$$\hbar\omega_2 - \hbar\omega_1 = E_2 - E_1 \quad (4.27)$$

Belə səpilmə prosesində işığın tezliyi kəçilir.

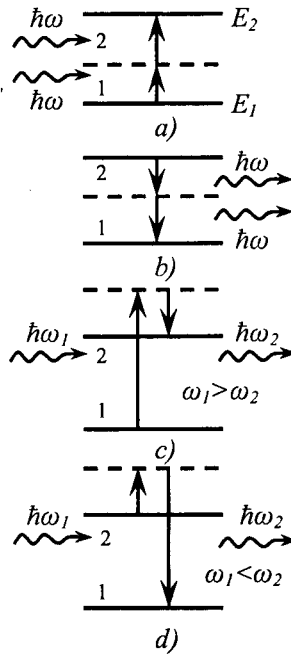
Şəkil 4.5,Г-də göstərilən proses kombinasiyon səpilmənin antistoks komponentinə aiddir: elektron 2 səviyyəsindən 1 səviyyəsinə keçir; $\hbar\omega_1$ enerjili bir foton yox olur, əvəzində isə $\hbar\omega_2$ enerjili foton yaranır ($\hbar\omega_2 > E_2 - E_1$). Enerjinin saxlanma qanununa əsasən

$$\hbar\omega_2 - \hbar\omega_1 = E_2 - E_1 \quad (4.28)$$

Belə səpilmə prosesində işığın tezliyi artır.

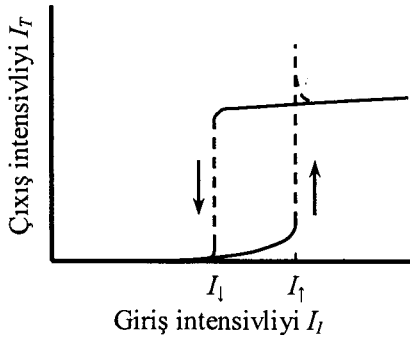
4.6. Optik bistabillik hadisəsi

Optik bistabillik (OB) optoelektronikada aparılan müasir tədqiqatların intensiv öyrənilən sahələrindən biridir. Bu sahəyə olan böyük diqqət ilk növbədə OB-nin məntiq sistemlərində tətbiqindən və onun əsasında bir çox fiziki hadisələrin yaranması ilə əlaqədardır. Buna misal olaraq, hazırda geniş istifadə olunan Fibr optik hadisəsini göstərmək olar. Bu yaxın vaxtlara kimi, optik siqnallar əsasən elektron üsulu ilə işlənirdi. Bütün optik siqnalların işıq şüaları vasitəsi ilə işlənməsi lazerlərin meydana gəlməsindən sonra mümkün oldu. Məlum oldu ki, optik qeyri-xəttilik və əks rabitə yeni bir hadisəyə-optik bistabilliyə səbəb olur.



Şəkil 4.5. İki fotonlu proseslər: a) - iki fotonlu udma, b) – iki fotonlu şüalanma, c) - kombinasiyon səpilmə (Stoks komponent), d) – kombinasiyon səpilmə (antistoks komponent). Bütöv xətlərlə real səviyələr, ştrix xətlərlə isə virtual səviyyələr göstərilmişdir.

Adətən, OB dedikdə giriş signalının bir qiymətinə (I_1) çıxışda iki dayanıqlı halın yaranması (I_T) nəzərdə tutulur. Şəkil 4.6-da göstərilən sistem I_1 və I_T intensiv intervalında bistabildir. Belə sistem qeyri-xətti sistemdir, çünki I_1 -i hər hansı sabit kəmiyyətə vurmaqla I_T -ni almaq olmaz. Doğrudan da, əgər I_1 , I_1 və I_T intervalında dəyişirsə, I_1 -i bilməklə I_T -ni təyin etmək mümkün deyil. OB-yə nail olmaq üçün sistemim təkcə qeyri-xətti olması kifayət deyil. Bunun üçün əks rabitə də lazımdır ki, sistem halqavari (hizterezis) xüsusiyyətə malik olsun.



Şəkil 4.6. Optik bistabil element.

OB-yə misal olaraq, içi doymuş udmaya uyğun gələn maddə ilə doldurulmuş Fabri-Pero interferometrini göstərmək olar (şəkil 4.7). I_1 giriş intensivliyinin kiçik qiymətlərində udma hadisəsi rezonatorun keyfiyyətini aşağı salır. Ona görə də interferometrin daxilindəki I_c intensivliyi, $z=0$ olduqda, I_1 ilə giriş güzgüsünün buraxma əmsalı T -nin hasilinə bərabər olur. Rezonator daxilində isə bu intensivlik

$$I_c(L) = \exp(-\alpha L) T I_1 \quad (4.29)$$

Onda, rezonatordan çıxan şüanın intensivliyi

$$I_T = \exp(-\alpha L) T^2 I_1 \quad (4.30)$$

(4.30) ifadəsi mühitin I_s doyma intensivliyi rezonator

daxilindəki intensivlikdən böyük olduqda doğru olur

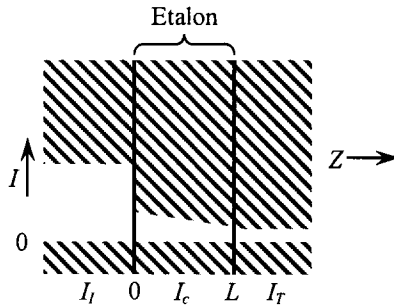
$$I_s > TI_l \quad (4.31)$$

Girişdəki intensivlik böyük olduqda mühit şəffaflaşır, interferometrin keyfiyyətliyi yüksək olur və o üzərinə düşən şüaları yaxşı keçirir, yəni $I_T \approx I_l$ və $I_C = I_T/T$ (şəkil 4.8). Bu o zaman doğru olur ki, $I_C \gg I_s$ və ya

$$I_l > TI_s \quad (4.32)$$

OB o zaman mümkün olur ki, (4.31) və (4.32) ifadələri eyni bir giriş intensivliyində ödənilsin. Məsələn, $I_l = I_s$ olduqda, hər iki ifadə tələb edir ki, T vahiddən kiçik olsun, bu şərt isə həmişə ödənilir.

Bistabil sistemin iki təsnifatı vardır. Bistabil sistem absorbsiya və ya dispersiya xarakteri daşıya bilər. Yuxarıda müzakirə etdiyimiz Fabri-Pero interferometri məhz absorbsiya xarakteri daşıyır. Sistemim absorbsiya və ya dispersiya xarakteri daşması əks rəbitənin nədən asılı olmasından asılıdır. Əgər əks rəbitə udma əmsalının işığın intensivliyindən asılı olması ilə izah olunursa, onda bistabil sistem absorbsiya xarakteri daşıyır. Yox, əgər əks rəbitə sındırma əmsalının işığın intensivliyindən asılı olması ilə izah olunursa, onda bistabil sistem dispersiya xarakteri daşıyır.

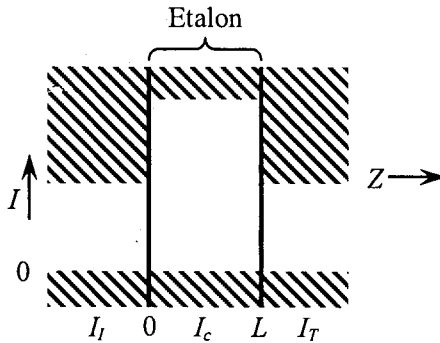


Şəkil 4.7. Rezonatordaxili intensivlik doyma intensivliyindən çox kiçik olduğu halda etalonun girişində, daxilində və çıxışındakı intensivlik.

Optik sistem Fabri-Pero rezonatorundan, yəni əksolma əmsalları R , aralarındakı məsafə d , sındırma əmsalı $N=n+i\chi$ olan iki güzgüdən ibarət olduqda, buraxma əmsalı aşağıdakı düsturla ifadə olunur

$$T_{\text{opt}} = \frac{(1-R)^2}{(\exp(\alpha d / 2 - \text{Re} \exp(\alpha d / 2))^2 + 4R \sin^2(\omega n d / c)} \quad (4.33)$$

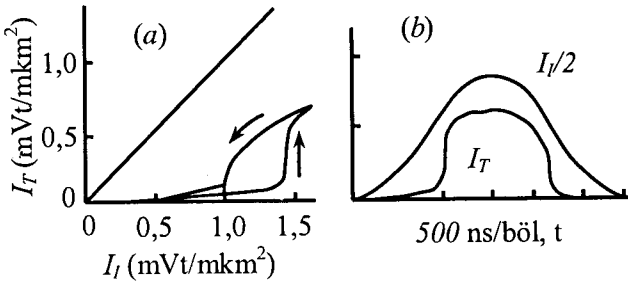
burada $\alpha = 2 \frac{\omega}{c} \chi$ və c -ışığın vakuumdakı sürətidir. Göründüyü kimi T_{opt} , n və χ -nın qeyri-xəttiliyindən asılıdır.



Şəkil 4.8. Rezonatordaxili intensivlik doyma intensivliyindən çox böyük olduğu halda etalonun girişində, daxilində və çıxışındakı intensivlik.

Optik bistabilliyin yarımkəçiricilərdə tətbiq olunması böyük maraq doğurur. Bu onunla əlaqədardır ki, yarımkəçiricilər çox böyük qeyri-xətti qavrayıcılıq əmsalına malikdir, onların relaksasiya müddəti olduqca kiçikdir. Bu hadisənin mexanizmi olduqca müxtəlifdir. OB müxtəlif yarımkəçirici kristallarda GaAs, GaSe, CdS, InSb, Si və GaAs-AlGaAs ifrat qəfəsində təcrübi olaraq müşahidə olunmuşdur. Şəkil 4.9-da GaAs kristallarının eksiton keçidlərində müşahidə olunan optik bistabillik hadisəsi göstərilmişdir. İşdə istifadə olunan lazerin dalğa uzunluğu sərbəst eksitonun rezonans xəttindən $10-20A^0$ çoxdur. Həyəcanlaşdırıcı şüanın gücü isə $200Mv$ t tərtibində olmuşdur.

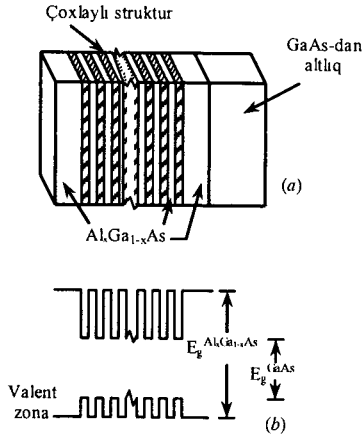
Şəkildən görüldüyü kimi çıxan şüanın intensivliyinin $1,0 \div 1,5$ intervalında OB hadisəsi müşahidə olunur. Nümunəyə düşən şüanın dalğa uzunluğu qeyri-xətti oblastdan, yəni eksiton xəttindən kənarda olduqda (məsələn, 830 nm), onda OB hadisəsi baş vermir (şəkil 4.9-un sol tərəfində 45° bucaq altında yönəlmiş düz xətt).



Şəkil 4.9. GaAs kristallarında 15K temperaturunda eksiton optik bistabilliyi. Düşən şüanın dalğa uzunluğu $819,9 \text{ nm}$. (a) histerezis xarakteristikası, (b) girişdə və çıxışda olan impulsların kinetikaları.

GaAs-AlGaAs ifrat qəfəsində OB hadisəsinin tədqiqi çox böyük əhəmiyyətə malikdir. İfrat qəfəs strukturu qalınlığı $50 \div 400 \text{ \AA}$ intervalında dəyişən və bir-birini əvəz edən GaAs-AlGaAs nazik təbəqələrindən ibarətdir (şəkil 4.10). Belə ifrat qəfəsdə eksitonun əlaqə enerjisi təmiz GaAs kristalından 2 dəfə böyükdür. Ona görə də, GaAs-AlGaAs ifrat qəfəsi əsasında hazırlanan OB elementlərin soyudulmadan, otaq temperaturunda işləməsi mümkün olur.

İfrat qəfəs əsasında hazırlanmış, otaq temperaturunda işləyə bilən ilk bistabil elementin quruluşu şəkil 4.11-də verilmişdir. İfrat qəfəs etalonu qalınlığı 336 \AA olan 61 sayda GaAs layından və qalınlığı 401 \AA olan $\text{Al}_{0,27}\text{Ga}_{0,79}\text{As}$ layından ibarətdir. Bu elementin verdiyi histerezis halqası şəkil 4.12-də göstərilmişdir. Bu effekt üçün tələb olunan intensivlik $\sim 1 \text{ mVt/mkm}^2$, maksimal buraxma $> 10\%$, çevirmə müddəti $20 \div 40 \text{ ns}$ intervalındadır.

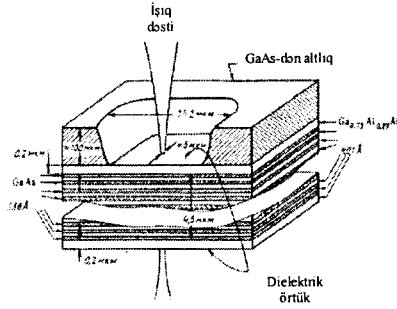


Şəkil 4.10. İfrat qəfəsin strukturu. (a) - nümunə bir-birini əvəz edən GaAs–AlGaAs nazik təbəqələrindən ibarətdir. (b) - AlGaAs-nin qadağan olunmuş zolağının eni GaAs-ə nəzərən böyükdür.

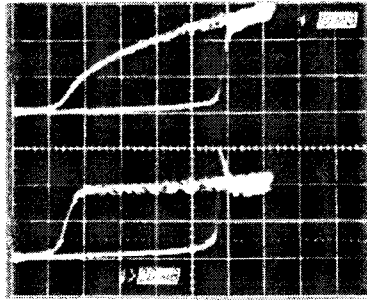
4.7. Qeyri-xətti optik hadisələrin tətbiq sahələri

Adətən, lazerlər üç istiqamətdə tətbiq olunur: elmi-tədqiqat işlərində lazer şüaları vasitəsilə informasiyanın ötürülməsi və lazerlərdən yüksək texnoloqiya və hərbi məqsədlər üçün istifadə edilməsi.

Yuxarıda deyildiyi kimi böyük gücə və yüksək monoxromatikliyə malik olan lazer şüalarının maddə ilə qarşılıqlı təsiri fizikanın yeni bir sahəsinin, qeyri-xətti optikanın yaranmasına səbəb oldu. Çox böyük qeyri-xətti polyarlaşmaya malik olan yarımkeçiricilərdə qeyri-xətti optik hadisələr daha qabarıq şəkildə təzahür edir. Yarımkeçiricilərin fiziki parametrlərinin (qadağan olunmuş zolağın eni, sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyası, keçiriciliyin tipi və s.) geniş diapazonda dəyişməsi onlarda qeyri-xətti optik hadisələrin kəşf edilməsi və tədqiqinə geniş imkanlar yaradır. Bu da öz növbəsində qeyri-xətti optik hadisələrin prinsipləri əsasında müxtəlif yarımkeçirici cihaz və qurğuların yaradılmasına səbəb olur.



Şəkil 4.11. GaAs-Al_{0,27}Ga_{0,79}As ifrat qəfəsi əsasında hazırlanmış, otaq temperaturunda işləyən bistabil element.



Şəkil 4.12. GaAs-Al_{0,27}Ga_{0,79}As ifrat qəfəsi əsasında hazırlanmış eksiton optik bistabil elementi. Şüalanmanın dalğa uzunluğu 881 nm. T = 295 K.

Qeyri-xətti optik hadisələrin tətbiq sahələri çox geniş olduğundan, aydındır ki, onların hamısı burada öz əksini tapa bilməz. Odur ki, biz, ancaq ən mühüm tətbiq sahələri üzərində dayanacağıq:

1. Harmonikaların generasiyası. Müəyyən bir ω tezliyinə malik lazer şüası qeyri-xətti mühitdən keçdikdə 2ω , 3ω və s. tezlikli güclü işıq şüaları yarada bilər. Bu isə bir tezlikdə işləyən lazer əsasında müxtəlif tezlikli lazerlərin yaradılmasına səbəb olur. Hazırda YAG:Nd³⁺ lazerinin ($\lambda = 1064\text{nm}$, $\hbar\omega = 1,17\text{eV}$) dörd harmonikasını mövcuddur (532nm, 354nm, 266nm).

2. Çoxfotonlu udma hadisəsi. Lazer şüasının intensivliyinin çox böyük olması elektronun eyni zamanda bir neçə foton udmasına imkan verir. Bu da çoxfotonlu udma hadisəsinə əsaslanan yeni lazerlərin yaranmasına səbəb olur. Məsələn,

qırmızı rəngli şüalar verən yaqut lazeri ($\lambda = 694nm, h\omega = 1,79eV$) vasitəsilə ikifotonlu udma nəticəsində CdS kristalında ($E_g = 2,45 eV$) narıncı rəngində ($\lambda = 488nm$) lazer şüaları alınır.

3. Işığın parametrik çevrilməsi. Işığın parametrik çevrilməsi infraqırmızı işığın görünən oblasta effektiv çevrilməsinə imkan verir. Hazırda bir çox yarımkeçirici kristallar (GaSe, LiNbO₃, ZnGeP₂, Ag₃AsS₃ və s.) əsasında hazırlanan parametrik işıq çeviriciləri vasitəsilə CO₂($\lambda = 10,6mkm$) və CO ($\lambda = 5mkm$) lazer şüalarını həssas fotomaterialların mövcud olduğu görünən oblasta çevirirlər. Belə işıq çeviriciləri hərbi texnikada geçələr görünməyən obyektləri monitorda izləməyə imkan verir.

4. Zonaların qeyri-xətti dolması. Məlumdur ki, zonaların dolması nəticəsində lazer şüalarının intensivliyinin artması udma əmsalının kiçilməsinə, hətta mənfi olmasına səbəb olur. Mənfi udma əmsalına uyğun halın yaranması (invers məskunlaşma) yarımkeçirici lazerlərin yaranmasının əsasını təşkil edir. Optik həyəcanlaşma vasitəsilə işləyən bir çox yarımkeçirici lazerlər (GaAs, InSb, GaSe və s.) bu hadisə əsasında hazırlanır.

5. Optik bistabillik. Optik bistabillik hadisəsi optik informasiya sistemlərində geniş tətbiq olunur. Lazer şüalarının təsirlə optik sistemdə histerezis halqasının yaranması (giriş siqnalının bir qiymətinə çıxışda iki dayanıqlı hal yaranır) elektron, ferromaqnit, Fibr-optik, elektron-hesablama maşınları və s. sistemlərində geniş tətbiq olunur.

6. Optik modulyatorlar. Lazer şüalarının təsirlə qeyri-xətti mühitdə işığın intensivliyini pikosaniyə, hətta ondan da kiçik, zaman müddətində bir neçə tərtib dəyişmək olur. Eyni zamanda bu hadisə güclü lazer şüaları üçün optik filtrlərin hazırlanmasında da geniş istifadə olunur.

7. Işıq distorsiya texnikası. Bu texnika vasitəsilə lazer şüalarının fəza distorsiyasını və mühitin sındırma əmsalını ölçmək mümkündür. Lazer şüalarının kiçik intensivliyində yarımkeçirici kristalda qeyri-xətti optik effekt müşahidə olunmur. İntensivlik artdıqca kristalda öz-özünə fokuslama prosesi baş verir və bunun nəticəsində nümunənin arxasında yerləşən qəbuledici optik siqnalı qeyd edə bilər.

V FƏSİL YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ LÜMINESSENSİYA HADİSƏSİ

Lüminessensiya udmanın əksinə olan prosesdir. Tarazlıq halına nəzərən daha yüksək enerji səviyyələrində yerləşən elektron alçaq enerjili boş səviyyələrə keçəcək və bu zaman bu səviyyələrin enerji fərqlərinin hamısına və ya bir qisminə bərabər olan enerji elektromaqnit dalğaları şəklində şüalanacaqdır. Belə şüalanmanın sürəti u və l səviyyələri arasında ($u \rightarrow l$) baş verən şüalanmanın P_{ul} ehtimalı ilə yuxarı dolu səviyyədə olan yükdaşıyıcıların n_u sıxlığı və aşağıda boş halların n_l sıxlığının hasilinə bərabərdir:

$$R = n_u n_l P_{ul} \quad (5.1)$$

Əvvəlki fəsillərdə şərh olunan optik udma mexanizmləri əks istiqamətdə gedərək, xarakterik şüalanma verə bilər. Ancaq yarımkeçiricidə udma prosesindən alınan informasiya ilə şüalanmadan alınan informasiya arasında kəskin fərq var: udma prosesində Fermi səviyyəsinin hər iki tərəfində yerləşən hallar arasında optik keçidlər mövcud olduğundan, udma spektri nisbətən geniş olur. Şüalanma keçidləri isə ensiz bir zolaqda, ancaq termallaşmış elektronların yerləşdiyi keçirici zonanın minimumu ilə termallaşmış deşiklərin yerləşdiyi valent zonasının maksimumu arasında baş verir. Şüalanmanın baş verməsi üçün əsas şərt sistemin tarazlıq halında olmamasıdır. Sistemi tarazlıq halından çıxartmaq üçün müxtəlif həyəcanlaşdırma üsullarından istifadə edilir. Işıq şüalanması ilə baş verən proses lüminessensiya adlanır. S.İ.Vavilovun verdiyi tərifə görə lüminessensiya qeyri-tarazlıqda baş verən prosesdir və istilik şüalanmasından fərqli olaraq sonlu müddətə malikdir. Lüminessensiya istənilən elektromaqnit şüalanması kimi intensivlik, spektral tərkib, polarizasiya, koherentlik və şüalanma müddəti kimi parametrlərlə xarakterizə olunur. Ancaq şüalanma müddətinə görə lüminessensiya tarazlıqda olmayan digər

şüalanma növlərindən fərqlənir. Belə şüalanma növlərinə işığın qayıtması və səpilməsi, tormozlanma şüalanması, Vavilov-Çerenkov şüalanması və s. aiddir. Bu şüalanma növlərinin müddəti olduqca qısa olub, işıq dalğalarının perioduna bərabərdir (10^{-15} san.). Lüminessensiya və işığın udulması ayrı-ayrı proseslər olduğundan və müxtəlif zamanlarda baş verdiyindən, həyəcanlaşma kəsildikdən sonra da şüalanma prosesi davam edə bilər. Elektrik sahəsinin təsiri ilə baş verən lüminessensiya elektrolüminessensiya adlanır. Optik udulma fotolüminessensiyaya səbəb olur. Elektron şüalarının törətdiyi lüminessensiya katodolüminessensiya, mexaniki təsirin yaratdığı lüminessensiya isə tribolüminessensiya adlanır. Əlbəttə, digər lüminessensiya növləri də mövcuddur, məsələn, kimyəvi, bioloji həyəcanlaşmaların yaratdığı lüminessensiyalar və s.

Flüoressensiya - ancaq həyəcanlaşma müddətində baş verən lüminessensiyaya, fosforessensiya isə həyəcanlaşma kəsildikdən sonra bir müddət davam edən lüminessensiyaya deyilir.

Bərk cisimlərdə lüminessensiyanın tədqiqi kristalların bir çox xassələrinin, məsələn, lokal səviyyələrin, eksiton effektlərinin, zona quruluşu və digər xassələrinin öyrənilməsinə imkan verir. O, həmçinin kristalın keyfiyyətini təyin etməyə şərait yaradır. Kristalların əsas atomlarını əvəz edən cüzi miqdarda aşqarlar belə xarakterik dalğa uzunluğuna malik intensiv lüminessensiya xətləri verir. Bunun əsasında da aşqarların təbiətini və konsentrasiyalarını müəyyən etmək olur.

5.1. Van Rusbreq-Şokli münasibəti

Van Rusbreq-Şokli münasibətinə görə tarazlıq halında elektron-deşik cütünün generasiyası onların şüalanma rekombinasiyasının sürətinə bərabərdir. dv intervalında yerləşən v tezliyindəki şüalanmanın sürəti

$$R(v) dv = P(v) \rho(v) dv \quad (5.2)$$

burada $P(v)$ - vahid zamanda $h\nu$ enerjisində malik olan fotonun udulma ehtimalı, $\rho(v) dv$ - v tezlikli fotonların sıxlığıdır. Plankın

şüalanma qanununa görə

$$\rho(\nu)d\nu = \frac{8\pi\nu^2 n^3}{c^3} \cdot \frac{1}{\exp(h\nu/\kappa T) - 1} d\nu \quad (5.3)$$

Fotonun udulma ehtimalı orta yaşama müddəti $\tau(\nu)$ ilə aşağıdakı ifadə ilə əlaqədardır:

$$P(\nu) = \frac{1}{\tau(\nu)} \quad (5.4)$$

Orta yaşama müddətini isə sərbəst yolun orta uzunluğu $1/\alpha(\nu)$ və fotonun mühidə $\vartheta = c/n$ yayılma sürəti ilə ifadə etmək olar:

$$\tau(\nu) = \frac{1}{\alpha(\nu) \cdot \vartheta} \quad (5.5)$$

Deməli,

$$P(\nu) = \alpha(\nu)\vartheta = \alpha(\nu)\frac{c}{n} \quad (5.6)$$

(5.2) düsturunda (5.3) və (5.6) ifadələrini nəzərə alsaq,

$$R(\nu)d\nu = \frac{\alpha(\nu)8\pi\nu^2 n^2}{c^2 [\exp(h\nu/\kappa T) - 1]} d\nu \quad (5.7)$$

(5.7) ifadəsi udma və şüalanma spektrləri arasında mövcud olan fundamental əlaqəni əks etdirir. Udma əmsalı $\alpha(\nu)$ ilə ekstinqsiya əmsalı və ya udma dərəcəsi adlanan $\kappa(\nu)$ arasında aşağıdakı əlaqə olduğundan,

$$\alpha(\nu) = \frac{4\pi\nu\kappa(\nu)}{c} \quad (5.8)$$

(5.7) ifadəsi aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$R(\nu)d\nu = \frac{32\pi^2 k(\nu)n^2\nu^3}{c^3[\exp(h\nu/\kappa T) - 1]} d\nu \quad (5.9)$$

$u = h\nu/\kappa T$ qəbul etsək və (5.8) ifadəsini nəzərə alsaq, onda

$$u = \alpha(\nu) \frac{c}{4\pi\kappa(\nu)} \cdot \frac{h}{\kappa T} \quad (5.10)$$

Sonuncu ifadəni nəzərə almaqla (5.7) ifadəsini inteqrallasaq

$$R = \frac{8\pi n^2 (\kappa T)^3}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{\alpha(\nu) u^2}{\exp u - 1} du \quad (5.11)$$

Nəhayət, (5.7) ifadəsi u vasitəsilə aşağıda göstərilən şəkildə yazıla bilər:

$$R(\nu)d\nu = \frac{8\pi}{c^2} \left(\frac{\kappa T}{h}\right)^3 n^2 \alpha(\nu) \frac{u^2}{\exp u - 1} du \quad (5.12)$$

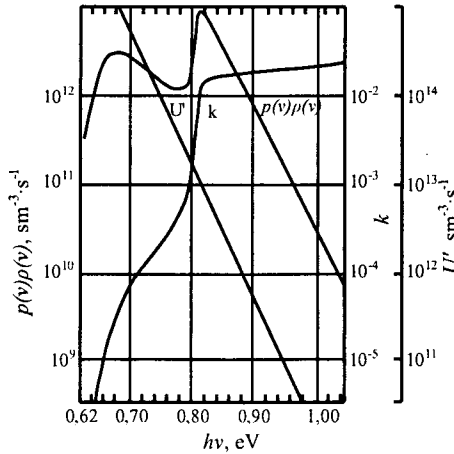
(5.12) ifadəsindəki n^2 və $\alpha(\nu)$ verilmiş yarımqeçiricini xarakterizə edən parametrlərdir. Maddənin kimyəvi tərkibindən asılı olmayan kəmiyyətləri U ilə işarə etsək

$$U = \frac{8\pi}{c^2} \left(\frac{\kappa T}{h}\right)^3 \frac{u^2}{\exp u - 1} \quad (5.13)$$

$\alpha(\nu)$ əvəzinə $\kappa(\nu)$ -dən istifadə etsək, maddənin təbiətindən asılı olmayan kəmiyyətlər

$$u' = \frac{32\pi^2}{c^3} \left(\frac{\kappa T}{h}\right)^4 \frac{u^3}{\exp u - 1} = 1,785 \cdot 10^{22} \left(\frac{T}{300}\right)^4 \frac{u^3}{\exp u - 1} \quad (5.14)$$

Beləliklə, məlum n sındırma əmsalına malik olan yarım-keçiricidə udma spektrini şüalanma spektrinə transformasiya etmək olar (şəkil (5.1)).



Şəkil 5.1. Ge kristalında $k=c\alpha/4\pi\nu$, u^1 və $P(\nu) \rho(\nu)$ -nin enerjiden asılılığı ($T=300$ K).

(5.7) və (5.11) ifadələri rekombinasiya sürəti ilə udma əmsalı arasında fundamental əlaqə yaradır. Yuxarıda termik tarazlıq halına baxdıq. İndi isə termik tarazlıq olmayan hala baxaq. Elektron və dəşiklərin konsentrasiyalarını n və p ilə, yükdaşıyıcıların məxsusi konsentrasiyalarını isə n_i ilə işarə etsək, şüalanma rekombinasiyasının sürəti

$$R_c = \frac{np}{(n_i)^2} R \quad (5.15)$$

$n=n_0+\Delta n$, $p=p_0+\Delta p$ və $(n_i)^2 = n_0 p_0$ olduğundan,

$$R + \Delta R = \frac{(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p)}{n_0 p_0} R =$$

$$= \frac{n_0 p_0 + p_0 \Delta n + n_0 \Delta p + \Delta n \cdot \Delta p}{n_0 p_0} R$$

burada $\Delta R = R_c - R$. $\Delta n \cdot \Delta p$ hasilı kiçik kəmiyyət olduğundan,

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Delta n}{n_0} + \frac{\Delta p}{p_0} \quad (5.16)$$

$\Delta n = \Delta p$ olduğunu qəbul etsək, (5.16) ifadəsinə əsasən tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların şüalanma yaşama müddətini tapa bilərik

$$\tau = \frac{\Delta n}{\Delta R} = \frac{1}{R} \cdot \frac{n_0 p_0}{n_0 + p_0} \quad (5.17)$$

Məxsusi yarımkeçiricidə $n_0 = p_0 = n_i$ olduğundan,

$$\tau = \frac{n_i}{2R} \quad (5.18)$$

5.2. Şüalanmanın effektivliyi

Zərrəciklərin həyəcanlaşmış haldan əsas hala keçməsi bir və ya bir neçə aralıq səviyyələr vasitəsilə həyata keçə bilər. Aralıq keçidlər şüalanma və şüalanmamış ola bilər. Belə keçidlər şüalanmanın effektivliyinə əsaslı təsir göstərə bilər. Fərz edək ki, kristalda bir aralıq i səviyyəsi vardır (şəkil 5.2). Aydın dır ki, $h\nu$ enerjili fotonun udulmasında aralıq səviyyəsi iştirak edə bilməz. Rekombinasiya prosesləri isə iki yolla həyata keçə bilər: $u \rightarrow l$ və $u \rightarrow i \rightarrow l$ keçidləri. Rekombinasiya prosesinin effektiv müddəti aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$\frac{1}{\tau_{\text{эфф}}} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau'} \quad (5.19)$$

Burada τ , $u \rightarrow l$, τ' isə $u \rightarrow i \rightarrow l$ keçidinə uyğun gələn rekombinasiya müddətidir.

(5.19), (5.18) və (5.15) ifadələri əsasında rekombinasiyanın ümumi sürətini hesablaya bilərik:

$$R_T = \frac{1}{\tau_{\text{эфф}}} \cdot \frac{np}{2n_i} \quad (5.20)$$

Şüalanma rekombinasiyasının sürəti isə

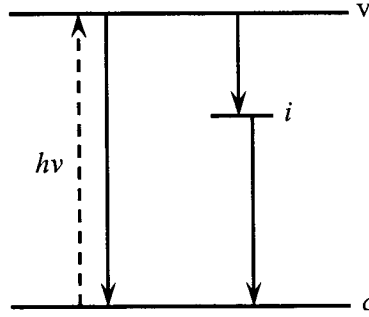
$$R = \frac{1}{\tau} \cdot \frac{np}{2n_i} \quad (5.21)$$

Beləliklə, şüalanmanın effektivliyi

$$\eta = \frac{R}{R_T} = \frac{1}{1 + \tau/\tau'} \quad (5.22)$$

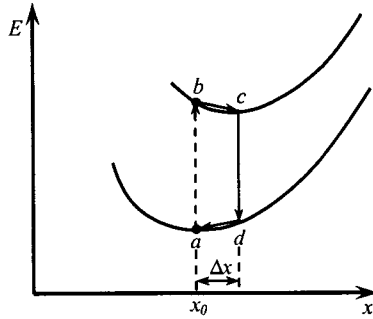
5.3. Konfiqurasiya diaqramı

Konfiqurasiya diaqramı atomun əsas və birinci həyəcanlaşmış halını təsvir edir (şəkil 5.3). Qeyd edək ki, atomun tarazlıq halına enerjinin minimum qiyməti uyğun gəldiyi halda, həyəcanlaşmış halın minimal enerjisi atomun digər vəziyyətinə uyğun gələ bilər. Ona görə də elektronu əsas haldan həyəcanlaşdırdıqda sistem bütövlükdə c halına relaksasiya edəcəkdir. Bu atomun vəziyyətinin Δx qədər sürüşməsi deməkdir. Bu proses nəticəsində elektron enerjisinin bir hissəsini itirəcəkdir. Bu enerji itkisi fononlara çevriləcəkdir.



Şəkil 5.2. Rekombinasiya keçidləri.

Elektron əsas səviyyəyə (d nöqtəsinə) qayıtdıqda atomun vəziyyətinin yenidən dəyişməsi baş verəcəkdir. Sistem a nöqtəsinə (minimum vəziyyətinə) keçdikdə yenə də enerji itkisi fonon şəklində olacaqdır (d→a keçidi).



Şəkil 5.3. Konfigurasiya diaqramı.

Şəkil 5.3-dən görüldüyü kimi şüalanma enerjisi (c→d keçidi) optik udmaya sərf olunan enerjiden (a→b keçidi) kiçikdir ($h\nu_{şüal.} < h\nu_{udul.}$). Enerjinin şüalanma spektrində optik udmaya nəzərən azalması Stoks sürüşməsi adlanır.

5.4. Fundamental keçidlərdə şüalanma hadisəsi

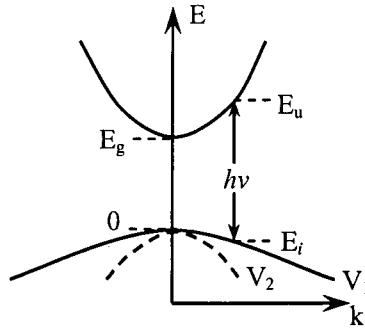
Yuxarıda qeyd etdiyimiz kimi, şüalanma sistem tarazlıq halından çıxdıqda baş verir. Fərz edək ki, hər hansı bir

həyəcanlaşma vasitəsilə sistemdə elektron-deşik cütü yaranmışdır. Yarımqeçirici düz keçiddə malik olduqda, şüalanma keçirici zonanın minimumu ilə valent zonasının maksimumu arasında baş verir (şəkil 5.4). Bu zaman şüalanmanın intensivliyi aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$I(\nu) = B(h\nu - E_g)^{1/2} \quad (5.23)$$

$$B = \frac{2e^2 (m_r)^{3/2}}{nch^2 m_0} \quad (5.24)$$

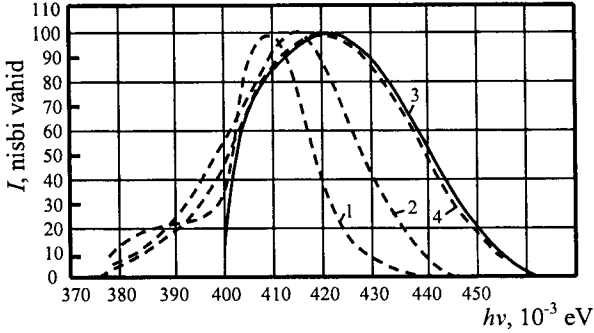
burada $1/m_r = 1/m_e + 1/m_h$ gətirilmiş effektiv kütlədir.



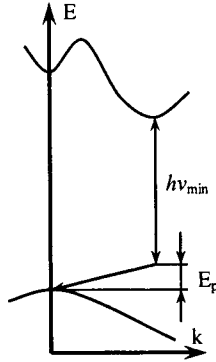
Şəkil 5.4. Düz keçiddə rekombinasiya şüalanması.

Şəkil 5.5-də n-tip InAs kristalının düz keçiddə şüalanma spektrləri verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi aşqarların konsentrasiyası artdıqca spektr böyük enerji oblastına tərəf sürüşür. Bu hadisə Fermi səviyyəsinin keçirici zonaya tərəf sürüşməsi ilə izah olunur.

Çəp keçiddə malik yarımqeçiricilərdə işığın udulması fononun iştirakı ilə baş verir. Belə yarımqeçiricilərdə impulsun saxlanma qanununun ödənilməsi üçün, sərbəst elektronların sərbəst deşiklərlə rekombinasiyası zamanı yenə də fononların udulması və ya buraxılması tələb olunur (şəkil 5.6).



Şəkil 5.5. n-tip InAs kristalının şüalanma spektrləri. Aşqarların konsentrasiyası, $n(\text{sm}^{-3})$: 1- $2,3 \cdot 10^{16}$; 2- $9 \cdot 10^{16}$; 3- $1,8 \cdot 10^{17}$ (nəzəriyyə); 4- $1,8 \cdot 10^{17}$.



Şəkil 5.6. Çəp keçiddə rekombinasiya şüalanması.

Çəp keçidlərdə rekombinasiya şüalanmasının intensivliyi aşağıdakı düsturla təyin olunur:

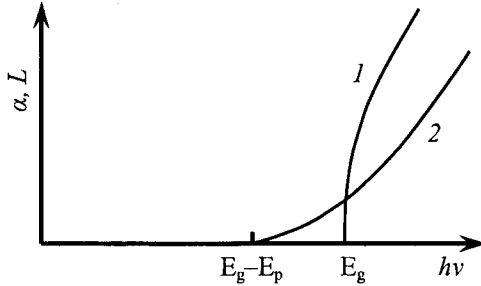
$$I(\nu) = B'(h\nu - E_g + E_p)^2 \quad (5.25)$$

burada E_p – fononun enerjisidir, B' isə sabit kəmiyyətdir.

Düz və çəp keçidlərin müqayisəsi göstərir ki (şəkil 5.7), çəp keçidlərin intensivliyi, enerjinin müəyyən bir kritik qiymətindən sonra, enerjiden güclü asılıdır ($L \sim E^2$), düz keçidlərdə isə intensivliyin enerjiden asılılığı ($L \sim E^{1/2}$) şəklindədir. Çəp

keçidin ehtimalı düz keçidə nəzərən kiçikdir.

Elə kristallar vardır ki (məsələn, Ge tipli), onlarda rekombinasiya şüalanması həm düz, həm də çəp keçidlər vasitəsilə baş verə bilər. Bu zaman öz-özünə udma hadisəsi nəticəsində şüalanmanın intensivliyinin dəyişməsinə nəzərə almaq lazımdır. Belə ki, şüalanma kristalın səthindən d məsafəsindən başlayırsa, onda şüalanmanın intensivliyi



Şəkil 5.7. Düz və çəp keçidlərin intensivliklərinin müqayisəsi: 1-düz keçidlər; 2-çəp keçidlər.

$$I(\nu) = (1-R)I_0(\nu)\exp(-\alpha(\nu)d) \quad (5.26)$$

Burada R -qaytarma əmsalı, $\alpha(\nu)$ isə udma əmsalıdır. Şüalanma t qalınlıqlı nümunə boyunca yayılırsa, onda nümunədən çıxan şüaların intensivliyi

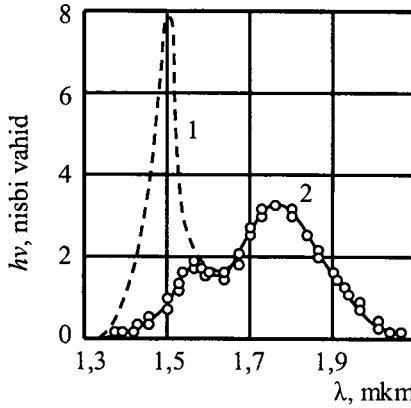
$$I(\nu) = (1-R)\frac{I_0(\nu)}{t} \int_0^t \exp(-\alpha x) dx \quad (5.27)$$

və ya

$$I(\nu) = (1-R)I_0(\nu) \frac{1 - \exp(-\alpha t)}{\alpha} \quad (5.28)$$

Şəkil 5.8-də Ge kristalında düz və çəp keçidlərdə baş verən şüalanma spektri verilmişdir. Qısdalğalı oblastdakı maksimum (1) düz keçidə, uzundalğalı maksimum (2) isə çəp keçidə məxsusdur. Öz-özünə udma hadisəsi ilə əlaqədar olan düzəliş

şüalanma spektrində qırıq xətlərlə göstərilmişdir.



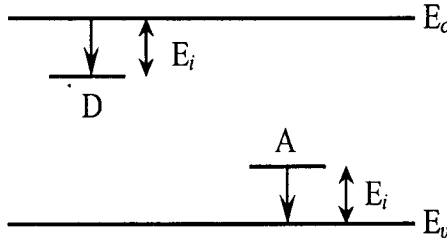
Şəkil 5.8. Ge kristalının şüalanma spektri.

5.5. Aşqar keçidlərində şüalanma rekombinasiyası

Yarımqeçirici maddələrin qadağan olunmuş zolağında yerləşən aşqar (donor, akseptor, defekt və s.) səviyyələri lüminessensiya proseslərində mühüm rol oynayır. Belə halda lüminessensiya əsasən rekombinasiya mərkəzləri vasitəsilə həyata keçir.

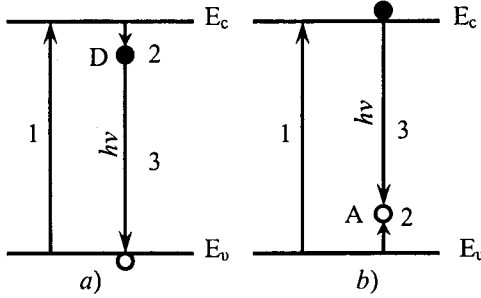
İonlaşmış donor və akseptor mərkəzlərindən rekombinasiya şüalanması spektrin uzaq infraqırmızı oblastına uyğun gəlir (şəkil 5.9).

n- və p- tip yarımqeçiricilərdə şüalanma donor səviyyəsindən valent zonasına və ya keçirici zonadan akseptor səviyyəsinə keçidlər nəticəsində baş verə bilər. Birinci halda (şəkil 5.10, a) optik udma nəticəsində keçirici zonada yaranan elektron (1 keçidi) D mərkəzi tərəfindən tutulur (2 keçidi), sonra isə lokalizasiya olunmuş elektronun valent zonasındakı deşiklə şüalanma rekombinasiyası baş verir (3 keçidi). Digər halda isə keçirici zonadakı sərbəst elektronun akseptor mərkəzindəki deşiklə rekombinasiyası nəticəsində şüalanma lüminessensiyası baş verir (3 keçidi).



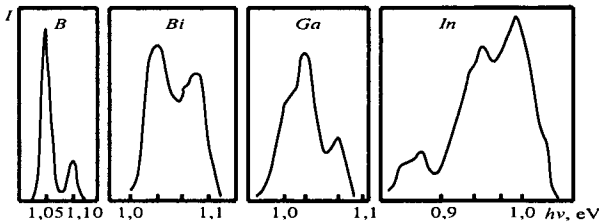
Şəkil 5.9. İonlaşmış donör və akseptor mərkəzlərindən rekombinasiya şüalanması.

Şəkil 5.11-də Si kristalında müxtəlif aşqarların rekombinasiya nəticəsində şüalanma spektrləri göstərilmişdir.



Şəkil 5.10. Aşqar mərkəzləri ilə zonalər arasındakı şüalanma keçidləri.

Güclü aşqarlanmış yarımkəçiricilərdə Fermi səviyyəsi zonalərin daxilində yerləşir (n-tip maddədə keçirici zonada, p-tip maddədə isə valent zonasında). Bu zaman udma kənarı qısa-dalğalı oblasta tərəf sürüşdüyündən rekombinasiya şüalanmasının maksimumu böyük enerji oblastına uyğun gələcəkdir (şəkil 5.12).



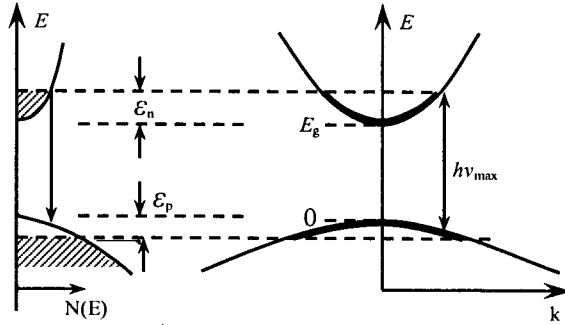
Şəkil 5.11. Si kristalında aşqarlarla bağlı rekombinasiya şüalanması.

OK temperaturunda şüalanmanın maksimumuna uyğun gələn enerji

$$h\nu_{\text{maks}} = E_g + \left(1 + \frac{m_e}{m_h}\right) \xi_n \quad (5.29)$$

burada

$$\xi_n = (3\pi^2 n)^{2/3} \frac{\hbar^2}{2m_e} \quad (5.30)$$



Şəkil 5.12. Cırılmış yarımkəçiricidə düz keçidlər.

VI FƏSİL OPTİK MODULYATORLAR

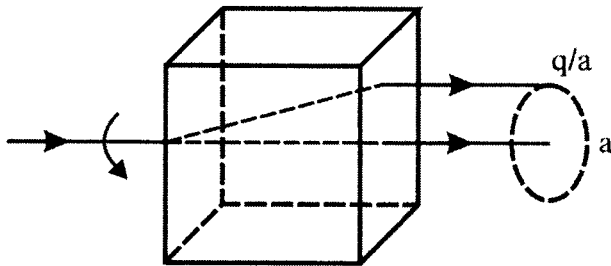
Optik modulyasiya işıq siqnalının hər hansı parametr və ya xarakteristikasının (amplitudunun, tezliyinin, fazasının və ya polarizasiyasının) zamandan asılı olaraq müəyyən qanunauyğunluqla dəyişməsinə deyilir. Müasir optoelektro-nikada istifadə olunan işıq modulyatorlarının əsasını müxtəlif fiziki effektlər təşkil edir: elektro -, maqnit - və akustooptik effektlər; Frans-Keldiş effekti (yarımkeçiricilərdə fundamental udma kənarının sürüşməsi), həmçinin maqnit və elektrik sahələrinin təsiri ilə spektral xətlərin parçalanmasına əsaslanan effektlər. Ancaq praktikada ən çox elektro - və akustooptik modulyatorlardan istifadə olunur.

6.1. Işığın qoşaşüasınınması

Erazm Bartolini 1670-ci ildə maraqlı hadisə müşahidə etmişdir: işıq şüası islandiya şpatı (CaCO_3 -ün növlərindən biri) kristalından keçərkən ikiləşir-qoşaşüasınınma baş verir. Müəyyən olunmuşdur ki, kristaldan çıxan hər iki şüa (ışığın düşmə bucağından asılı olmayaraq) həm bir-birinə, həm də kristal üzərinə düşən ilkin şüaya paralel olur (şəkil 6.1); intensivlikləri bərabər olan bu iki şüadan hər biri elektrik vektorları qarşılıqlı perpendikulyar olmaqla xətti polarlaşmış olur. Bu şualardan biri sınma qanununa uyğun olaraq yaranır və ona görə də adi şüa adlanır. Qeyri-adi adlanan ikinci şüa sınma qanununa tabe olmur. Qeyd edək ki, “qeyri-adi” sözü yalnız şüanın kristal daxilində yayılması zamanı yaranan iki şüadan birinin sınma qanununa tabe olmamağı ilə əlaqədar işlədilir. Kristaldan çıxdıqdan sonra bu iki şüa tamamilə eynihüquqlu olmaqla yalnız elektrik vektorlarının qarşılıqlı perpendikulyar istiqamətlərdə rəqs etmələri ilə bir-birindən fərqlənir. Düşən şüanı ox qəbul edərək, kristalı bu ox ətrafında fırlatdıqda (şəkil 6.1) qeyri-adi şüa adi şüa ətrafında fırlanmaqla oxu adi şüa olan silindrik səth cızır.

Mühitin sındırma əmsalı təbiiq olunan statik elektrik sahəsinin təsiri altında dəyişə bilər. Sındırma əmsalının belə

dəyişməsi elektrooptik effekt adlanır. Maddənin sındırma əmsalının dəyişməsi tətbiq olunan sahədən xətti asılı olduqda müşahidə olunan effekt xətti elektrooptik effekt adlanır. Həmin effekt ilk dəfə Pokkels tərəfindən müşahidə olunduğuna görə Pokkels effekti adlanır.



Şəkil 6.1. Xətti elektrooptik effekt (Pokkels effekti)

Kristal güclü elektrik sahəsinin təsirinə məruz qaldıqda sındırma əmsalının dəyişməsi hesabına optik indikatriks deformasiya olunur. Kristal daxilində yayılan işıq dalğasının sınma əmsalının kristala tətbiq olunan elektrik sahəsindən asılılığı işığı modulyasiya etmək işində praktik əhəmiyyət kəsb edir. İki çarpazlaşmış polyarizator arasında yerləşdirilmiş anizotrop kristal dəyişən elektrik sahəsi təsirinə məruz qaldıqda özünü işıq modulyatoru kimi aparır. Bu qurğu Pokkels özəyi adlanır.

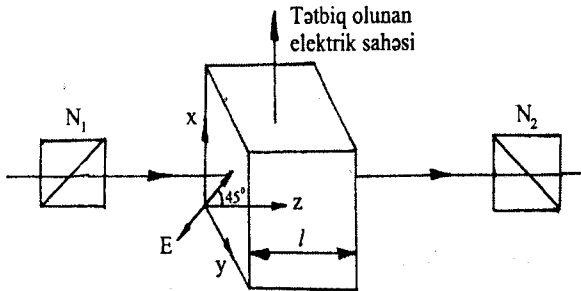
Xətti elektrooptik hadisəyə əsaslanmaqla işığın modulyasiya olunma prinsipini izah edək (şəkil 6.2). Sadəlik üçün izotrop sındırma əmsalına (n) malik olan kubik kristalı nəzərdən keçirək. Onu iki çarpazlaşmış polyarizator arasında yerləşdirək. Kristal x oxu üzrə yönəlmiş E_x gərginliyi təsirinə məruz qalır. Bu sistem üzərinə z oxu üzrə yayılan işıq göndərək. N_1 polyarizatorunu elə yerləşdirək ki, ondan çıxaraq kristal üzərinə düşən xətti polyarlaşmış işığın elektrik vektoru E_x sahəsi ilə 45° bucaq təşkil etsin. Belə olduqda kristal üzərinə düşən işığın E sahəsinin x və ya y oxları üzrə toplananları bərabər olur. x oxu boyunca tətbiq olunmuş elektrik sahəsi işıq sahəsinin x və y oxları üzrə toplananlarına müvafiq gələn sındırma əmsallarının fərqi (Δn) yaradır. z oxu boyunca kristalın uzunluğu l

olduğundan, kristaldan çıxan anda işıq vektorunun x və y oxları üzrə yönələn toplananları arasında yaranan fazalar fərqi

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} l\Delta n \quad (6.1)$$

olur. Burada λ işıq dalğasının kristal daxilindəki uzunluğudur.

İşıq selinin x və y oxları üzrə toplananları kristaldan çıxan anda eyni fazada olsaydı, işığın polyarlaşması dəyişməz qalardı. Kristal üzərinə düşən işıq N_1 polyarizatoru vasitəsilə polyarlaşdıqda N_1 -lə çarpazlaşdırılmış N_2 polyarizatoru həmin işığı buraxmır. Tətbiq olunan sahənin müəyyən qiyməti ilə əlaqədar yaranan fazalar fərqi $\Delta\varphi = \pi$ olduqda $\Delta n = \frac{\lambda}{2l}$ olur.



Şəkil 6.2. Elektrooptik işıq modulyatorunun sxemi.

Ona görə də kristaldan çıxan şüanın polyarlaşma müstəvisi onun üzərinə düşən şüanın polyarlaşma müstəvisinə nəzərən müəyyən qədər dönür. Bu halda kristaldan çıxan işığın elektrik vektorunun istiqaməti N_2 nikol prizmasının buraxma istiqaməti ilə üst-üstə düşdüyündən, çıxan siqnal maksimum qiymət alır. Deməli, N_2 nikolundan çıxan işığın intensivliyi kristaldan çıxan işığın polyarlaşma müstəvisinin vəziyyəti ilə, bu vəziyyət isə kristala tətbiq olunan elektrik sahəsi ilə müəyyən olunur. Beləliklə, iş prinsipi kristaldan keçən işığın polyarlaşma müstəvisinin kristala tətbiq olunan elektrik sahəsindən asılılığına əsaslanan Pokkels özəyi vasitəsilə işıq siqnalının amplitud modulyasiyasını əldə etməyin mümkün olduğunu görürük.

İşığın elektrooptik modulyasiyasının təsvir etdiyimiz sxemində tətbiq olunan xarici elektrik sahəsi işığın yayılma istiqamətinə perpendikulyar yönəldiyindən belə modulyator eninə amplitud modulyatoru adlanır. Modullaşdırıcı sahə işığın yayılma istiqaməti üzrə də yönələ bilər. Belə modulyator uzununa modulyator adlanır. Qeyd edək ki, Pokkels özəyi lazer qurğularında optik açar kimi işlədilir.

Xətti elektrooptik effekt yalnız simmetriya mərkəzi olmayan kristallarda - pyezokristalda (simmetriya mərkəzi olmayan bütün kristallarda elektrik sahəsinin təsiri nəticəsində öz ölçülərini dəyişmə meylli var. Belə kristallarda baş verən bu növ deformasiya öz növbəsində polyarlaşma yaradır, yəni xətti pyezoelektrik effekt müşahidə olunur. Ona görə də simmetriya mərkəzi olmayan kristallar pyezokristallar adlanır) müşahidə olunur. Bu onunla əlaqədardır ki, mərkəzi-simmetrik kristallarda inversiya çevrilməsi zamanı optik xarakteristikalar dəyişməz qalmalıdır. Ona görə də tətbiq olunan sahənin istiqaməti 180^0 dəyişdikdə optik xarakteristikalar dəyişmir. Tətbiq olunan xarici sahənin istiqaməti 180^0 dəyişdikdə

$$\Delta n = \frac{4\pi V_1 e^3 \beta}{m^2 \omega_0^2 (\omega_0^2 - \omega^2)^2} E_{st} \quad (6.2)$$

6.2. Kvadratik elektrooptik effekt (Kerr effekti)

Mərkəzi-simmetrik kristallarda xətti elektrooptik effekt baş vermir. Lakin simmetriya mərkəzi olan kristallarda başqa elektrooptik effekt yarana bilər. Hesablamalar və həmçinin, təcrübi faktlar göstərir ki, simmetriya mərkəzinə malik kristallarda tətbiq olunan xarici elektrik sahəsinin gərginliyindən kvadratik asılı olan hədlərlə əlaqədar kvadratik elektrooptik effekt müşahidə olunur. Bu effekt ilk dəfə 1875-ci ildə Kerr tərəfindən müşahidə olunduğuna görə Kerr effekti adlanır.

Kerr effektini müşahidə etmək üçün işlədilən qurğunun sxemi şəkil 6.3-də verilmişdir. Kerr effektini müşahidə etmək üçün yüksək həssaslığa malik olan maddə, məsələn, nitrobenzol götürülür. Kondensatorun lövhələri yüksüz olduqda N_1 və N_2

nikolları çarpaz yerləşdiyindən, belə sistemdən işıq keçmir. Xarici sahəni daxil etdikdə (kondensator yükləndikdə) Kerr effekti yaranır və nümunə özünü optik oxu xarici elektrik sahəsi üzrə yönələn biroxlı kristal kimi aparır. Təcrübələrlə müəyyən olunmuşdur ki, bu halda yaranan optik anizotropluq, tətbiq olunan sahə gərginliyinin kvadratı ilə düz mütənasib olur:

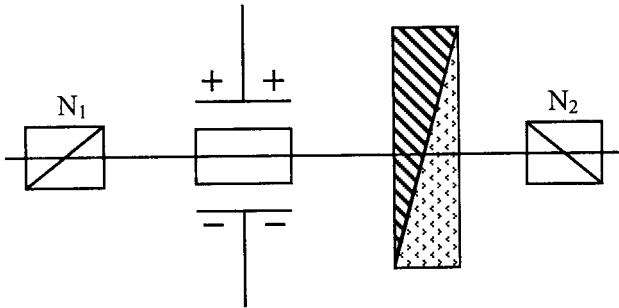
$$n_e - n_0 = bE^2 \quad (6.3)$$

burada n_0 və n_e müvafiq olaraq adi və qeyri-adi şüaların sındırma əmsalları, b -mütənasiblik əmsalındır.

Sındırma əmsalları fərqi (n_e və n_0) xarici sahə gərginliyindən kvadratik asılı olduğuna görə elektrik sahəsində yaranan qoşaşüasınma sahənin istiqamətindən asılı olmur. Şüanın nümunə daxilindəki yolunun uzunluğu l olduğundan adi və qeyri-adi şüalar arasındakı fazalar fərqi

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_0)l = \frac{2\pi}{\lambda}blE^2 = 2\pi BIE^2 \quad (6.4)$$

olur. Burada $B = \frac{b}{\lambda}$ sabit kəmiyyətdir və Kerr əmsalı adlanır.



Şəkil 6.3. Kerr effektinin blok sxemi.

6.3. Maqnitooptik effektlər

Aparılan təcrübi və nəzəri tədqiqatlar göstərir ki, elektrik sahəsi mühitə təsir edərək onun optik xarakteristikalarını dəyişdirdiyi kimi, maqnit sahəsinin təsiri ilə də mühitin optik

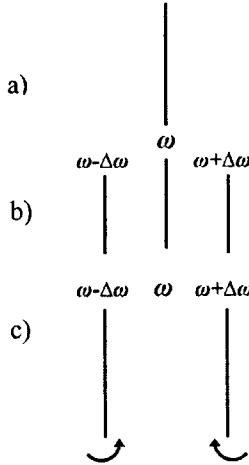
xarakteristikalarını dəyişmək mümkündür. Bu növ hadisələr maqnitooptik hadisələr adlanır.

Faradey 1846-cı ildə uzununa maqnit sahəsinin (maqnit sahəsi işığın yayılma istiqamətində yönəldikdə) təsiri ilə optik fəal olmayan, yəni xarici təsir olmadan üzərinə düşən müstəvi polyarlaşmış işığın polyarlaşma müstəvisini döndərməyə qabil olmayan maddələrdə polyarlaşma müstəvisinin fırlanmasını müşahidə etmişdir. Bu hadisənin təəssüratı ilə Faradey öz gündəliyinə aşağıdakı sözləri yazmışdır: “Nəhayət, mənə işıq şüasını maqnitləşdirmək və elektrikləşdirmək, həmçinin maqnit qüvvə xətlərini işıqlandırmaq müyəssər oldu”. Əslində işıq şüasının “maqnitləşməsi” və maqnit qüvvə xətlərinin “ışıqlanması” baş vermir və verə də bilməz. Maqnit sahəsinin rolu, təsir edərək mühitin optik xarakteristikalarını dəyişdir-məkdir ki, bu da öz növbəsində Faradey hadisəsi adlanan hadisəyə - polyarlaşma müstəvisinin fırlanmasına gətirir.

6.3.1. Zeyeman effekti. Faradey maqnit sahəsinin təsiri ilə polyarlaşma müstəvisinin fırlanmasını müşahidə etdikdən sonra maqnit sahəsi vasitəsilə spektral xətlərə təsir göstərmək cəhdi etdi. Lakin o zaman Faradeyin sərəncamında olan spektral cihazların ayırədetmə qabiliyyəti kiçik, mövcud olan maqnit sahəsi isə zəif olduğundan, heç bir effekt müşahidə etmək mümkün olmamışdır. Zeyeman 1896-cı ildə müvafiq cəhd göstərərək maqnit sahəsinin təsiri ilə spektr xətlərinin parçalanmasını (bir xəttin iki və daha çox xəttə çevrilməsini) müşahidə etmişdir. Bu hadisə onu ilk dəfə kəşf edən alimin şərəfinə Zeyeman effekti adlanır.

Müşahidə maqnit sahəsi istiqamətində (uzununa effekt) və ona perpendikulyar istiqamətdə (eninə effekt) aparılmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, maqnit sahəsi təsir göstərmədikdə, tezliyi ω olan spektr xətti maqnit sahəsinin təsiri ilə müşahidə istiqamətindən asılı olaraq müxtəlif xətlərə parçalanır (şəkil 6.4, a). Maqnit sahəsi istiqamətində müşahidə aparıldıqda ω tezlikli spektr xətti tezlikləri $\omega - \Delta\omega$ və $\omega + \Delta\omega$ olan (şəkil 6.4-də birinci xətt sol, ikinci isə sağ dairəvi polyarlaşmışdır) iki

xəttə (dublet), maqnit sahəsinə perpendikulyar istiqamətdə aparıldıqda isə tezlikləri $\omega - \Delta\omega$, ω və $\omega + \Delta\omega$ (kənar xətlər elə polyarlaşmışdır ki, onların rəqsi maqnit sahəsi istiqamətinə perpendikulyar olur, orta xətdə isə rəqs maqnit sahəsi istiqamətində baş verir) olan üç xəttə (triplet) parçalanır (şəkil 6.4, b). Tezliyin dəyişməsi ($\Delta\omega$) xarici maqnit sahəsinin gərginliyi ilə düz mütənasibdir.



Şəkil 6.4. Spekt r xətlərinin parçalanması (şəkildə spekt r xətlərinin uzunluğu onların intensivliklərini ifadə edir).

Şəkil 6.4-də göstərilən parçalanma çox nadir hallarda müşahidə olunur. Bu parçalanma normal parçalanma, yaxud normal Zeyeman effekti adlanır. Normal Zeyeman effekti elektron nəzəriyyəsi baxımından ilk dəfə Lorents tərəfindən izah edilmişdir. Məhz bu işə görə 1903-cü ildə fizika sahəsində Nobel mükafatı Zeyemanla birlikdə Lorensə də verilmişdir.

6.3.2. Kotton –Muton effekti. Təcrübi faktlarla müəyyən olunmuşdur ki, işığın yayılma istiqamətinə perpendikulyar yönəlmiş maqnit sahəsinin təsiri ilə Kerr effektinə oxşar hadisə müşahidə olunur. Bu halda yaranan optik anizotrop luq belə təyin olunur:

$$n_e - n_o = DH_0^2 \quad (6.5)$$

Burada H_0 xarici maqnit sahəsinin gərginliyi, D mütənasiblik əmsalıdır. Bu hadisə onun tədqiqatçılarının şərəfinə Kotton – Muton hadisəsi adlanır. Həmin hadisənin nəzəriyyəsi Kerr effektinin nəzəriyyəsinə tam oxşardır.

6.4. Akustooptik effektlər və akustooptik modulyatorlar

Akustik dalğa vasitəsilə mexaniki gərginliyin yaranması hesabına mühitin sındırma əmsalının dəyişməsinə akustooptik effekt deyilir. Bu halda mühitin sındırma əmsalının periodik dəyişməsi baş verir. Əsasən iki tip akustooptik modulyator mövcuddur: Breqq və Raman–Nat konfigurasiyaları. Bu konfigurasiyalar bir-birindən optik və akustik dalğalarının qarşılıqlı təsir uzunluqlarına görə fərqlənir. Akustooptik modulyatorların iş prinsipi işığın akustik dalğadan difraksiyasına əsaslanır. Akustooptik difraksiya işığın akustik dalğalar təsir edən mühitdən keçdiyi zaman meydana çıxır. Akustik dalğanın sahəsi kristal qəfəsi sındırma əmsalı periodik dəyişən hala gətirir və işıq üçün bu periodik qeyri-bircinslilik difraksiya qəfəsi rolunu oynayır. Bu halda Breqq və Raman –Nat difraksiya rejimləri reallaşa bilər.

Raman–Nat modulyatorlarında işıq şüası akustik dalğaya perpendukulyar istiqamətdə yönəlir və onlar arasında “qarşılıqlı təsir uzunluğu” nisbətən kiçik olur. Optik dalğalar faza qəfəsində difraksiyaya məruz qalır, bu da nəticədə bir sıra interferensiya piklərinin yaranmasına səbəb olur. Breqq tipli modulyatorlarda işıq kristal qəfəyə müəyyən bucaq altında (Breqq bucağı) düşür. Bu zaman ancaq bir difraksiya maksimumu müşahidə olunur. Raman-Nat modulyatorlarında işıq qarşılıqlı təsir nəticəsində akustik dalğa sahəsindən keçərkən difraksiya nəticəsində faza dəyişməsinə məruz qalır. Raman-Nat difraksiyasında çoxqat difraksiya mənzərəsi almamaq üçün “qarşılıqlı təsir uzunluğu” kiçik olmalıdır. Raman-Nat modulyatorlarında modulyasiya dərinliyi Breqq modulyatorlarına nəzərən kiçik olduğundan onlardan o qədər geniş istifadə olunmur. Breqq və Raman – Nat modulyatorları ya ayrıca cihaz kimi, ya da optik integral sistemlərin elementləri kimi hazırlana bilər.

VII FƏSİL YARIMKEÇİRİCİ İŞIQ MƏNBƏLƏRİ

7.1. İstilik və lüminessent işiq mənbələri

İstilik şüalanma hadisəsinə əsaslanmış ilk közərmə və qövs lampaları rus ixtiraçıları (Lodigin, Yabloçkov) tərəfindən yaradılmışdır. İşiq mənbələrinin əsas xarakteristikaları şüalanmanın spektral tərkibi (şüalanma enerjisinin dalğa uzunluğuna görə paylanması) və işıqtötəmədir. İşiq tötəmə dedikdə mənbəyin şüalandırdığı işiq selinin mənbə tərəfindən işlədilən gücə (mənbəyi qidalandıran gücə) nisbəti başa düşülür. Mütləq qara cismin ixtiyarı dalğa uzunluğuna uyğun gələn şüalandırma qabiliyyəti, həmin temperaturdakı istənilən cismin şüalandırma qabiliyyətindən böyük olduğundan, mütləq qara cismin ən əlverişli işiq mənbəyi olması təsəvvürü yaranır. Lakin işiq mənbələrinə qoyulan digər tələbləri də nəzərə aldıqda boz (mütləq qara olmayan) cisimlərin mənbə kimi daha əlverişli olduğu müəyyən olunur. Mənbə elə olmalıdır ki, lazım olan bu və ya digər oblastlarda şüalanma selektiv olsun, başqa sözlə, mənbə müəyyən bir spektral oblastda daha güclü şüalandırma qabiliyyətinə malik olsun. Təcrübələr göstərir ki, közərməş volframın şüalandırma qabiliyyəti bütün dalğa uzunluqlarında mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyətindən kiçikdir, lakin o görünən oblastda selektiv şüalandırma qabiliyyətinə malikdir. 2450K-də görünən oblastdakı şüalandırma enerjisi, həmin temperaturda mütləq qara cismin şüalandırmasının 40%-ni təşkil edir. İnfraqırmızı oblastda isə volfram mütləq qara cismin şüalanmasının cəmi 20 faizini şüalandırır. Deməli, eyni temperaturda ümumi şüalanmanın görünən oblasta düşən hissəsi, volframda mütləq qara cisimdən çox böyükdür. Bu keyfiyyətinə görə volframdan közərmə lampasının teli kimi istifadə etmək əlverişlidir. Lakin volframın bəzi xüsusiyyətləri ondan istilik mənbəyi kimi istifadə imkanını məhdudlaşdırır. Bu məhdudluq nədir? 2450K-də volframın maksimum şüalandırma qabiliyyəti 0,001 nm uzunluqlu dalğaya uyğun gəlir. Gözümüzün maksimum həssaslığı isə bildiyimiz kimi, 550 nm-ə (spektrin sarı-yaşıl oblas-

tına) uyğundur. Deməli, volframdan işıq mənbəyi kimi istifadə etmək istəyiriksə, onu görünən oblastda maksimum şüalandırma qabiliyyəti verən temperaturadək qızdırmalıyıq. 5200 K temperaturda mütləq qara cismin şüalandırma qabiliyyəti 550 nm uzunluqlu dalğaya (gözümüzün maksimum həssaslıq oblastına) uyğun gəlir. Bizə çatan Günəş şüalandırmasının maksimumu da təxminən bu temperatura uyğundur. Həmin fakt 5200 K-də mütləq qara cismin şüalandırmasını “ağ işıq” adlandırmaq üçün əsas olmuşdur. Aydın ki, közərdilmiş cisimlərin temperaturu yüksək olduqca onlardan işıq mənbəyi kimi istifadə etmək əlverişlidir. İnteqral şüalandırma qabiliyyəti mütləq temperaturun 4-cü dərəcəsi ilə mütənasib olaraq artır. Lakin spektrin nisbətən qısadağalı oblastında intensivlik daha çox böyüyür. Təəssüf ki, istifadə olunan maddələrin əriməsi onlardan lampa teli kimi istifadə edilməsini məhdudlaşdırır. Volframın ərimə temperaturunun nisbətən yüksək (3660 K-dən böyük) olması onun lampa teli kimi istifadə olunma imkanını genişləndirir. Volframdan közərmə teli kimi istifadə edilməsinin bəzi texniki çətinlikləri də vardır. Volfram telini 2500 K-dən yuxarı temperaturadək qızdırdıqda, o içi boş şüşə balon (lampa) daxilində güclü buxarlandığından tez sıradan çıxır. Belə buxarlanmanın qarşısını almaq və volfram telindən daha yüksək temperaturalarda közərmə teli kimi istifadə etmək üçün lampanı təsirsiz qazlarla (arqon və s.) doldurmaq təklif olunmuşdur. Qazla doldurulmuş belə lampalarda volframı 3000 K-dən yuxarı temperaturadək közərtmək olur. Müəyyən olunmuşdur ki, qazla doldurulmuş lampalarda şüalanmanın spektral tərkibi nisbətən kiçik temperaturdakı vakuum lampalarına nəzərən yaxşılaşsa da, işıq törətmə dəyişməz qalır. Işıq törətmənin belə pisləşməsinin (temperatur artdıqca böyüməməsinin) səbəbi tellə qaz arasında baş verən istilikkeçirmə və konveksiya ilə əlaqədar yaranan enerji itkisidir. İstilik mübadiləsi hesabına yaranan enerji itkisini azaltmaq üçün teli düz xətt şəklində deyil, sarğıları bir-birini qarşılıqlı qızdıran spiral şəklində hazırlayırlar. Yüksək temperaturda spiralın ətrafında, demək olar ki, sükunətdə olan qaz təbəqəsi yaranır. Bu təbəqə konveksiya hesabına

olan istilik mübadiləsinin qarşısını alır. Böyük işıqtötətmə almaq üçün elektrik qövsündən istifadə olunur. Elektrik qövsündə şüalanma müsbət kraterin yüksək dərəcədə (4000K ətrafında) qızması zamanı yaranır. 20 atmosfer tərtibli təzyiq altında krateri 5900K-dək qızdırmaq olur. Bu zaman tərkibinə görə Günəşin şüalanmasına çox yaxın olan şüalanma baş verir. Kömür elektrodlu Volt qövsü görünən və ultrabənövşəyi oblastlarda yaxşı işıq mənbəyidir. Dəmir elektrodlu qövs spektrin görünən və ultrabənövşəyi oblastlarında sıx yerləşmiş xətti spektrli şüalanma verir.

Lüminessensiya hadisəsi, istilik işıq mənbəyinə (kəzərmə lampalarına) nəzərən çox böyük üstünlüklərə malik olan işıq mənbələri yaratmağa imkan verir. Lüminessent lampalar nisbətən böyük işıq tötətmə qabiliyyətinə malikdir və daha çox enerji qənaətinə imkan verir. Həmin lampalar spektrin dar oblastlarında şüalanma verə bilər ki, bu da elmi-tədqiqat işləri üçün çox əhəmiyyətlidir.

Qaz-ışıq lampası. Qaz-ışıq lampası lüminessensiya edici qazla doldurulmuş şüşə balondan ibarətdir. Balonun daxilində (onun uclarında) elektrodlar yerləşmişdir. Termoelektrik emissiya, yaxud digər üsullarla yaranmış ion və elektronlar tətbiq olunmuş elektrostatik sahənin təsiri ilə boru daxilində sürətlə hərəkətə gətirilir. Bu zərrəciklər qaz atomları ilə toqquşaraq onları həyəcanlaşdırır. Həyəcanlaşmış qaz atomları aşağı enerji səviyyələrinə, o cümlədən əsas hala keçərək şüalanma yaradır. İşçi qazın təzyiqindən asılı olaraq, qaz-ışıq lampalarını 3 növə bölürlər: aşağı təzyiqli (10^{-4} - 10^{-8} mm civə sütunu), yüksəktəzyiqli (atmosfer təzyiqi tərtibində) və ifrat yüksəktəzyiqli (min atmosferədək) işıq mənbələri. Şüalandırma müddətinə görə qaz-ışıq lampaları iki qrupa bölünür: impuls lampaları (impulslarının davam müddəti 10^{-8} - 10^{-9} s.) və bütöv spektrli lampalar. Böyük intensivlikli xətti və bütöv spektrli şüalanma verən civə lampaları geniş tətbiq sahələri tapmışdır. Civə lampası təsirsiz qaz (məsələn, arqon) və kiçik miqdarda (bir neçə milliqram) civə buxarı ilə doldurulmuş şüşə, yaxud kvarts balondan ibarətdir. Yanma zamanı lampada daxilində baş verən təsirsiz qaz

boşalmasının təsiri ilə civə buxarları həyəcanlaşır və bu səbəbdən onların şüaburaxması müşahidə olunur. Yüksəktəzyiqli lampa daxilində civə buxarının təzyiği təxminən 700 mm civə sütununa qalxır. Bu lampalar əsasən görünən və ultrabənövşəyi oblastlarda parlaq şüalanma verir. İfrat yüksəktəzyiqli (1000 atm. qədər) civə lampalarında civə üçün xarakterik olan xətlərin ($\lambda_g = 435,8nm$ -mavi, $\lambda_b = 404,7nm$ -bənövşəyi, $\lambda_{ub} = 365nm$, $\lambda_{ub} = 253,7nm$ və s.-ultrabənövşəyi) yerləşdikləri oblastda maksimumları olan bütöv spektrli şüalanma baş verir. Yüksəktəzyiqli civə lampaları ultrabənövşəyi oblastda intensiv şüalanma yaradır. Hidrogen, natrium və s. lampaları da geniş istifadə olunur. Hidrogen lampasında şüalanma, qaz boşalması zamanı həyəcanlaşmış hidrogen atomları və molekulları tərəfindən yaradılır. Bu lampalar həm xətti, həm də bütöv spektrli şüalanma verir. Natrium lampalarının verdiyi şüalanma intensivliyinin əsas hissəsi (təxminən $\frac{1}{8}$ hissəsi) spektrin sarı oblastında yerləşən $\lambda_1 = 589nm$ və $\lambda_2 = 589,6nm$ dalğa uzunluqlarına düşən iki intensiv xətdən ibarətdir.

Lüminessent lampalar. İstilik şüalanması zamanı enerji spektrin çox geniş oblastında şüalanır və görünən oblasta şüalanan ümumi enerjinin çox az hissəsi düşür. İstilik şüalanmasının bu xassəsi közərmə lampasının faydalı iş əmsalının 5%-dən, işıq törətməsini isə 10÷12 lm/Vt-dan çox artmasına imkan vermir. Bu səbəbdən, tərkibinə görə gündüz işığına yaxın, işıq törətməsi və faydalı iş əmsalına görə isə istilik işıq mənbəyinə nəzərən böyük olan işıq mənbələri almaq zəruriyyəti yaranır. Lüminessensiya hadisəsinə əsasən qaz-ışıq lampasının ultrabənövşəyi şüalanmasını gündüz işığına çevirmək olar. Bu məqsədlə qaz-ışıq lampası balonunun daxili səthinə qısdalğalı şüalanma təsiri ilə lüminessensiya edən maddə (lüminofor) çəkilir. Lüminoforu elə seçmək olar ki, onun şüalandırması spektral tərkibinə görə gündüz işığına uyğun gəlsin. Şüalandırma spektrinin tərkibinə görə lüminessent lampaları 4

növə bölünür: gündüz işığı, soyuq-ağ işıq, ağ işıq və isti-ağ işıq. Gündüz işığı lüminessent lampasında enerjinin spektrə görə paylanması 6800K, soyuq-ağ işıq lampasında isə 3000K temperaturunda istilik işıq mənbələrində enerjinin spektrə görə paylanmasına uyğun gəlir.

7.2. Optik kvant generatorları (lazerlər)

Optik kvant generatorları (OKG), yaxud lazerlər keyfiyyətə yeni işıq mənbələri olub, bir çox əhəmiyyətli xassələrə malikdir. “Lazer” sözü ingiliscə “light amplification by stimulated emission of radiation” ifadəsinin baş hərflərindən tərtib olunmuşdur. Bu ifadənin tərcüməsi belədir: “İşığın məcburi şüalanma vasitəsilə güclənməsi”. Lazerin iş prinsipi, atom və molekulların kvant xassəsinə (enerji səviyələrinin diskretliyinə) əsaslanır. Kvant generatoru sözü də bununla əsaslandırılır. Lazerin quruluş və iş prinsipi ilə tanış olanadək işığın maddə ilə qarşılıqlı təsirinin bəzi məsələlərinə nəzər salaq.

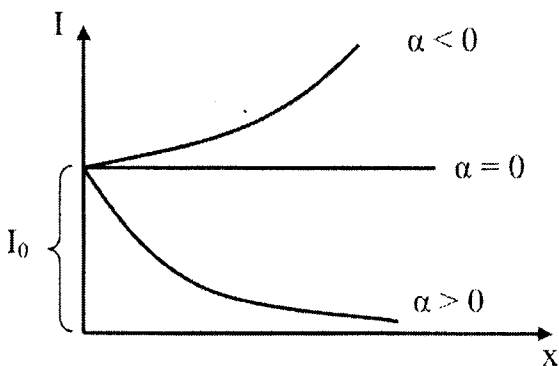
7.2.1. Mənfə udulma. Məlumdur ki, intensivliyi I_0 olan ν tezlikli işıq seli qalınlığı l olan uducu təbəqədən keçdikdə onun I_l intensivliyi Buqer-Lambert qanunu ilə dəyişir

$$I_l = I_0 \exp(-\alpha l) \quad (7.1)$$

burada α maddənin udma əmsəlidir.

Klassik xətti optikada α müsbət kəmiyyətdir və düşən işığın intensivliyindən asılı deyildir. (7.1) ifadəsindən görüldüyü kimi, işıq udma əmsəli müsbət olan ($\alpha > 0$) maddədən keçdikdə onun intensivliyi azalır ($I_l < I_0$), yəni mühitdən keçərkən işıq udulur (şəkil 7.1), $\alpha = 0$ olduqda $I_l = I_0$ olur. $\alpha < 0$ olduqda isə mühitdən keçən işıq udulma əvəzinə güclənər ($I_l > I_0$). Bu hadisə mənfə udulma adlanır. Görəsən, real mühitlərdə mənfə udulma mövcuddurmu? Müəyyən olunmuşdur ki, belə udulma yaratmaq olar. Qəbul edək ki, atom E_1 və E_2 kimi diskret enerji hallarında ola bilər (şəkil 7.2). Bu zaman atomlarla elektromaqnit şüalanmasının qarşılıqlı təsiri zamanı bir-birinə əks istiqamətdə iki proses baş verir:

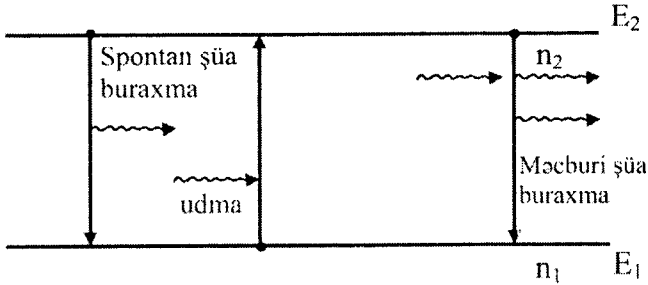
1. Enerjisi E_1 olan əsas haldakı atom $h\nu = E_2 - E_1$ enerjili xarici şüalanmanı udaraq, əsas haldan həyəcanlanmış E_2 halına keçir. Belə keçidin ehtimalı B_{12} Eynşteyn əmsalı ilə düz mütənasibdir. Bu proses udulma prosesidir.
2. Enerjisi E_2 olan həyəcanlanmış haldakı atom $h\nu = E_2 - E_1$ enerjili xarici şüalanmanın təsiri ilə E_1 əsas halına məcburi keçir. Belə məcburi keçid nəticəsində atom $h\nu = E_2 - E_1$ enerjili kvant şüalandırır. Belə prosesin baş vermə ehtimalı B_{21} Eynşteyn əmsalı ilə düz mütənasibdir. Bu proses məcburi şüalanma prosesidir. Eynşteynin 1916-cı ildə məcburi keçidin varlığı haqqında irəli sürdüyü bu fikir keçən əsrin 60-cı illərində yaranmış lazer qurğularının iş prinsipinin nəzəri əsasını təşkil edir. Təcrübi faktlar göstərir ki, məcburi keçid zamanı yaranan elektromaqnit şüalanması sözün əsl mənasında onu yaradan şüalanmanın eynidir: hər iki dalğanın yayılma istiqaməti, tezlikləri və xətti polyarlaşması eynidir. Bu isə o deməkdir ki, məcburedici və onun təsiri ilə yaranan məcburi şüalanmalar qarşılıqlı koherentdir.



Şəkil 7.1. Udulan işıq intensivliyinin yayılma məsafəsindən asılılığı.

Bu iki prosesdən fərqli olaraq atomlarda daha bir proses baş verir: enerjisi E_2 olan həyəcanlanmış haldakı atom özbaşına (spontan) E_1 əsas halına keçməklə enerjili kvant şüalandırır. Bu proses spontan (özbaşına) şüalanma prosesidir. Düşən işığın

atomlarla qarşılıqlı təsiri ilə heç bir əlaqəsi olmayan özbaşına keçidlər nəticəsində alınan şüalanma lazer şüalanması intensivliyinə nəzərə alınacaq dərəcədə təsir göstərmədiyindən, yekun intensivliyin hesablanması zamanı özbaşına keçidlərin təsiri nəzərə alınmır.



Şəkil 7.2. Atomun enerji səviyyələri arasında keçidlər.

Fərz edək ki, E_1 və E_2 enerji hallarındakı atomların vahid həcmdəki sayları müvafiq olaraq n_1 və n_2 -dir. Termodinamik tarazlıq halında n_1 və n_2 Bolsman paylanmasına görə belə təyin olunur:

$$n_1 = n_0 \exp(-E_1 / kT) \quad (7.2)$$

$$n_2 = n_0 \exp(-E_2 / kT) \quad (7.3)$$

burada n_0 atomların vahid həcmdəki sayıdır. (7.2) və (7.3) –ü nəzərə alsaq

$$\frac{n_1}{n_2} = \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) \quad (7.4)$$

$E_2 > E_1$ halına $n_2 < n_1$ uyğun gəlir. Yalnız $T \rightarrow \infty$ olduqda $n_1 = n_2$ ola bilər. Termodinamik tarazlıq halında olan sistem üçün $\alpha \geq 0$ olduğundan, mənfi udma, yəni mühitdən keçən işığın güclənmə prosesi mümkün deyildir. Mənfi udma halını almaq üçün $n_2 > n_1$, yəni həyəcanlanmış haldakı atomların sayı əsas haldakı atomların sayından çox olmalıdır. Atomların enerji səviyyələrinə görə belə paylanmasını invers (tərs) paylanma

adlandırırlar.

7.2.2. Səviyələrin invers məskunlaşması. Sistemi invers hala çevirmə prosesi körükləmə adlanır. Körükləməni optik, elektrik və s. üsullarla icra etmək olar. Optik körükləmə zamanı atomlar, üzərinə düşən işıq enerjisini udaraq həyəcanlanmış hala keçir. Elektrik körükləməsi zamanı isə atomlar qaz boşalması prosesində elektronlarla qeyri-elastik toqquşaraq həyəcanlanmış hala keçir.

Invers məskunlaşma halını bəzən formal olaraq “mənfi temperatur” halı da adlandırırlar. Belə adın verilmə səbəbini termodinamik tarazlıq halında olan sistemin enerji səviyyələrinin məskunlaşmasını müəyyən edən Bolsman qanununa əsaslanaraq izah etmək olar. (7.2) və (7.3) –də ifadə olunan həmin qanuna görə

$$T = \frac{E_1 - E_2}{k \ln \frac{n_2}{n_1}} \quad (7.5)$$

$E_2 > E_1$ olduğundan, həmçinin termodinamik tarazlıq halında $n_2 < n_1$ olduğundan $T > 0$ alınır. Lakin termodinamik tarazlıq halının pozulması nəticəsində $n_2 > n_1$ olan halda $T < 0$ alınır, yəni mənfi temperatur əldə olunur. Doğrudanmı mənfi temperatur mövcuddur? Mənfi temperaturun mövcud olmadığına asanlıqla inana bilərik. Bildiyimiz kimi, Bolsman paylanması yalnız termodinamik tarazlıqda olan sistem üçün doğru olduğundan, onu $n_2 > n_1$ halına, yəni termodinamik tarazlığın pozulduğu hala tətbiq etmək olmaz. Biz isə yalnız termodinamik tarazlıq halı üçün doğru olan Bolsman paylanmasını termodinamik tarazlığın pozulduğu hala tətbiq etdik. Məhz bu səbəbdən $n_2 > n_1$ halı üçün $T < 0$ aldığımız. Deməli, aldığımız mənfi temperatur heç bir fiziki mənə kəsb etmir. O yalnız formal olaraq $n_2 > n_1$ olduğunu, yəni invers məskunlaşmanı ifadə edir. Belə mühit, yəni invers məskunlaşmaya malik olan mühit fəal mühit adlanır.

İndi fəal mühitin necə alınması ilə tanış olaq. Sadə mülahizələrdən aydın olur ki, optik körükləmə yolu ilə iki enerji

səviyyəsinə malik olan sistemlərdə invers məskunlaşma yaratmaq olmaz. Doğrudan da, məcburi keçid əmsalları (Eynşteyn əmsalları) $B_{12} = B_{21}$ olduğundan vahid zamandakı $E_1 \rightarrow E_2$ və $E_2 \rightarrow E_1$ keçidlərinin sayı bərabər olur. Deməli, işıq sahəsinin təsiri ilə baş verən $E_1 \rightarrow E_2$ və $E_2 \rightarrow E_1$ məcburi keçidləri atomların enerji səviyyələrinə görə paylanmasını (elektronların atomun enerji səviyyələrində məskunlaşma xarakterini) dəyişdirmir, başqa sözlə (E_1) və həyəcanlanmış (E_2) hallardakı atomların sayı dəyişmiş, $\frac{n_2}{n_1} = const$ olaraq qalmaqda davam

edir. Termodinamik tarazlıq halında $n_2 < n_1$ olduğunu bilirik. Işığın təsiri ilə iki enerji səviyyəsinin nəzərə aldığı sistemdə $\frac{n_2}{n_1}$

nisbəti dəyişməz qaldığından, yenə də $n_2 < n_1$ olur, başqa sözlə invers məskunlaşma yaranmır. Beləliklə, görürük ki, invers məskunlaşma yaratmaq üçün mühitin atomlarının ən azı üç enerji səviyyəsindən istifadə etmək lazımdır.

7.2.3. Üçsəviyyəli sistem vasitəsilə işığın gücləndirilməsi. Üçsəviyyəli sistemin işıqla qarşılıqlı təsirini araşdıraq (şəkil 7.3). Kvantının enerjisi $h\nu = E_3 - E_1$ olan elektromaqnit şüalanmasının təsiri ilə atomlar E_1 halından E_3 halına keçir. E_3 halındakı atom isə özbaşına E_2 və E_1 hallarına keçə bilər. E_2 və E_1 səviyyələri arasında invers məskunlaşma əldə etmək üçün E_2 halı E_3 halına nəzərən daha uzunömürlü olmalıdır, yəni

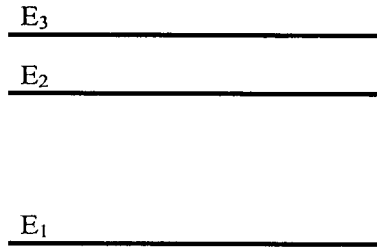
$$\begin{aligned} \tau_{21} &\gg \tau_{31} \\ \tau_{21} &\gg \tau_{32} \end{aligned} \quad (7.6)$$

Burada τ_{21} , τ_{31} və τ_{32} elektronların müvafiq keçidlərə nəzərən E_2 və E_3 enerji səviyyələrindəki yaşama müddətidir. (7.6) şərtindən görünür ki, invers məskunlaşma əldə etmək üçün atomun E_2 halında orta yaşama müddəti E_3 halında orta yaşama

müddətinə nəzərən çox böyük olmalıdır. Adətən τ_{32} və τ_{31} təxminən 10^{-6} s, τ_{21} isə 10^{-3} s tərtibli olur. (7.6) şərtini belə də yazmaq olar:

$$\begin{aligned} A_{21} &\ll A_{31} \\ A_{21} &\ll A_{32} \end{aligned} \quad (7.7)$$

Burada A_{21} , A_{31} və A_{32} elektronların müvafiq keçidlərə nəzərən ehtimalıdır. Bu şərtləri ödəyən E_2 halı metastabil hal adlanır. Belə sistem enerjisi $h\nu = E_3 - E_1$ olan elektromaqnit şüalanmasının təsirinə məruz qaldıqda, müəyyən müddətdən sonra invers məskunlaşma yaranır, yəni $n_2 > n_1$ olur.



Şəkil 7.3. Üçsəviyyəli sistem.

İnvers məskunlaşmış mühitdə atom özbaşına E_2 halından E_1 həlınə keçərək tezliyi Bor şərtinə əsasən təyin olunan elektromaqnit dalğası (lüminessensiya) şüalandırır:

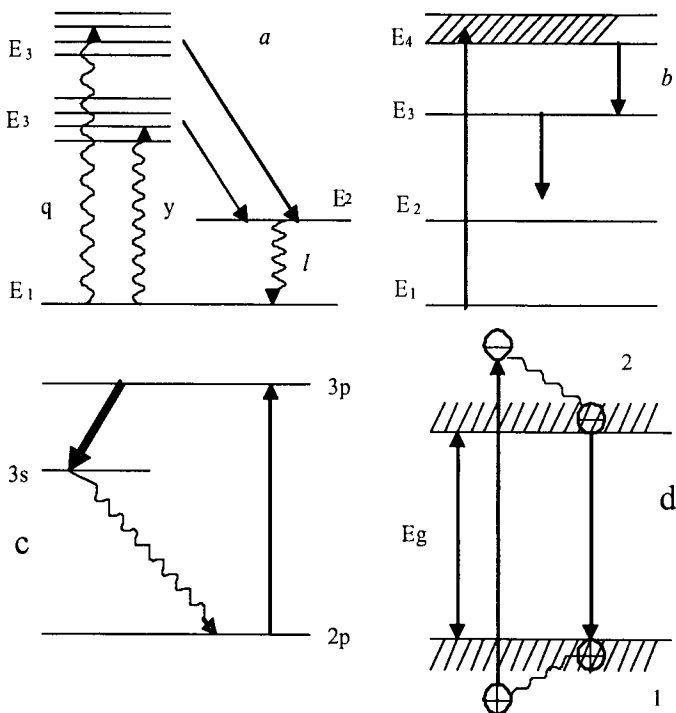
$$\nu' = \frac{E_2 - E_1}{h} \quad (7.8)$$

Lüminessensiya nəticəsində yaranmış bu kvant invers məskunlaşmaya malik fəal mühit daxilində yayılarkən işığın intensivliyi artır - işıq güclənir. Işığın intensivliyinin daha effektiv artması üçün işığın fəal mühit daxilində yolunu uzatmaq lazımdır. Fəal mühitin ölçülərini dəyişmədən bu tələbi ödəmək üçün işığın bir neçə dəfə eyni bir fəal mühit daxilində bu və ya digər istiqamətlərdə yayılmasına nail olmaq lazımdır. Bu məq-

sədlə, fəal mühit bir-birinə paralel qoyulmuş iki müstəvi, yaxud sferik güzgü arasında yerləşdirilir. Belə güzgülər sistemi rezonator adlanır. Rezonatorun rolu təkcə fəal mühitin daxilində işığın yolunu uzatmaqdan ibarət deyildir. Rezonator, həmçinin yüksək dərəcədə paralel və monoxromatik işıq dəstəsi almaq imkanı verir.

7.2.4. Bərk cisim lazerləri. Dünyada ilk lazer 1960-cı ildə amerikan fiziki T. Meyman tərəfindən ixtira edilmişdir. Lazerin hazırlanmasında N.Q. Basov, A.M. Proxorov və Ç. Taunsun kvant elektronikasına verdiyi əsas ideyalar nəzərə alınmışdı. Əlbəttə, bu ideyalar yuxarıda söylənilən bütün müddəaları, məcburi şüalanma, mənfi udulma, üçsəviyyəli sistem vasitəsilə işığın gücləndirilməsi, səviyyələrin invers məskunlaşması, müsbət əks rəbitə, aktiv mühit, optik rezonator kimi fiziki hadisələri özündə birləşdirirdi. Qeyd etmək lazımdır ki, adları yuxarıda çəkilən sovet alimləri N.Q. Basov, A.M. Proxorov və amerikan alimi Ç. Taunsun lazer fizikası sahəsində apardıqları elmi işlərə görə 1964-cü ildə Nobel mükafatına layiq görülmüşdülər.

T. Meymanın hazırladığı lazerdə aktiv element rolunu yaqut kristalı (Al_2O_3) oynayır. Ancaq kristal qəfəsdə 0,05% Al atomları xrom (Cr^{3+}) ionları ilə əvəz edilmişdir. Xrom ionlarının sadələşmiş səviyyələrinin sxemi şəkil 7.4,a-da verilmişdir. Burada E_1 - əsas enerji səviyyəsidir. Bu səviyyədən atomların geniş E_3 və E'_3 səviyyələrinə keçidi ksenon impuls lampasının verdiyi yaşıl və göy şüalar vasitəsilə həyata keçirilir. E_3 və E'_3 hallarında atomlar qısa müddətdə ($\sim 10^{-7}$ san.) qala bilirlər. Sonra isə atomlar artıq enerjilərini kristal qəfəsə verərək (qəfəsi qızdıraraq), yəni şüa buraxmadan, nisbətən az həyəcanlanmış E_2 səviyyəsinə keçirlər. E_2 səviyyəsi metastabil səviyyə adlanır. Bu səviyyədə atomların yaşama müddəti E_3 və E'_3 səviyyələrinə nisbətən bir neçə tərtib böyükdür ($\sim 10^{-3}$ san.). Beləliklə, invers məskunlaşma şəraiti yaranır və $E_2 \rightarrow E_1$ keçidində qırmızı rəngli lazer şüaları meydana gəlir. Bu şüaların dalğa uzunluğu $\lambda = 0,694$ mkm-dir.



Şəkil 7.4. Lazerlərin şüalanma səviyyələrinin sxemi: (a) üç səviyyəli yaqut lazerinin sxemi: E_1 - əsas səviyyə, E_2 - metastabil səviyyə, dalğavari oxlar E_3 və E_3' səviyyələrinin impuls lampasının verdiyi yaşıl (y), qöy (q) rəngli işıqla həyəcanlanması və lazer keçidi (l); düz oxlar –şüalanmasız keçidlər; (b) dörd səviyyəli neodim lazerinin sxemi: E_1 - əsas səviyyə, E_2 - aşağı işçi səviyyə, E_3 - metastabil səviyyə, E_4 -udma zolağı; (c) Se^{24+} ionlarının verdiyi rentgen şüalarının keçid sxemləri: $2p$ - əsas səviyyə, $3s$ -aşağı işçi səviyyə, $3p$ -yuxarı işçi səviyyə, düz ox-toqquşma həyəcanlanması, dalğavari ox-şüalanma keçidi, ikiqat düz ox –lazer keçidi; (d)- yarımkeçirici lazerin həyəcanlanma və şüalanma keçidləri.

Yaqut lazerindən fərqli olaraq $YAG:Nd^{3+}$ lazeri dörd səviyyədən ibarətdir (şəkil 7.4,b). Neodim lazerinin yaqut lazerindən üstün cəhəti ondan ibarətdir ki, burada lazer keçidi E_3 və E_2 səviyyələri arasında yaranır ($E_3 \rightarrow E_2$), özü də E_2 səviyyəsi əsas səviyyə deyildir. Ona görə də E_2 səviyyəsində atomların miqdarı E_1 səviyyəsinə nəzərən azdır. Bu o deməkdir ki, E_3 metastabil sə-

viyyədə invers məskunlaşma yaratmaq üç səviyyəli yaqut lazerinə nisbətən az enerji tələb edir. Odur ki, neodim lazerinin faydalı iş əmsalı yaqut lazerinə nəzərən böyükdür (~4%). $E_3 \rightarrow E_2$ keçidindəki lazer şüalarının dalğa uzunluğu $\lambda = 1,064$ mkm-dir. Bu dalğa uzunluğu spektrin yaxın infraqırmızı oblastına uyğun gəlir.

7.2.5. Yarımkəçirici lazerlər. Yarımkəçirici lazerlər yuxarıda təsvir olunan bərk cisim lazerlərindən (həmçinin qaz lazerlərindən) əsaslı fərqlənir. Yarımkəçirici lazerlərdə kvant keçidləri diskret enerji səviyyələri ilə deyil, energetik zonalar arasında baş verir. Başqa sözlə desək, invers məskunlaşma keçirici zona ilə valent zonası arasında baş verir. Şəkil 7.4, d-də yarımkəçirici lazerin həyəcanlaşma və şüalanma keçidləri göstərilmişdir.

Yarımkəçirici lazer şüalarının dalğa uzunluğu aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$\lambda = \frac{hc}{E_g} \quad (7.9)$$

burada E_g qadağan olunmuş zolağın enidir.

Yarımkəçiricilərdə E_g böyük intervalda dəyişdiyindən belə lazerlərin spektral diapazonu çox genişdir. Bu diapazon ultrabənövşəyi oblastdan başlayaraq uzaq infraqırmızı oblasta qədər uzanır ($0,3 \leq \lambda \leq 45$ mkm). Dalğa uzunluğunun belə geniş diapazonda dəyişməsi yarımkəçirici lazerlərin ən üstün cəhətlərindən biridir. Bu lazerlərin digər üstün cəhəti onun böyük optik kvant güclənmə qabiliyyətinə malik olmasıdır ($\sim 10^4$ sm⁻¹).

Ona görə də yarımkəçirici lazerlərdə rezonatorun uzunluğu bir neçə mikrondan bir neçə yüz mikrona çatır, adətən 200-300 mkm tərtibində olur. Odur ki, yarımkəçirici lazerlərin ölçüləri də çox kiçik olur. Belə lazerlər “miniatür” lazerlər adlanır. Yarımkəçirici lazerlərin faydalı iş əmsalı 90%-ə qədər çata bilər. Müqayisə üçün qeyd edək ki, yaqut və neodim lazerlərinin faydalı iş əmsalı (1-4)% tərtibində olur. Belə lazerlərdə tələb olunan xarici gərginlik çox kiçik, (1-3)V tərtibindədir. Yarımkəçirici lazerlər uzunömürlüdür.

Yarımkəçirici lazerlərin daha bir üstün cəhəti ondan

ibarətdir ki, onların verdiyi şüaların dalğa uzunluğunu müntəzəm dəyişmək mümkündür, həm də həyəcanlaşma cərəyanını (injeksiya cərəyanını) modulyasiya etməklə şüalanmanı tezliyə görə modulyasiya etmək olur. Belə modulyasiya onunla əlaqədardır ki, lazer şüalarının dalğa uzunluğu qadağan olunmuş zolağın enindən birqiyətli asılıdır. Qadağan olunmuş zolağın eni isə öz növbəsində temperaturdan, təzyiqdən, elektrik, maqnit sahəsinin gərginliklərindən və s. asılıdır.

Yarımkeçirici lazerin əsasını bir qayda olaraq yarımkeçirici kristal təşkil edir. Optik rezonator rolunu ya kristalın güzgü səthləri, ya da ki, xarici qaytarıcı güzgülər oynayır. Körükləmə mexanizmi kimi sürətli elektronlarla bombardman üsulu, optik həyəcanlaşma və s. istifadə olunur. Ancaq ən çox istifadə olunan körükləmə üsulu yükdaşıyıcıların p-n və ya heteroqeyiddən injeksiya olunmasıdır.

Texnoloji cəhətdən yarımkeçirici lazer optika ilə elektronikanı əlaqələndirən ən mühüm cihazdır. Bu lazer vasitəsilə elektrik impulslarını optik siqnallara çevirmək mümkündür.

Müasir yarımkeçirici lazerlər arasında ikiqat heterostrukturlar əsasında hazırlanmış lazer diodları mühüm yer tutur. Heterolazerdən danışmadan əvvəl heteroqeyidlər haqqında qısa məlumat vermək məqsəduyğun olardı.

Heteroqeyidlər iki müxtəlif maddənin kontaktından ibarət sistemə deyilir. Belə sistemlərin elektrik və elektrooptik xassələri digər kontaktlı sistemlərdən əsaslı fərqlənir. Heterostrukturlara misal olaraq GaAs/Ge, GaAs/AlGaAs, GaP/Si, ZnSe/Ge və s. göstərmək olar. Heteroqeyidlərin hazırlanmasında istifadə olunan "ideal cütələr" bir sıra fiziki xassələrin uyğunluğunu tələb edir: mexaniki, kristalkimyəvi, termik, kristalilik, energetik və s. Kiçik effektiv kütləyə, nisbətən böyük qadağan olunmuş zolağa, effektiv rekombinasiya şüalanmasına, düz keçidə malik olan GaAs kristalları heteroqeyidlərin hazırlanmasında ən yararlı yarımkeçirici maddə sayılır. Şəkil 7.5,a-da n-GaAs və p-Ge kristallarının kontakta qədər, şəkil 7.5,b-də isə həmin maddələrin kontaktdan sonrakı enerji diaqramları verilmişdir. Bu enerji diaqramlarını qurmaq üçün həmin kristalların aşağıdakı

cədvəldə göstərilən parametrlərinin qiymətini bilmək lazımdır.

Cədvəl 7.1. n-GaAs və p-Ge heteroqoşudunun enerji diaqramını qurmaq üçün istifadə olunan parametrlər

Parametrlərin adı	GaAs	Ge
Qadağan olunmuş zolağın eni, E_g	1,45 eV	0,7 eV
Elektron hərisliyi	4,07 eV	4,13 eV
Kompensə olunmamış donörəların konsentrasiyası, N_D-N_A	10^{16} sm^{-3}	-
Kompensə olunmamış akseptorəların konsentrasiyası, N_A-N_D	-	$3 \cdot 10^{16} \text{ sm}^{-3}$
$E_c-E_F = \delta_{GaAs}$	0,1 eV	-
$E_F-E_{FV} = \delta_{Ge}$	-	0,14 eV
Qəfəs sabiti	5,654 A^0	5,658 A^0
Dielektrik sabiti	11,5	16

Burada kvazi-Fermi səviyyələrinin fərqi və digər parametrlər aşağıdakı düsturlarda verilmişdir:

$$E_{fp} - E_{fn} = (\chi_{Ge} + E_g^{Ge} - \delta_{Ge}) - (\chi_{GaAs} + \delta_{GaAs}) = V_{Dn} + V_{Dp} \quad (7.10)$$

$$\frac{\chi_n}{\chi_p} = N_A N_D \quad (7.11)$$

$$V_{Dn} = N_D \chi_n^2 / 2\epsilon_{GaAs}$$

$$V_{Dp} = N_A \chi_p^2 / 2\epsilon_{Ge}$$

$$\frac{V_{Dn}}{V_{Dp}} = N_A \epsilon_{Ge} / N_D \epsilon_{GaAs} \quad (7.12)$$

$$\frac{V_{Dn}}{V_{Dp}} = 4 : 1, \quad V_{Dn} = 0,42 \text{ eV}, \quad V_{Dp} = 0,10 \text{ eV}$$

$$\Delta E_c = \delta_{GaAs} + V_{Dn} - (E_{g(Ge)} - \delta_{Ge}) + V_{Dp} \quad (7.13)$$

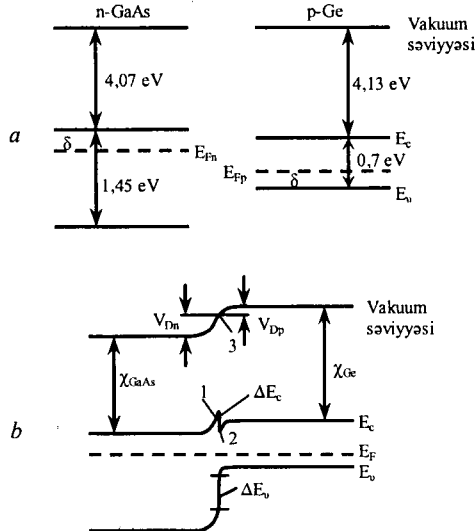
$$\Delta E_c = \chi_{Ge} - \chi_{GaAs} \quad (7.14)$$

$$\Delta E_V = (E_{g(GaAs)} - E_{g(Ge)}) - (\chi_{Ge} - \chi_{GaAs}) \quad (7.15)$$

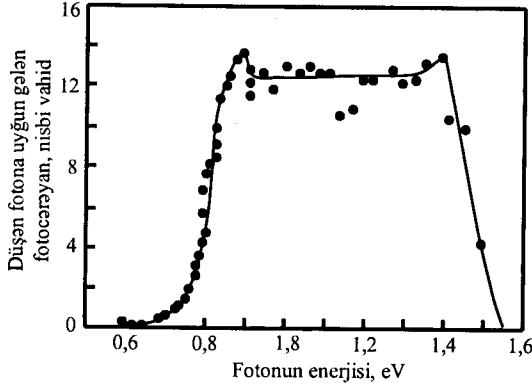
$$\Delta E_c + \Delta E_v = E_{g(GaAs)} - E_{g(Ge)} \quad (7.16)$$

$$\Delta E_c = 0,06eV, \quad \Delta E_v = 0,69eV \quad (7.17)$$

Şəkil 7.6-da n-GaAs və p-Ge heteroqəçidinin fotonəssaslıq spektri verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi fotonəssaslıq geniş bir diapazonu (0,6-1,6 eV) əhatə edir. Heterostrukturlar əsasında lazer hazırlamaq üçün “ideal” cütlük lazımdır, özü də bu cütlüyün istilik, elektrik, kristallokimyəvi xassələri, həmçinin kristal və zona quruluşları uyğun olmalıdır. p-n keçiddən fərqli olaraq, heteroqəçid əsasında hazırlanan lazerlər kəsilməz rejimdə, soyudulmadan (otaq temperaturunda) işləyə bilər. Buna səbəb heterocütlərdə yükdaşıyıcıların yüksək injeksiyaya, optik və elektron məhdudiyətlərinə malik olmasıdır. Hal-hazırda “kvant çuxuru”, “kvant teli” və “kvant nöqtəsi” adlanan heteroqəçidlərdə lazer generasiyası alınmışdır. “Kvant çuxuru”nda yükdaşıyıcıların hərəkəti laylara perpendikulyar istiqamətdə məhdudlaşır və onlar lay müstəvisində sərbəst hərəkət edə bilər.

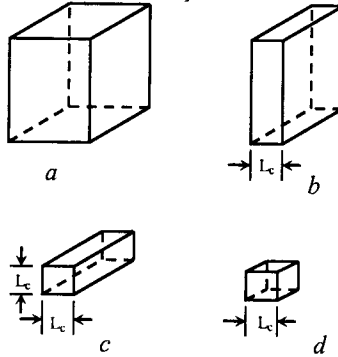


Şəkil 7.5. n-GaAs və p-Ge heteroqəçidinin enerji diaqramının qurulması.



Şəkil 7.6. n-GaAs/ p-Ge heteroqəçidinin fotonəssaslıq spektri.

Bundan fərqli olaraq, “kvant teli”ndə yükdaşıyıcıların hərəkəti iki istiqamətdə məhdudlaşır və onlar, ancaq telin oxu boyunca hərəkət edə bilər. “Kvant nöqtəsi”ndə, yəni “süni atomlar”da yükdaşıyıcıların hərəkəti hər üç istiqamətdə məhdudlaşır və onlar tamamilə diskret enerji spektrinə malik olur. Şəkil 7.7-də adi (həcmi), “kvant çuxuru”, “kvant teli” və “kvant nöqtəsi”nin sxematik təsviri verilmişdir.

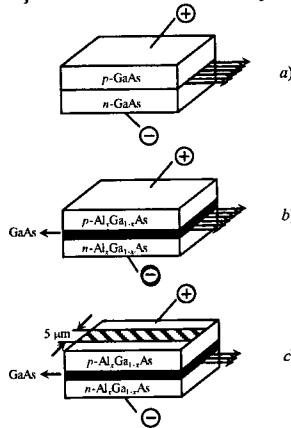


Şəkil 7.7. Adi maddənin (a), “kvant çuxuru” (b), “kvant teli” (c) və “kvant nöqtəsi”nin (d) sxematik təsviri. L_c atomun qəfəs sabitindən böyükdür.

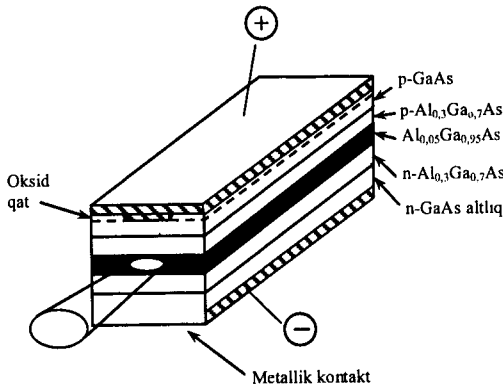
Şəkil 7.8-də GaAs/AlGaAs lazerinin strukturu göstərilmişdir. Homogen lazerdən fərqli olaraq (şəkil 7.8, a) heterolazerin

aktiv layı p və n-tip $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ arasında yerləşən $0,1 \text{ mkm}$ qalınlığında GaAs təbəqəsindən ibarətdir. Böyük qadağan olunmuş zolağa malik olan AlGaAs təbəqəsi GaAs -ə nəzərən yükdaşıyıcıları aktiv oblastda cəmləşdirir. Bundan əlavə GaAs -nin sındırma əmsalı AlGaAs -ə nəzərən böyük olduğundan şüalanma əsasən GaAs oblastında baş verir.

Şəkil 7.9-da aktiv layı $\text{Al}_{0,05}\text{Ga}_{0,95}\text{As}$ -dən ibarət olan və p- $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ və n- $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ aşqarlanmış yarımkəçirici lazer diodu göstərilmişdir. Lazerin dalğa uzunluğu $\lambda=0,83 \text{ mkm}$ -dir. Belə lazerlərin faydalı iş əmsalı 50%-dən çoxdur.



Şəkil 7.8. a) homogen (p-n keçid) lazer, b) ikiqat heterolazer, c) ensiz tezlikə malik olan heterolazer.



Şəkil 7.9. Tipik heterolazerin quruluşu.

7.2.6. Lazer şüalanmasının xassələri

Lazer şüalanmasının monoxromatikliyi. Məlumdur ki, atomların enerji səviyyələri müəyyən enə malikdir. Bu və ya digər təsir nəticəsində enerji səviyyələrinin eninin genişlənməsi işığın generasiyasını əldə etmə işini asanlaşdırır. Doğrudan da, enerji səviyyələri həndəsi xətt olsaydı, onda işığın generasiyası üçün lazım olan $E_2 - E_1 = h\nu$ və $2L = m\lambda$ şərtləri yalnız L-in müəyyən dəqiq bir qiymətində ödənirdi. Bu məsafənin müxtəlif səbəblərlə əlaqədar, hətta çox kiçik dəyişməsi generasiyanı dayandırardı.

Kristallarda atomlararası qarşılıqlı təsir qazlardakından böyük olduğuna görə, müvafiq olaraq enerji səviyyəsinin eni də böyük olur. Enerji səviyyələrinin enə malik olması ilə əlaqədar məcburi şüaburaxma və körükləmə bir tezliklə yox, müəyyən tezliklər intervalında baş verir. Onu da qeyd edək ki, enerji səviyyələrinin enə malik olması, körükləmə lampası şüalanmasının daha çox hissəsini invers məskunlaşma yaratmaq işinə şərf etməyə, yəni körükləmə lampasının faydalı iş əmsalını böyütməyə imkan verir.

Bu məlumatlara nəzər saldıqda, lazer şüalanmasının hansı səbəbə görə monoxromatik olması qaranlıq qalır. Rezonatorun durğun dalğalar sistemi əmələ gətirmə roluna nəzərə almaqla bu suala cavab vermək olar. Güclənmə əldə etmək üçün rezonatordan çıxan dalğalar eyni fazalı olmalıdır ki, onların interferensiyası zamanı yekun amplitud ən böyük olsun. Aydınır ki, bu şərt o zaman ödənilir ki, rezonatorun çıxış güzgüsü üzərindəki (həmçinin, fəal mühitin daxilindəki) hər əvvəlki nöqtəyə qayıdan hər dalğa, onun güzgü səthlərindən neçə dəfə qayıtmasından asılı olmayaraq öz əvvəlki fazasına bərabər faza ilə qayıtsın. Bunun üçün dalğanın verilmiş bir nöqtəyə iki ardıcıl qayıtması arasındakı zaman (aydındır ki, söhbət, dalğanın baxılan nöqtədən eyni tərəfə yayınmasından gedir) müddətində yayıldığı yolun uzunluğu, yəni rezonatorun güzgüləri arasındakı məsafənin iki misli ($2L$) bu şərti ödəməlidir:

$$2L = m\lambda \quad (7.18)$$

burada $m=1, 2, 3, \dots, L$ - rezonator güzgüləri arasındakı məsafədir.

(7.18) düsturuna görə durğun dalğalar, yalnız $m=1, 2, 3, \dots$, qiymətlərində yaranır (m -in müxtəlif qiymətlərinə uyğun gələn rəqs növləri mod adlanır). Konkret hal üçün yaranacaq modların sayını tapmaq olar. Məsələn, $L \sim 10\text{sm}$, $\lambda=500\text{nm}$ olduqda, $m = \frac{2L}{\lambda} \sim 10^5$. Lakin rezonatorda modların hamısı

deyil, yalnız onlardan az hissəsi, konkret desək həm də keçid nəticəsində yaranan şüalanma tezliyini bu keçidin baş verdiyi səviyyələrin (fəal mühit atomlarının enerji səviyyələrinin ənə malik olduğunu nəzərə almaq şərti ilə) enerjiləri fərqi ilə əlaqələndirən tezliklər şərtini (Bor şərti) ödəyən modlar yaranır.

Belə modlardan bir neçəsi, tezlikləri bir-birindən $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$ qədər fərqlənən çox ensiz xətlər təşkil edir.

Lazer şüalarının yüksək dərəcədə monoxromatik olması həm də onunla əlaqədardır ki, generatorun xüsusi iş rejimini seçərkən mümkün olan modlardan yalnız m -in çox kiçik qiymətlərinə uyğun gələnlərini seçirlər. Bunun nəticəsində optik kvant generatorunda spektr xəttinin eni lüminessensiyanın spektr xətti enindən çox kiçik olur. Bu o deməkdir ki, lazer şüalanmasının koherentlik uzunluğu adi şüalanmanın koherentlik uzunluğundan çox böyükdür, başqa sözlə lazer şüalanması monoxromatikliyə çox yaxındır. Bir mod verən OKG monomodlu, yaxud birtezlikli generator adlanır.

Optik kvant generator yaranana qədər belə hesab edirdilər ki, spektral xəttin təbii eni (bu en, təklənmiş atomun özbaşına şüaburaxma müddəti ilə müəyyən olunur) ilə müəyyən olunan monoxromatiklik dərəcəsi sərhədini prinsipial olaraq aşmaq mümkün deyildir.

Lazer şüası dəstəsinin paralelliyi. Lazer şüalanması yüksək dərəcədə monoxromatik olmaqla yanaşı, bir-birinə paralel olan şüalardan ibarət dəstə təşkil edir. Bu həm məcburi şüalanmanın xassəsi, həm də rezonatorun təsiri ilə əlaqədardır.

Onu da nəzərə almaq lazımdır ki, real halda həmişə mövcud olan difraksiya hadisəsi dəstəyə daxil olan şüaların paralelliyini pozduğundan, sırf paralel şulardan ibarət dəstə almaq prinsipə mümkün deyildir. Doğrudan da, bildiyimiz kimi, dalğa cəbhəsinin məhdudlaşdırıldığı bütün hallarda difraksiya mövcuddur. Lazer qurğusunda işıq generasiyası zamanı dalğa cəbhəsi aktiv elementdən hazırlanmış silindrin oturacağına çevrəsi, yaxud diametri D olan güzgünün kənar sərhəd xətti ilə məhdudlaşır. Onda difraksiya nəzəriyyəsinə görə, paralellikdən kənar çıxmanı müəyyən edən bucağın mümkün olan ən kiçik qiyməti belə təyin olunur:

$$\theta_{\min} = \frac{1,22\lambda}{D}$$

Real halda paralellikdən kənar çıxma bucağı (θ) bu minimum qiymətdən böyükdür: $\theta > \theta_{\min}$. Qaz lazerləri üçün $\theta = 1' + 2'$. belə şüa dəstəsini Ayın səthinə yönəltsek, Yerdən ora qədər yayılma nəticəsində paralelliyin pozulması hesabına dağıldığından, Ay səthində diametri 3 km olan dairə sahəsini işıqlandırır.

Lazer şüalanmasının intensivliyi. Lazer şüaları böyük intensivliyə malikdir. Bu şüaların intensivliyi atomdaxili sahənin intensivliyi ($E_a \sim 10^9$ V/sm) tərtibindədir. Lazer şüalarının enerji selinin sıxlığı

$$q = \frac{E}{S\tau} \quad (7.19)$$

burada E şüalanmanın enerjisi, τ – impulsun müddəti, S – şüanın linza vasitəsilə fokuslandığı sahədir.

Bu üç parametri dəyişməklə lazer şüalarının intensivliyini artırmaq olar. Körükləmə lampasının şüalanmasının gücü artdıqca, onun yaratdığı lazer şüalanmasının intensivliyi də böyüyür. Lakin belə böyümənin sərhədi vardır. Bu onunla əlaqədardır ki, metastabil haldakı atomların sayı artdıqca, özbaşına şüaburaxmada iştirak edən atomların sayı da çoxalır və ona

görə də invers məskunlaşma azalır. Bu isə öz növbəsində lazer şüalanmasının intensivliyinin kiçilməsinə səbəb olur. Lazer şüalarının fokuslandığı sahənin kiçilməsi difraksiya hadisəsi ilə məhdudlaşır. Belə ki, minimal sahə dalğa uzunluğunun kvadratına bərabərdir. Görünən işıq şüaları üçün bu rəqəm $\sim 10^{-8}$ sm² bərabərdir. Odur ki, lazer şüalarının intensivliyinin əsas artırılması impulsun yaşama müddətinin kiçilməsindən asılıdır. Əgər ilk lazerlərdə τ mikrosaniyələrlə ölçülürdüsə, sonralar nano (10^{-9} san.), piko (10^{-12} san.), femto (10^{-15} san.), hətta attosaniyəli (10^{-18} san.) lazerlər də meydana gəldi. Müasir impuls lazerlərində (yaqut və ya neodim lazerlərində) $E \sim 100$ kJ, $S = 10^{-6}$ sm², $\tau \sim 10^{-15}$ san. qiymətlərinə malik olduqlarından lazer şüalarının enerji selinin sıxlığı $q \sim 10^{26}$ Vt/sm² tərtibində olur. Lazer şüalarının intensivliyi $\sim 6,9 \cdot 10^{16}$ Vt/sm² tərtibində olduqda atomdaxili sahənin intensivliyinə bərabər olur. Lazer şüalarının intensivliyi çox böyük qiymətə malik olduğundan artıq o, yeni vahidlərlə ölçülür: $1 \text{ V}/\text{Å} = 10^8 \text{ V}/\text{sm}$, 1Teravatt (1TVt) = 10^{12} Vt, 1Petavatt (1PVt) = 10^{15} Vt.

Lazer şüalarının intensivliyinin nə qədər böyük qiymətə malik olduğunu təsəvvür etmək üçün belə bir misala baxaq. Məlumdur ki, Günəşin Yer səthindəki enerjisi $\sim 1,4 \cdot 10^{-2}$ Vt/sm² bərabərdir. $10^6 \div 10^7$ Vt/sm²-da bərk cisimlərin əriməsi və buxarlanması baş verir, $10^{10} \div 10^{11}$ Vt/sm² enerjiddə maddə plazma halına keçir, $q \sim 10^{14}$ Vt/sm² qiymətinə çatdıqda isə plazma 100 milyon dərəcəyə qədər qıza bilir və istilik-nüvə reaksiyası başlayır.

Yuxarıda verilən müqayisədən görünür ki, lazer şüaları çox böyük intensivliyə malikdirlər. Odur ki, belə güclü şüaların təsiri ilə ifrat sıxlığa malik olan plazma, nüvə reaksiyası, elementar zərrəciklərin sürətləndirilməsi və bir sıra yeni elm sahələrinin yaradılması mümkün olmuşdur.

VIII FƏSİL

FOTOKEÇİRİCİLİYİN FENOMENOLOJİ TƏSVİRİ

8.1. Tarazlıqda olan və olmayan yükdaşıyıcılar. Tarazlıqda olmayan keçiricilik.

Məlumdur ki, yarımkeçiricilərdə sərbəst yükdaşıyıcıların yaranması üçün müəyyən miqdarda enerji tələb olunur. Bu enerji yükdaşıyıcıların zona-zona keçidinə və ya aşqar səviyyələrlə müvafiq zonalar arasındakı keçidlərə sərf olunur. Adı şəraitdə bu enerji kristal qəfəsin istilik enerjisindən əldə olunur. Kristaldakı elektronlar kristal qəfəsin atomları (və ya ionları) ilə güclü qarşılıqlı təsirdə olduğundan, qəfəsin temperaturu ilə elektronların temperaturu eyni olur. Yarımkeçirici maddəni qızdırdıqda kristal qəfəsin düyün nöqtələrindəki atomların (və ya ionların) istilik rəqslərinin intensivliyi güclənir və eyni zamanda elektronların enerjiyə görə paylanması dəyişir. Bu zaman həm keçirici zonadakı sərbəst elektronların, həm də valent zonasındakı sərbəst dəşiklərin miqdarı dəyişir.

“Termik ionlaşma” nəticəsində yaranan və konsentrasiyaları istilik tarazlıq halına (yəni elektronlarla qəfəs arasındakı tarazlığa) uyğun gələn sərbəst elektron və dəşiklər “tarazlıqda olan yükdaşıyıcılar” adlanır.

Termik ionlaşma ilə yanaşı sərbəst elektron və dəşiklər bir çox üsulla da yarana bilər. Məsələn, işığın daxili fotoeffekt və ya digər şüalanmanın təsiri ilə ionlaşma nəticəsində yarımkeçiricilərdə əlavə yükdaşıyıcıların düzləndirici kontaktlarda “injeksiya” və ya güclü elektrik sahəsində “zərbə ilə ionlaşma” nəticəsində yaranması da mümkündür. Əlavə yükdaşıyıcıların yaranması üçün müəyyən miqdarda enerji tələb edilir. İstilik enerjisindən fərqli olaraq, udulan kvantın enerjisi bərk cismin elektronlarında cəmləşir və bu zaman kristal qəfəsin enerjisi, demək olar ki, dəyişməz qalır, nəticədə qəfəslə elektronlar arasındakı istilik tarazlıq halı pozulur. Odur ki, yaranan yükdaşıyıcılar termik ionlaşma yolu ilə yaranan yükdaşıyıcılardan fərqli olaraq “tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcılar” adlanır.

Aydındır ki, həyəcanlaşmanın (ışıq, injeksiya, güzlü

elektrik sahəsi və s.) təsiri kəsildikdən bir qədər sonra qəfəslə elektronlar arasında istilik tarazlığı bərpa olunur. Adətən, tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların miqdarı çox böyük olmadığından və onların əldə etdiyi enerji kristal qəfəsin istilik enerjisindən az olduğundan, qəfəslə elektronlar arasındakı tarazlıq halı bərpa olunduqda tarazlıqda olmayan elektron və deşiklər yox olur (bir-biri ilə rekombinasiya edir), qəfəsin temperaturu və bütün kristalın temperaturu (o cümlədən tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların konsentrasiyası) praktiki olaraq dəyişməz qalır. Yuxarıda deyilənlərə əsasən belə fikrə gəlmək olur ki, həyəcanlaşma yarımkeçiricinin tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcılarının konsentrasiyasını dəyişdiyi halda, tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların konsentrasiyasına təsir etmir və yükdaşıyıcıların tam konsentrasiyası (n və ya p) tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların (n_0 , p_0) və tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların (Δn , Δp) konsentrasiyalarının cəminə bərabər olur:

$$n = n_0 + \Delta n \quad (8.1)$$

$$p = p_0 + \Delta p \quad (8.2)$$

Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların yaranması yarımkeçiricinin keçiriciliyinin dəyişməsinə səbəb olur,

$$\sigma = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0 + \mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p) \quad (8.3)$$

burada e - elektronun yükü, μ_n və μ_p - uyğun olaraq elektron və deşiklərin yürüklüyüdür.

Tarazlıqda olmayan keçiricilik isə aşağıdakı düsturla ifadə olunur

$$\Delta \sigma = e(\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p) \quad (8.4)$$

Tarazlıqda olmayan $\Delta \sigma$ keçiriciliyinə təsir edən yükdaşıyıcıların Δn və Δp konsentrasiyalarının hansı parametrlərdən asılı olduğunu araşdıraraq. Yarımkeçirici maddəni tezliyi məxsusu udulmaya uyğun gələn işıqla işıqlandırdıqda, işıq kvantları-

nın udulması nəticəsində elektronlar valent zonasından keçirici zonaya keçir və nəticədə tarazlıqda olmayan elektron və deşiklər yaranır. Vahid zamanda, vahid həcmdə yaranan elektron ($\Delta n'$) və deşiklərin ($\Delta p'$) miqdarı həmin zamanda və həmin həcmdə udulan işığın enerjisi ilə mütənasibdir. Əgər işığın intensivliyi I olarsa, onda vahid zamanda, qalınlığı dx və səthinin sahəsi 1 sm^2 olan nümunədə udulan işığın enerjisi

$$-dI = kI dx \quad (8.5)$$

burada k –mütənasiblik əmsalı olub, işığın udma əmsalı adlanır.

Onda vahid zamanda, vahid həcmdə udulan işıq enerjisinin miqdarı

$$-\frac{dI}{dx} = kI \quad (8.6)$$

Beləliklə, $\Delta n'$ və $\Delta p'$ kI –ilə mütənasib olacaqdır.

$$\Delta n' = \Delta p' = \beta kI \quad (8.7)$$

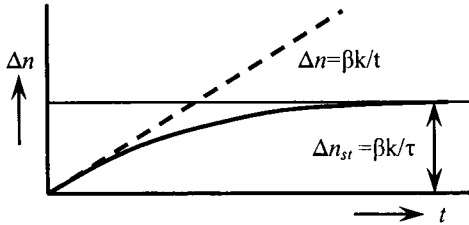
β –mütənasiblik əmsalı “kvant çıxışı” adlanır və bir kvantın yaratdığı elektron-deşik cütünün sayını göstərir.

Baxılan maddədə yalnız yükdaşıyıcıların generasiyası baş verərsə, konsentrasiya zamandan xətti asılı olacaq

$$\Delta n = \Delta p = \beta kIt \quad (8.8)$$

Şəkil 8.1-də Δn üçün belə asılılıq sınıq xəttlə göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi t artdıqca Δn xətti artır. Ancaq təcrübələr göstərmişdir ki, işıqlanmadan bir qədər sonra fotokeçiricilik doymuş qiymət alır, stasionar fotokeçiricilik ($\Delta \sigma_{st.}$) yaranır. Eyni zamanda tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyaları da stasionar ($\Delta n_{st.}$ və $\Delta p_{st.}$) qiymət alır. Buradan məlum olur ki, sərbəst yükdaşıyıcıların generasiyası ilə yanaşı ona əks

olan proses, yəni yükdaşıyıcıların yox olması prosesi də baş verir. Stasionar halda hər iki prosesin intensivliyi eyni olur. Bu əks proses tarazlıqda olmayan elektronların və deşiklərin rekombinasiya prosesidir. Aydınadır ki, rekombinasiyanın intensivliyi tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılıdır. Odur ki, işıqlanmanın başlanğıc halında tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların miqdarı az olur, sonradan onların konsentrasiyaları artdıqca rekombinasiyanın intensivliyi artaraq generasiyanın intensivliyinə çatır. Bu hala tarazlıqda olmayan keçiriciliyin stasionar halı uyğun gəlir. Beləliklə, tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarının zamana görə dəyişməsi “doyma” halına uyğun gələn şəkil 8.1-də göstərilən bütöv əyri ilə xarakterizə olunur.



Şəkil 8.1. Işıqlanma zamanı yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarının zamandan asılılığı.

Stasionar konsentrasiyanın işığın maddə ilə qarşılıqlı təsirini xarakterizə edən parametrlərdən necə asılı olduğunu araşdıraraq. Bunun üçün ilk növbədə orta yaşama müddəti anlayışı daxil edilir. İşığın təsiri ilə yaranan hər bir tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcı rekombinasiya olunana qədər müəyyən müddətdə (sərbəst halda “yaşama müddəti”) sərbəst halda olur. Müxtəlif yükdaşıyıcılar üçün bu zaman müxtəlif olur. Ona görə də “orta yaşama müddəti” anlayışı daxil edilir. Yaşama müddəti τ ilə işarə olunur və müxtəlif yarımkeçiricilərdə $\tau = (10^{-2} \div 10^{-7})$ san. intervalında dəyişir.

Aydınadır ki, yükdaşıyıcıların stasionar konsentrasiyası (Δn_{st}) vahid zamanda vahid həcmdə işığın təsiri ilə yaranan yükdaşıyıcıların miqdarı ($\Delta n' = \beta k l$) ilə onların rekombinasiyaya qədər orta yaşama müddətinin τ_n hasilinə bərabər olacaqdır:

$$\Delta n_{st.} = \beta k I \tau_n \quad (8.9)$$

Analoji olaraq dəşiklər üçün

$$\Delta p_{st.} = \beta k I \tau_p \quad (8.10)$$

(8.9) və (8.10) ifadələrini (8.4) ifadəsində nəzərə alsaq,

$$\Delta \sigma_{st.} = \Delta \sigma_n + \Delta \sigma_p = e \beta k I (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \quad (8.11)$$

Mötərizədəki hədlərdən biri digərindən böyük olduqda (elektron və dəşiklərin ya yürlüklərinin, ya da yaşama müddətlərinin fərfinə görə) “monopolyar” tarazlıqda olmayan keçiricilik yaranır:

$$\Delta \sigma_{st.} = e \mu \tau \beta k I \quad (8.12)$$

Sonuncu ifadədən göründüyü kimi stasionar keçiricilik dörd parametrlə müəyyən olunur: μ, τ, β, k . Bunlardan ikisi (k, β) işığın maddə ilə qarşılıqlı təsirini xarakterizə edərək, tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların generasiya prosesini müəyyən edir, digər ikisi isə (τ, β) yükdaşıyıcıların maddə ilə qarşılıqlı təsirini xarakterizə edərək, tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların hərəkətini və rekombinasiya prosesini xarakterizə edir.

8.2. Tarazlıqlı keçiriciliyin bəzi xarakteristikaları

Məlumdur ki, E enerji səviyyəsinin elektronlarla dolma ehtimalı Fermi funksiyası ilə müəyyən olunur

$$f = \frac{1}{\exp \frac{E - F}{kT} + 1} \quad (8.13)$$

Şəkil 8.2-də sağ tərəfdə sıfırdan fərqli temperaturda Fermi paylanması göstərilmişdir. Bu şəkildə eyni zamanda F Fermi səviyyəsi (enerjisi F-ə uyğun gələn halın dolma ehtimalı 1/2-ə bə-

rabər olan) qırıq-nöqtəli xəttlə verilmişdir. Bizi ilk növbədə icazə verilən zonaların dolma ehtimalı maraqlandırır. Fərz edək ki, Fermi səviyyəsi qadağan olunmuş zolağın ortasına yaxın yerləşir ($|F| \gg kT$, $|\Delta E - F| \gg kT$, yəni cırlaşma halı baş vermir. Bu halda keçirici zonada elektron hallarının valent zonasında isə dəşik hallarının dolma ehtimalı çox deyildir (şəkil 8.2-də seyrək ştrixlənmiş oblast). Ona görə Pauli məhdudiyəti paylanmanın xarakterinə elə bir təsir göstərmir və Fermi paylanması Maksvell paylanmasına çevrilir.

Keçirici zonadakı elektronlar üçün

$$f = \exp\left(\frac{F - E}{kT}\right) \quad (8.14)$$

Valent zonasındaki deşiklər üçün isə

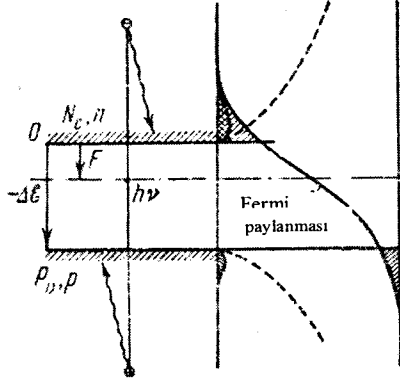
$$f' = \exp\left(\frac{E - F}{kT}\right) \quad (8.15)$$

Sərbəst elektronların (deşiklərin) konsentrasiyalarını hesablamaq üçün dE enerji intervalındakı halların sayını onların f (və ya f') dolma ehtimalına vurub, zonada mümkün olan bütün hallar üzrə cəmləmək lazımdır. Şəkil 8.2-də qırıq xəttlə göstərilən halların sayının enerjiden asılılığı, çox ştrixlənmiş oblastda isə elektronların zonalardakı hallara nəzərən paylanması verilmişdir. Hesablamalar göstərmişdir ki, tarazlıqda olan elektron və deşiklərin tam konsentrasiyaları aşağıdakı düsturlarla ifadə olunur:

$$n_0 = \frac{2}{h^3} (2\pi m_e kT)^{3/2} \exp(F / kT) = N_c \exp\left(\frac{F}{kT}\right) \quad (8.16)$$

$$p_0 = \frac{2}{h^3} (2\pi m_d kT)^{3/2} \exp\left(\frac{-F - \Delta E}{kT}\right) = P_v \exp\left(\frac{-F - \Delta E}{kT}\right) \quad (8.17)$$

burada m_e və m_d uyğun olaraq elektron və deşiklərin effektiv kütlələridir.



Şəkil 8.2. Keçirici və valent zonalarında elektron və deşiklərin enerji hallarında paylanması.

(8.16) ifadəsi ölçü vahidi konsentrasiyaya uyğun gələn bir N_c kəmiyyətinin $\exp\frac{F}{kT}$ kəmiyyətinə vurma hasilinə bərabər olduğundan, $N_c \exp\left(\frac{F}{kT}\right)$ ifadəsinə F fermi səviyyəsi qədər məsafədə yerləşən səviyyənin, yəni keçirici zonanın minimumunda yerləşən səviyyənin dolma ehtimalı kimi baxmaq olar. Odur ki, konsentrasiyanın hesablanması zamanı keçirici zonanın aşağı sərhədi ilə üst-üstə düşən enerji halları əvəz etmək olar. Bu halda halların konsentrasiyasını N_c -yə bərabər götürmək lazımdır. Bununla əlaqədar olaraq N_c -yə keçirici zonada elektron hallarının effektiv sıxlığı deyilir. Buna analogi olaraq P_p valent zonasında deşik hallarının effektiv sıxlığı adlanır.

Məlumdur ki, tarazlıqlı keçiricilik aşağıdakı düsturla ifadə olunur:

$$\sigma = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0) \quad (8.18)$$

Bu ifadədə μ_n və μ_p yükdaşıyıcıların qəfəslə qarşılıqlı təsirinə xarakterindən asılıdır və yükdaşıyıcıların zonalarda enerjiyə görə paylanması ilə xarakterizə olunur. ona görə onlara tarazlıqda olan yürlük deyilir.

8.3. Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların enerjiyə görə paylanması

Bundan əvvəlki paragrafda göstərilirdi ki, tarazlıqda olan elektron və deşiklər verilmiş temperatura uyğun enerji paylanmasına malik olub, müvafiq zonaların kənar hissələrində yerləşdiyinə görə halların bir hissəsini tutur. Bəs tarazlıqda olmayan elektron və deşiklərin enerji paylanması necədir? Böyük $h\nu$ enerjisində malik olan fotonların təsiri ilə yaranan tarazlıqda olmayan elektron və deşiklərin enerjisi tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların kT tərtibli enerjisindən kifayət qədər böyük olur. Ancaq fononlar və qəfəsin defektləri ilə qarşılıqlı təsir nəticəsində tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların kinetik enerjisi sürətlə normal qiymətə qədər azalır, tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcılar kristal qəfəsin temperaturuna malik olur. Doğrudan da hesablamalar göstərir ki, təxminən 1eV enerjiyə malik olan elektron 10^3 toqquşmadan sonra öz artıq enerjisini itirir. Bu o deməkdir ki, sərbəst yolun uzunluğu $\sim 10^{-6}$ sm və sürəti 10^7 sm/san. olan elektron öz artıq enerjisini 10^{10} san. müddətində paylaşmış olur.

Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların yaşama müddəti (10^{-2} – 10^{-7}) san. intervalında dəyişdiyindən, sərbəst qaldıqları müddətdə tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcılar tarazlıqda olan yükdaşıyıcılardan fərqlənmir. Ona görə bir çox halda tarazlıqda olan və olmayan yükdaşıyıcıların zonalarda enerjiyə görə paylanması eyni olur.

Beləliklə, yarımkəçiricidə tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların generasiyası yalnız sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasını dəyişir və onların zonalarda enerjiyə görə paylanması və bir sərbəst yükdaşıyıcıya düşən orta kinetik enerjiləri dəyişmir.

(8.16) və (8.17) ifadələrindən göründüyü kimi tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların konsentrasiyası Fermi səviyyəsinin vəziyyətindən birqismətli asılıdır. Buna oxşar olaraq elektron və deşiklərin tam konsentrasiyasını (tarazlıqda olan və olmayan) aşağıdakı kimi göstərmək olar:

$$n = n_0 + \Delta n = N_C \exp\left(\frac{F_n}{kT}\right) \quad (8.19)$$

$$p = p_0 + \Delta p = P_V \exp\left(\frac{-F_p - \Delta E}{kT}\right) \quad (8.20)$$

Burada F_n və F_p kvazi Fermi səviyyələri adlanır. Qeyd etmək lazımdır ki, tarazlıq halında elektron və deşiklərin Fermi səviyyəsi zonalarda və ya lokal səviyyələrdə eyni olduğu halda, kvazi Fermi səviyyəsi keçirici və valent zonasında müxtəlifdir və hər bir lokal səviyyəyə uyğun müəyyən bir qiymətə malik olur.

Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların yürüklüyü də tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların yürüklüyündən fərqlənir. Odur ki, (8.4) ifadəsində hər iki zərrəcik üçün eyni yürüklük (μ_n və μ_p) yazılmışdır. Aydındır ki, eyni nəticələri yükdaşıyıcıları xarakterizə edən digər parametrlərə də aid etmək olar. Odur ki, tarazlıqda olan və olmayan yükdaşıyıcılar üçün Eynşteyn münasibətini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e} \quad (8.21)$$

8.4. Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların yaşama müddəti

Hər bir tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcının, məsələn, elektronun, istilik hərəkəti zamanı deşiklə görüşmək ehtimalı vardır. Bu isə elektronun deşiklə rekombinasiyasına və ya elektronun deşik tərəfindən zəbt olunmasına səbəb olur. Ümumi halda, verilmiş yarımkeçiricidə müxtəlif növ deşiklər ola bilər (valent zonasında sərbəst deşik, müxtəlif aşqar səviyyələrində, defekt strukturlarında lokallaşmış deşiklər və s.). Elektronun verilmiş növ deşiklə görüşmə ehtimalı deşiklərin konsentrasiyası (p), elektronların deşiklərə nəzərən nisbi sürəti (v_n) və elektronların deşiklər tərəfindən zəbt olunmasının en kəsiyi (q_n) ilə mütənasib olacaqdır. Onda elektronların yaşama müddəti aşağıdakı

düsturlar ifadə olunacaq:

$$\tau_n = \frac{1}{q_n \vartheta_n P} \quad (8.22)$$

Əgər yarımkeçiricidə k növ deşik olarsa, onların hər birinə aid yaşama müddətinin ifadəsini yazmaq olar:

$$\tau_{nk} = \frac{1}{p_k q_{nk} \vartheta_{nk}} \quad (8.23)$$

Onda effektiv yaşama müddəti

$$\tau = \frac{1}{\sum p_k \vartheta_{nk} q_{nk}} \quad (8.24)$$

(8.24) ifadəsini başqa şəkildə də yazmaq olar:

$$\frac{1}{\tau} = \sum \frac{1}{\tau_{nk}} \quad (8.25)$$

Beləliklə, bir neçə “tutma mərkəzi” olan yarımkeçiricidə rekombinasiyanın xarakteristikasını müəyyən etmək üçün yaşama müddətlərinin tərs qiymətlərini toplamaq lazımdır.

(8.23) ifadəsinin məxrəcindəki hədd tarazlıqda olmayan bir elektronun vahid zamandakı toqquşmalarının sayını göstərir:

$$p_k q_{nk} \vartheta_{nk} = \frac{1}{\tau_{nk}} \quad (8.26)$$

Sonuncu ifadəni elektronun konsentrasiyasına vurub, $q_{nk} \vartheta_{nk}$ -nin orta qiymətini götürsək, rekombinasiyanın intensivliyi üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$\overline{q_{nk} \vartheta_{nk} p_k} \Delta n = \frac{\Delta n}{\tau_{nk}} \quad (8.27)$$

Analoji olaraq deşiklərin rekombinasiya intensivliyi

$$\overline{q_{pk} \vartheta_{pk} n_k \Delta p} = \frac{\Delta p}{\tau_{pk}} \quad (8.28)$$

$$\overline{q_{nk} \vartheta_{nk}} = \gamma_{nk} \quad (8.29)$$

burada γ_{nk} -rekombinasiya əmsalı adlanır.

(8.29) ifadəsini (8.23)-də nəzərə alsaq, onda yaşama müddətləri üçün aşağıdakı ifadələri alırıq:

$$\tau_{nk} = \frac{1}{\gamma_{nk} P_k} \quad (8.30)$$

$$\tau_{pk} = \frac{1}{\gamma_{pk} n_k} \quad (8.31)$$

8.5. Tarazlıqda olmayan keçiriciliyin relaksasiyası

Tarazlıqda olmayan keçiricilik işıqlanmadan müəyyən müddət keçdikdən sonra özünün stasionar qiymətinə çatır. Analoji olaraq işıqlanma kəsildikdən sonra tarazlıqda olmayan keçiricilik ani olaraq yox olmur (şəkil 8.3). Işıqlanmanın intensivliyinin istənilən dəyişməsi zamanı tarazlıqda olmayan keçiriciliyin artma və azalma əyriləri relaksasiya əyriləri adlanır. Hər bir anda tarazlıqda olmayan keçiriciliyin ($\Delta\sigma$) elektron və deşik toplananları tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyası ($\Delta n, \Delta p$) ilə mütənasib olduğundan, konsentrasiyanın relaksasiya əyrilərini araşdıraraq.

Vahid zamanda vahid həcmdəki yükdaşıyıcıların dəyişməsi sərbəstləşən və $\beta k l$ ifadəsi ilə xarakterizə olunan yükdaşıyıcılarla rekombinasiya edən yükdaşıyıcıların fərqi bərabərdir. Bunun üçün iki xüsusi hala baxaq:

1. Rekombinasiyanın intensivliyi tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının birinci tərtibi ilə mütənasibdir (xətti rekombinasiya). Bu o zaman reallaşa bilər ki, kristalda tarazlıqda olmayan elektronların rekombinasiya etdiyi

yalnız bir növ deşik var və onların konsentrasiyası çox böyükdür və işıqlanmanın konsentrasiyasından asılı deyil. Bu halda

elektronların yaşama müddəti $\tau_n = \frac{1}{\gamma_n p} = \text{const}$ və elektron-

ların rekombinasiya intensivliyi $\frac{\Delta n}{\tau_n}$ -ə bərabər, yəni konsentrasiyanın birinci tərtibi ilə mütənəsb olacaqdır.

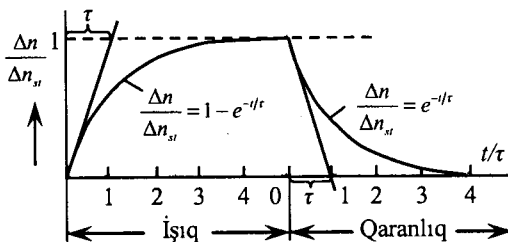
2. Rekombinasiyanın intensivliyi tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının ikinci tərtibi ilə mütənəsbdir (kvadratik rekombinasiya). Deyilən hal e^l kristallarda özünü göstərir ki, tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların konsentrasiyası sıfıra bərabərdir, işıqlanma zamanı yaranan elektron və deşiklərin konsentrasiyası bərabər və rekombinasiyanın intensivliyi $\gamma \Delta n \Delta p = \gamma (\Delta n)^2$ ifadəsi ilə, yəni tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların kvadratı ilə xarakterizə olunur.

Xətti rekombinasiya halında vahid zamanda tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarının dəyişməsi aşağıdakı düsturla ifadə olunur:

$$\frac{d}{dt}(\Delta n) = \beta k I - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (8.32)$$

Əgər $t=0$ halında nümunəni işıqlandırsaq, onda $t=0$, $\Delta n = 0$ başlanğıc şərti daxilində (8.31) tənliyinin həlli

$$\Delta n = \tau \beta k I (1 - \exp(-t/\tau)) \quad (8.33)$$



Şəkil 8.3. Xətti rekombinasiya halında tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının relaksasiya əyriyələri.

Beləliklə, xətti rekombinasiya halında tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarının relaksasiya əyrisi eksponensial xarakter daşıyır.

$t \rightarrow \infty$ olduqda

$$\Delta n = \tau \beta k I = \Delta n_{st.} \quad (8.34)$$

Nümunənin işıqlanması kəsildikdə, (8.32) düsturu aşağıdakı ifadə ilə əvəz olunacaq:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\frac{\Delta n}{\tau} \quad (8.35)$$

$t = 0$ anında nümunənin işıqlanması dayandırılıbsa, işıqlanma hesabına əvvəlcədən yaranan tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyası $\Delta n = \Delta n_{st.} = \tau \beta k I$ olacaq. Onda (8.34) ifadəsindən görüldüyü kimi düşmə əyrisi eksponensial xarakter daşıyacaq:

$$\Delta n = \tau \beta k I \exp(-t / \tau) \quad (8.36)$$

Kvadratik rekombinasiya halında isə

$$\frac{d}{dt}(\Delta n) = \beta k I - \gamma(\Delta n)^2 \quad (8.37)$$

İşıqlanma olmayan halda

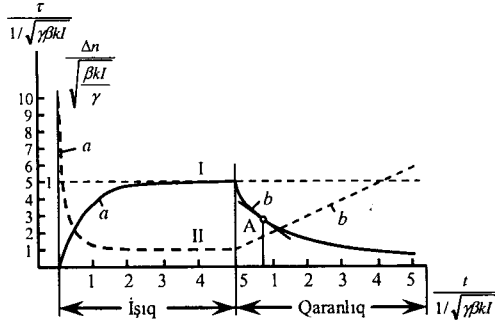
$$\frac{d}{dt}(\Delta n) = -\gamma(\Delta n)^2 \quad (8.38)$$

Xətti rekombinasiya halında olduğu kimi başlanğıc şərtindən istifadə edərək qalxma və düşmə relaksasiya əyriləri üçün müvafiq olaraq, aşağıdakı ifadələri alarıq:

$$\Delta n = \sqrt{\frac{\beta k I}{\gamma}} \operatorname{th} \sqrt{\gamma \beta k I} t \quad (8.39)$$

$$\Delta n = \sqrt{\frac{\beta k I}{\gamma}} \frac{1}{t \sqrt{\gamma \beta k I} + 1} \quad (8.40)$$

(8.39) və (8.40) ifadələrindən görüldüyü kimi relaksasiyanın qalxma əyrisi tangens hiperbolik, düşmə əyrisi isə hiperbola ilə xarakterizə olunur (şəkil 8.4).



Şəkil 8.4. Kvadratlik rekombinasiya halında tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının relaksasiya əyriləri.

8.6. Yaşama müddətinin ani qiyməti

Ümumi halda yaşama müddəti $\tau = f(I, t)$ asılılığı ilə təyin olunur. Kvadratlik rekombinasiya halında bu asılılığı müəyyən edək. (8.39) ifadəsinə əsasən qalxma relaksasiya əyrisi üçün

$$\tau = \frac{1}{\gamma \Delta p} = \frac{1}{\gamma \Delta n} = \frac{1}{\sqrt{\gamma \beta k I}} \operatorname{ctht} \sqrt{\gamma \beta k I} \quad (8.41)$$

Düşmə relaksasiya əyrisi üçün isə

$$\tau = \frac{1}{\gamma \Delta n} = \frac{1}{\sqrt{\gamma \beta k I}} (t \sqrt{\gamma \beta k I} + 1) \quad (8.42)$$

Şəkil 8.4-dəki qırıq xəttlərlə ani yaşama müddəti τ -nün relaksasiya prosesi boyunca dəyişməsi göstərilmişdir.

Xətti rekombinasiya halında (8.32) və (8.33) ifadələrinə əsasən qalxma relaksasiya əyrisi üçün

$$\tau = \frac{\Delta n}{k\beta I - \frac{d}{dt}(\Delta n)} \quad (8.43)$$

Düşmə relaksasiya əyrisi üçün isə

$$\tau = \frac{\Delta n}{\frac{d}{dt}(\Delta n)} \quad (8.44)$$

Adətən yaşama müddətini düşmə əyrisindən tapmaq daha asan olur. Bunun üçün şəkil 8.4-də göstəriləndiyi kimi A nöqtəsindən absis oxuna qədər məsafəni ölçmək və həmin nöqtədə çəkilən toxunanın meylini müəyyən edib və onların nisbətini tapmaq kifayətdir.

Stasionar halda ($\frac{d}{dt}(\Delta n) = 0$) yaşama müddəti (8.44) ifadəsinə əsasən təyin olunur:

$$\tau_{st.} = \frac{\Delta n_{st.}}{\beta k I} \quad (8.45)$$

Xətti rekombinasiya halında $\tau_{ani} = \tau_{st.} = const$ olur. Stasionar halda

$$\Delta n_{st.} = \tau_{st.} \beta k I \quad (8.46)$$

Xətti rekombinasiya halında $\tau_{st.}$ işığın intensivliyindən asılı olmayan sabit kəmiyyət olduğundan, tarazlıqda olmayan stasionar konsentrasiya

$$\Delta n_{st.} \sim I \quad (8.47)$$

Kvadratik rekombinasiya halında isə

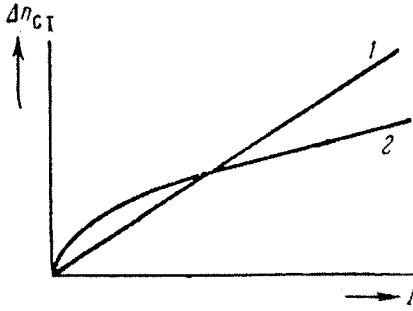
$$\tau_{st.} = \frac{1}{\sqrt{\gamma \beta k I}} \quad (8.48)$$

Onda

$$\Delta n_{st.} \sim \sqrt{I} \quad (8.49)$$

Şəkil 8.5-də xətti (1 əyrisi) və kvadratik (2 əyrisi) rekombinasiya əyriləri göstərilmişdir.

binasiya halları üçün Δn_{st} -in intensivlikdən asılılıq əyriləri verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi xətti rekombinasiya halında Δn_{st} intensivlikdən xətti, kvadratik rekombinasiya halında isə Δn_{st} intensivlikdən qeyri-xətti asılıdır.



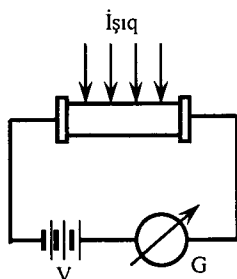
Şəkil 8.5. Stasionar halda tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının işıqlanmanın intensivliyindən asılılığı.

IX FƏSİL STASİONAR FOTOKEÇİRİCİLİYİ ÖLÇMƏ ÜSULLARI

9.1. Sabit və modullaşmış işıqla ölçmə üsulları

Fotokeçiriciliyin tədqiq olunmasında həm stasionar fotokeçiriciliyin qiymətinin, həm də onu xarakterizə edən parametrlərin (yaşama müddətinin, kvant çıxışının) ölçülməsi nəzərdə tutulur. Bu parametrləri təyin etmək üçün fotokeçiriciliyin kinetikasını tədqiq etmək lazımdır. İlk növbədə stasionar fotokeçiriciliyin əsas ölçülmə üsulları ilə tanış olaq.

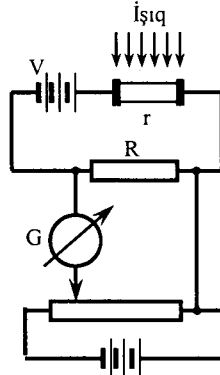
$\Delta\sigma_{st.} \gg \sigma_0$ halında $\Delta\sigma_{st.}$ -i ölçmək üçün nümunənin, gərginlik mənbəyinin və qalvanometrın ardıcıl birləşdiyi dövrədən istifadə olunur (şəkil 9.1). Bu sxem vasitəsilə “qaranlıq” cərəyanın fonunda işığın verdiyi əlavə cərəyan ölçülür. Yaxşı keçiriciliyə malik yarımkəçiricilərdə isə $\Delta\sigma_{st.} \ll \sigma_0$ münasibəti ödənildiyindən, “qaranlıq” cərəyanı aradan götürmək üçün başqa üsuldan istifadə edilir. Bunun üçün adi kompensasiya üsulu daha əlverişlidir (şəkil 9.2). P potensiometri vasitəsilə qaranlıqda R yük müqavimətindəki gərginlik düşgüsü kompensasiya olunur, sonra isə işıqlanma zamanı nümunədə yaranan cərəyan ölçülür.



Şəkil 9.1. Fotokeçiriciliyin sadə ölçü sxemi: N-nümunə, V-gərginlik mənbəyi, G-qalvanometr.

$\Delta\sigma_{st.} \ll \sigma_0$ halında daha bir üsuldan da istifadə etmək olar (şəkil 9.2). Bu üsulda işığın təsiri ilə yaranan cərəyan modulyasiya olunur. Ölçü cihazı (sabit cərəyan gücləndiricisi

elektron voltmetri ilə birlikdə) modulyasiya olunmuş cərəyana həssas olduğundan, ancaq işıqlanma ilə yaranan cərəyanı ölçür, tezliyi $f=0$ olan qaranlıq cərəyanını isə ölçə bilmir. Bu üsul foto-cərəyanı ölçmək üçün ən çox istifadə olunan üsullardan biridir.



Şəkil. 9.2. Fotokeçiriciliyin kompensasiya üsulu ilə ölçülməsi.

9.1.1. Fotokeçiriciliyin təcürbi hesablanması. Şəkil 9.3-də göstərilən qurğuda aparılmış ölçmələr əsasında fotokeçiriciliyin hesablanmasına baxaq. Modulyasiya olunmuş işıq qaranlıq müqaviməti r_0 olan nümunənin üzərinə düşür. Nümunəyə ardıcıl olaraq gərginliyi V olan mənbə və R yük müqaviməti qoşulmuşdur. Düşən işığın tezliyindən asılı olaraq nümunədə yaranan fotokeçiricilik dəyişəcəkdir. R yük müqavimətindəki gərginlik düşgüsü, daha doğrusu onun ϑ dəyişən hissəsi gücləndirici vasitəsilə güzləndirilərək qəbuledici cihaza (ossilloqrafa) ötürülür.

Dəyişən ϑ gərginliyi ilə $\Delta\sigma_{st}$ fotokeçiriciliyi arasındakı münasibəti tapaq. Işığın təsiri ilə nümunənin müqavimətinin dəyişməsinə Δr , qaranlıq cərəyanı i_T , işıq cərəyanını isə i_C ilə işarə edək. Onda

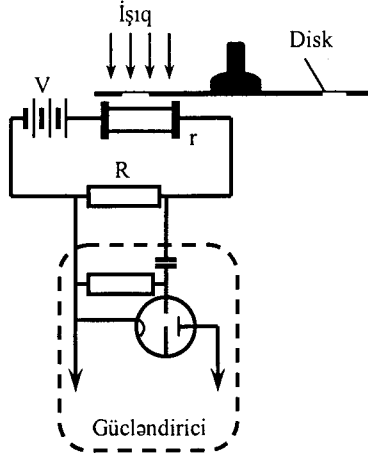
$$\vartheta = (i_C - i_T)R, \quad (9.1)$$

ancaq $i_C = \frac{V}{R + r_0 - \Delta r}$, $i_T = \frac{V}{R + r_0}$ olduğundan,

$$\vartheta = VR \frac{\Delta r}{(R + r_0 - \Delta r)(R + r_0)} \quad (9.2)$$

buradan

$$\Delta r = \frac{\vartheta(R + r_0)^2}{VR + \vartheta(R + r_0)} \quad (9.3)$$



Şəkil 9.3. Modulyasiya edilmiş işıqla fotokeçiriciliyin ölçülməsi.

Δr -dən $\Delta \sigma$ fotokeçiriciliyinə keçmək üçün Δr ilə $\Delta \sigma$ arasındakı münasibəti tapaq:

$$\Delta \sigma = \sigma_c - \sigma_0 = \frac{1}{r_0 - \Delta r} - \frac{1}{r_0} = \frac{\Delta r}{r_0(r_0 - \Delta r)}$$

buradan

$$\Delta r = \frac{r_0^2 \Delta \sigma}{1 + r_0 \Delta \sigma} \quad (9.4)$$

(9.3) və (9.4) ifadələrini nəzərə alsaq,

$$\Delta\sigma = \frac{\vartheta(R+r_0)^2}{r_0^2 VR - \vartheta r_0 R(r_0 + R)} \quad (9.5)$$

Beləliklə, sonuncu ifadədən göründüyü kimi ϑ signalı ilə $\Delta\sigma_{st.}$ fotokeçiriciliyi arasındakı münasibət qeyri-xəttidir ($\Delta\sigma$ -ni hesablamaq üçün V və R -dən başqa nümunənin qarantlıq müqaviməti $r_0 - 1$ da bilmək lazımdır). Odur ki, bir sıra xüsusi hallarda bu münasibəti sadələşdirmək mümkün olur. Təcrübədə, adətən, üç rejim seçilir və bu rejimlər bir-birindən yalnız R yük müqavimətinin seçilməsi ilə fərqlənir.

9.1.2. Sabit sahə rejimi. Yük müqaviməti $R \ll r_0$ və ya $R \ll (r_0 - \Delta r)$ şərti ödəndikdə (9.5) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşür:

$$\Delta\sigma = \frac{\vartheta}{VR} \quad (9.6)$$

Yük müqaviməti kiçik olan halda $\Delta\sigma$ fotokeçiriciliyi ilə ϑ signalı arasında xətti münasibət ödənilir və nümunə işıqlanarkən, nümunə ilə yük müqaviməti arasındakı elektrik sahəsi dəyişmir, ona görə də bu rejim "Sabit sahə rejimi" adlanır.

9.1.3. Sabit cərəyan rejimi. Bu rejimdə yük müqaviməti kifayət qədər böyük götürülür, $R \gg r_0$ və elektrik dövrəsində

cərəyan $I = \frac{V_0}{R+r_0} \approx \frac{V_0}{R}$ praktik olaraq işıqlanma zamanı dəyişməz qalır. Belə rejim "Sabit cərəyan rejimi" adlanır.

Onda

$$\Delta\sigma = \frac{\vartheta R}{r(Vr - \vartheta R)} \quad (9.7)$$

(9.7) ifadəsindən göründüyü kimi "Sabit cərəyan rejimi"ndə $\Delta\sigma$ ilə ϑ arasında xətti asılılıq ödənilir. Buna baxmayaraq,

praktikada bəzən bu rejimdən də istifadə olunur.

9.1.4. Maksimal həssashq rejimi. Fotomüqavimətin həssaslığı $\Delta\sigma$ -nın (və ya $\frac{\Delta\sigma}{\sigma}$ -nın) düşən işığın (və ya nümunədə udulan işığın) intensivliyinə olan nisbəti ilə təyin olunur. Verilən nümunə üçün uyğun yük müqavimətini seçməklə maksimal siqnal (ϑ) almaq olar. (9.2) ifadəsini R-ə görə diferensiallayıb, $\frac{d\vartheta}{dR} = 0$ götürsək, maksimal siqnala uyğun yük müqavimətini tapa bilərik:

$$R_M = \sqrt{r_0(r_0 - \Delta r)} = \frac{1}{\sigma_0} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}}} \quad (9.8)$$

$R = R_M$ olduqda maksimal siqnal

$$\vartheta_M = \frac{V \Delta\sigma}{2 \sigma_0} \frac{1}{\left(1 + \sqrt{1 + \frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}}\right)^2} \quad (9.9)$$

Fotokeçiriciliyin nisbi dəyişməsi çox kiçik olduqda ($\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \ll 1$), $\Delta\sigma$ ilə ϑ arasındakı xətti münasibət R-in istənilən qiymətində ödəniləcək. Doğrudan da $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \ll 1$ olduqda, (9.5) ifadəsinin məxrəcindəki ikinci həddi atmaq olar. Onda

$$\Delta\sigma = \left(1 + \frac{R}{r_0}\right)^2 \frac{\vartheta}{RV} = \text{const} \vartheta \quad (9.10)$$

$R \approx r_0$ olduqda

$$\vartheta = \frac{V \Delta\sigma}{4 \sigma_0} \quad (9.11)$$

Sonuncu ifadədən görüldüyü kimi ϑ siqnalı keçiriciliyin nisbi dəyişməsi ilə $\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}\right)$ mütənasibdir.

9.2. Fotokeçiriciliyi ölçmək üçün nümunələrin hazırlanması

Fotokeçiriciliyi ölçmək üçün nümunələrin ən əlverişli ölçülərinə baxaq. (9.11) ifadəsinə əsasən nümunənin ϑ həssaslığı $\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}$ ilə mütənasibdir. $\Delta\sigma$ və σ -nın aşağıdakı qiymətlərini (9.11) ifadəsində nəzərə alsaq, həssaslıq üçün (9.12) ifadəsini alarıq:

$$\Delta\sigma = \frac{e\mu\beta\pi l_0 h}{l} (1 - \exp(-kd)),$$

$$\sigma = n_0 e\mu \frac{hd}{l}$$

$$\vartheta = \frac{V}{4} \frac{\beta\pi l_0}{n_0} \frac{1}{d} (1 - \exp(-kd)) \quad (9.12)$$

Bu ifadələrdə $h \times l \times d$ - nümunənin ölçüləri, k -isə udma əmsalıdır.

(9.12) ifadəsində $I_0 = \frac{I_0^*}{hl}$ ilə əvəz etsək (I^* - bütün nümunənin üzərinə düşən işığın tam intensivliyidir)

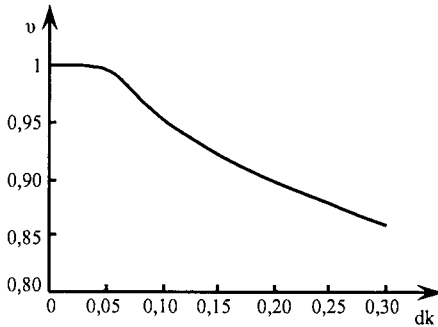
$$\vartheta = \frac{V}{4} \frac{\beta\pi l_0^*}{n_0} \frac{1}{hld} (1 - \exp(-kd)) \quad (9.13)$$

Göründüyü kimi ϑ siqnalının l və h -dan asılılığı sadədir: həs-

saslığı artırmaq üçün bu ölçüləri imkan daxilində kiçik götürmək lazımdır. ϑ -nin nümunənin d qalınlığından asılılığı isə bir qədər mürəkkəbdir. (9.13) ifadəsində d daxil olmayan kəmiyyətləri A hərfi ilə işarə etsək

$$\vartheta = \frac{A}{d}(1 - \exp(-kd)) \quad (9.14)$$

Buradan görüldüyü kimi, $d \rightarrow \infty$ olduqda, $\vartheta \rightarrow 0$, $d \rightarrow 0$ olduqda isə (9.14) ifadəsində mütərizədəki həddi sıraya ayırsaq, $\vartheta \rightarrow Ak$ olacaqdır. Həssaslığın nümunənin d qalınlığından asılılığı şəkil 9.4-də verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi həssaslığın nümunənin qalınlığından asılılığı Ak qiymətindən başlayaraq $d \rightarrow 0$ olana qədər monoton azalır. Beləliklə, fotomüqavimətin həssaslığını artırmaq üçün nümunənin hər üç ölçüsünü (h , l , d) kiçik götürmək lazımdır.



Şəkil 9.4. Maksimal həssaslıq rejimində fotokeçiricilik siqnalının nümunənin qalınlığından asılılığı.

9.3. Kontaktların fotokeçiriciliyə təsiri

Kontaktlar və onlarla əlaqədar olaraq zonaların əyilməsi fotokeçiriciliyin təcrübədən tapılmış qiymətinə aşağıdakı səbəblərə görə əhəmiyyətli dərəcədə təsir edə bilər:

1. Fotokeçiriciliyin hesablanması üçün istifadə olunan bütün düsturlarda [(9,3), (9,5), (9,11) və s.] nümunənin bircins olduğu (nümunənin bütün uzunluğu boyunca) nəzərdə tutulurdu. Aydın ki, bu düsturlardan istifadə etdikdə kontaktların qeyri-bircinsliyi səhv nəticələrə gətirib çıxara bilər.

2. Kontaktların zonalara təsiri nəticəsində fotokeçi-riciliyin əsas parametrləri (τ yaşama müddəti, β kvant çıxışı və s.) dəyişə bilər.

Fotokeçiriciliyin ölçülməsində kontaktların təsirini iki yolla azaltmaq olar:

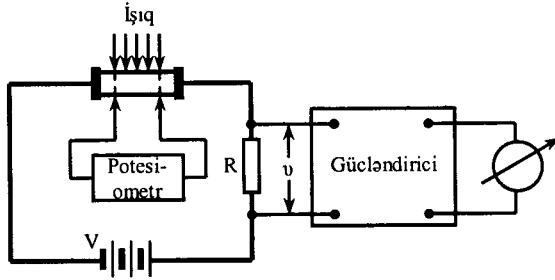
a) elektrodlar arasında nümunənin l uzunluğunu o qədər böyütmək lazımdır ki, kontaktların təsiri minimuma qədər azala bilsin;

b) fotokeçiriciliyin “zond” üsulu ilə ölçülməsi zamanı kontakt ətrafı oblastın işıqlanmamasını nəzərə almamaq olar.

“Zond” üsulu ilə fotokeçiriciliyin ölçülməsində nümunənin, ancaq mərkəzi hissəsi işıqlandırılır (şəkil 9.5). Bu zaman nümunənin tam keçiriciliyinin dəyişməsi məhz onun mərkəzi hissəsinin keçiriciliyinin dəyişməsi ilə xarakterizə olunacaq. Onda (9.3) ifadəsinə əsasən işığın təsiri ilə nümunənin mərkəzi hissəsinin Δr^0 müqavimətinin dəyişməsi

$$\Delta r^0 = \frac{\vartheta(R + r_0^*)^2}{VR + \vartheta(R + r_0^*)} \quad (9.15)$$

burada r_0^* nümunənin qaranlıq müqavimətidir.



Şəkil 9.5. Zond üsulu ilə fotokeçiriciliyin ölçülməsi.

Digər tərəfdən nümunənin işıqlanan hissəsində Δr^0 müqavimətinin dəyişməsini (9.3) ifadəsinə əsasən aşağıdakı kimi yazıla bilər

$$\Delta r^0 = \frac{(r_0^0)^2 \Delta \sigma^0}{1 + r_0^0 \Delta \sigma^0} \quad (9.16)$$

(9.15) və (9.16) ifadələrinə əsasən

$$\Delta \sigma^0 = \frac{\vartheta (r_0^* + R)^2}{(r_0^0)^2 R(V + \vartheta) + \vartheta [(r_0^0)^2 r_0^* - r_0^0 (r_0^*)^2 - 2r_0^0 r_0^* R - r_0^0 R^2]} \quad (9.17)$$

Fotokeçiriciliyin kiçik qiymətlərində (eyni zamanda ϑ -nin kiçik qiymətlərində) (9.17) ifadəsi xeyli sadələşir:

$$\Delta \sigma = \frac{\vartheta}{VR} \frac{(r_0^* + R)^2}{(r_0^0)^2} \quad (9.18)$$

və ya $\frac{r_0^* + R}{r_0^0} = \frac{V}{V^0}$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$\Delta \sigma^0 = \frac{1}{R} \frac{V \vartheta}{(V^0)^2} \quad (9.19)$$

burada V^0 - qaranlıqda nümunənin orta hissəsindəki gərginlik düşgüsüdür.

Beləliklə, bu halda fotokeçiriciliyi təyin etmək üçün nümunə nazik simdən hazırlanmış elektrodlarla (zondlarla) təmin olunmalıdır ki, şəkil 9.5-də göstərilmiş kompensasiya üsulu ilə qaranlıqda nümunənin orta hissəsindəki V^0 gərginlik düşgüsünü ölçmək mümkün olsun.

X FƏSİL

YÜKDAŞIYICILARIN REKOMBİNASİYASI

10.1. Rekombinasiya prosesi. Rekombinasiya proseslərinə enerjinin və impulsun saxlanma qanunları ilə qoyulan məhdudiyətlər

Keçirici zonadakı elektronla valent zonasındakı deşiyin rekombinasiyası prosesində qarşıya çıxan əsas sual rekombinasiya zamanı enerjinin hansı formada ayrılmasıdır. Rekombinasiya prosesi işıq kvantlarının meydana gəlməsi, yəni lüminesensiya şüalanması ilə müşayiət olunursa, belə rekombinasiya mexanizminin izahı çətinlik törətmir. Doğrudan da enerji və impulsun saxlanma qanunlarının eyni zamanda ödənməsi üçün bərabər impulsu (əks istiqamətə yönəlmiş) elektron və deşiklərin rekombinasiyasının baş verməsi lazımdır. Bu zaman şüalanma işıq kvantlarının impulsu sifira bərabər olca da, onun enerjisi rekombinasiya zamanı ayrılan tam enerjiyə bərabər olacaq. Rekombinasiya prosesi elektron, deşik və fononun iştirakı ilə baş verirsə, fonon ayrılan enerjinin bir hissəsini alaraq (və ya verərək) praktiki olaraq bütün impulsu əldə edir (və ya verir) və bununla da müxtəlif impulslara malik olan elektron və deşiklərin foton şüalanması ilə baş verən rekombinasiyasına imkan yaradır.

Yuxarıda göstərilən hər iki rekombinasiya prosesi düz və çəp optik keçidlərə malik olan yarımkeçiricilərdə optik udma prosesinin əksidir. Işıq şüalanması ilə baş verən rekombinasiya prosesinin nəzəriyyəsinə Van Rusbrek və V.Şokli vermişdir. Onlar istilik tarazlığı halında elektron-deşik cütünün generasiyasının intensivliyini şüalanma rekombinasiyasının intensivliyinə bərabər götürərək, şüalanma rekombinasiyasının əmsalını hesablaya bilmişlər. Sonra isə bu əməliyyatı tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcılara aid etmişlər. Hesablamalar qadağan olunmuş zolağının eni $(1 \div 2)eV$ tərtibində olan təmiz yarımkeçiricilərdə şüalanma rekombinasiyasının intensivliyinin çox cüzi olduğunu göstərmişdir. Məsələn, Ge kristalında otaq temperaturunda şüalanma rekombinasiyası ilə əlaqəli yaşama müddətinin

qiyməti 0,75sañ., təcrübədən alınmış qiymət isə bu rəqəmdən çox kiçik olmuşdur. Bu fakt onu göstərir ki, şüalanma rekombinasiyası real şəraitdə digər rekombinasiya mexanizmlərinə nəzərən az rol oynayır. Aydınır ki, şüalanmasız rekombinasiya prosesində ayrılan enerji istiliyə çevriləcəkdir. Ancaq bu prosesin mexanizmini izah etmək o qədər də asan deyildir. Əsas çətinlik ondan ibarətdir ki, hər bir rekombinasiya aktında yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zolağının eni tərtibində olan enerji ($\sim 1 \div 2$ eV) bir fonon tərəfindən udula bilməz. Digər tərəfdən bu miqdarda enerjinin eyni zamanda çoxlu sayda fononlar tərəfindən udulma ehtimalı da olduqca azdır. Əlbəttə, bu göstərilən mexanizmlərlə yanaşı, elektron və deşiyin rekombinasiyası zamanı ayrılan enerjinin başqa bir yükdaşıyıcıya (“zərbə” ilə rekombinasiya) verilməsi və ya eksitonların yaranması ilə baş verən rekombinasiya mexanizmlərini də nəzərə almaq lazımdır.

10.2. Yapışma mərkəzləri və rekombinasiya mərkəzləri

Yarımkeçiricilərdə, adətən, iki növ rekombinasiya mərkəzinin olduğunu nəzərə alırlar: elektron və deşiklərin tutma mərkəzi tərəfindən “zəbt” olunması və “zəbt” olunmuş zərrəciklərin termik yolla yenidən sərbəst zonalara qayıtması. Aydınır ki, rekombinasiya prosesində o rekombinasiya mərkəzi mühüm rol oynayacaqdır ki, onlarda termik yolla yenidən sərbəst zonaya qayıtma prosesinin intensivliyi kiçik olsun. Doğrudan da, tutma mərkəzi tərəfindən zəbt olunan sərbəst elektron valent zonasına keçərək oradakı deşik tərəfindən zəbt olunarsa, bu proses rekombinasiya prosesi adlanır. Tutma mərkəzi tərəfindən zəbt olunan sərbəst elektronun yenidən termik yolla keçirici zonaya qayıtması rekombinasiya prosesinin intensivliyini azaldır.

Zəbt olunmuş elektronların termik yolla yenidən sərbəst zonaya qayıtma ehtimalının böyük olduğu tutma mərkəzləri yapışma mərkəzləri (və ya səviyyələri) adlanır. Bunun əksinə, termik keçidin ehtimalı az olan tutma mərkəzləri rekombinasiya mərkəzləri (və ya səviyyələri) adlanır. Əgər tutma

mərkəzi sərbəst zonaya yaxındırsa, tutulan elektronlar termik keçidlərlə asanlıqla sərbəstləşir. Nəticədə belə mərkəzlər vasitəsi ilə, demək olar ki, rekombinasiya baş vermir və onlar elektronlar və ya dəşiklər üçün yapışma mərkəzləri rolunu oynayır. Tutma mərkəzi keçirici və valent zonasından uzaqlaşdıqca onun enerji dərinliyi artdığından, tutulan zərrəciyin termik aktivləşməsi çətinləşir və əks yüklü zərrəciklə rekombinasiya ehtimalı artır. Kifayət qədər dərin səviyyələrdən termik sərbəstləşmə, demək olar ki, baş vermir və tutulan bütün zərrəciklər rekombinasiya olunur.

Lokal səviyyə tərəfindən rekombinasiya və yapışma proseslərinin nisbəti k ilə işarə olunarsa, k -nin qiyməti lokal səviyyənin xarakterini (yapışma, yaxud rekombinasiya) müəyyən edir. Tutma mərkəzi tərəfindən zəbt olunan elektronun termik yolla yenidən keçirici zonaya qayıtma ehtimalı $\gamma_n N_c \exp(-\Delta E/kT)$, dəşiklə rekombinasiya ehtimalı isə $\gamma_p p$ olduğundan

$$k_n = \frac{\gamma_p p}{\gamma_n N_c \exp(-\Delta E_M / kT)} \quad (10.1)$$

Analoji olaraq, tutma mərkəzi tərəfindən zəbt olunan dəşiklər üçün

$$k_p = \frac{\gamma_n n}{\gamma_p P_v \exp(-\Delta E + \Delta E_M) / kT} \quad (10.2)$$

burada γ_n, γ_p - uyğun olaraq tarazlıqda olmayan dəşik və elektronların rekombinasiya əmsalı, n, p -sərbəst elektron və dəşiklərin konsentrasiyası, N_c, P_v -keçirici və valent zonalarının effektiv hal sıxlığı, ΔE -qadağan olunmuş zonanın eni, ΔE_M isə tutma mərkəzinin ionlaşma enerjisidir.

(10.1) və (10.2) ifadələrindən görüldüyü kimi rekombinasiya ehtimalı termik sərbəstləşmə ehtimalından böyük olduqda ($k > 1$) səviyyə rekombinasiya, kiçik olduqda isə ($k < 1$)

yapışma mərkəzi adlanır. Səviyyənin rekombinasiya və ya yapışma mərkəzi olması nəinki səviyyənin xarakteristikalarından ($\gamma_n, \gamma_p, \Delta E_M$), həmçinin temperatur və yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından da asılıdır. Məsələn, temperaturun və ya işıqlanmanın intensivliyi dəyişdikdə, (10.1), (10.2) ifadələrindən görüldüyü kimi p və n dəyişəcəkdir. Bu zaman tutma səviyyəsi rekombinasiya mərkəzindən yapışma mərkəzinə və ya tərsinə çevrilə bilər.

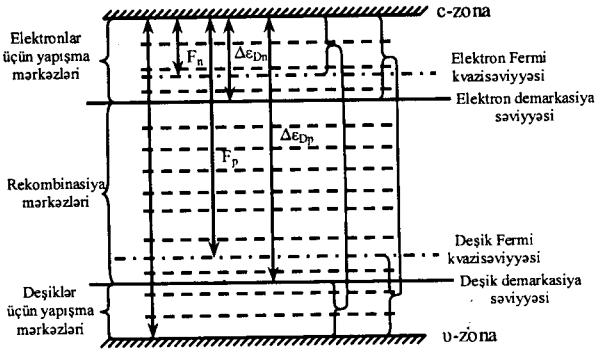
10.3. Demarkasiya səviyyələri

İşıqlanmanın intensivliyinin və temperaturun verilmiş qiymətlərində k -nın qiyməti tutma mərkəzlərinin keçirici və valent zonalarından hansı məsafədə yerləşməsindən asılıdır. (10.1) və (10.2) ifadələrindən görüldüyü kimi müvafiq zonaların kənarlarına yaxın yerləşən tutma mərkəzlərinin yapışma mərkəzləri, qadağan olunmuş zolağın mərkəzinə yaxın yerləşən tutma mərkəzlərinin isə rekombinasiya mərkəzləri olma ehtimalı daha çoxdur.

Kristalda bir neçə tip tutma mərkəzi olduqda “demarkasiya səviyyələri” anlayışından istifadə edilir (şəkil 10.1). Bu səviyyələrin vəziyyəti elə seçilir ki, onlara uyğun gələn səviyyələr üçün $k=1$ şərti ödənsin, yəni termik ionlaşma və rekombinasiya keçidlərinin ehtimalı bərabər olsun. Bu zaman yuxarı demarkasiya səviyyəsi və keçirici zona arasında yerləşən səviyyələr elektronlar üçün yapışma mərkəzləri rolunu oynayır. Keçirici zonadan zəbt olunan elektronlar termik yolla həmin zonaya qayıdırlar. Aşağı demarkasiya səviyyəsi və valent zonası arasında yerləşən səviyyələr dəşiklər üçün yapışma mərkəzləri rolunu oynayır. Demarkasiya səviyyələri arasında yerləşən səviyyələr isə rekombinasiya mərkəzləri olur.

Elektron və deşik demarkasiya səviyyələrinin vəziyyəti ($-\Delta E_{Dn}$ və $-\Delta E_{Dp}$) aşağıdakı ifadələrdən təyin oluna bilər

$$k_n = \frac{\gamma_p P}{\gamma_n N_c \exp(-\Delta E_{Dn} / kT)} = 1 \quad (10.3)$$



Şəkil 10.1. Qadağan olunmuş zonada demarkasiya və Fermi səviyyələrinin vəziyyəti.

$$k_p = \frac{\gamma_n n}{\gamma_p P_\vartheta \exp(-\Delta E + \Delta E_{Dp}) / kT} = 1 \quad (10.4)$$

$$n = N_c \exp(F_n / kT) \quad (10.5)$$

$$p = P_\vartheta \exp(-F_p - \Delta E) / kT \quad (10.6)$$

burada F_n və F_p – elektron və deşiklər üçün kvazi Fermi səviyyələri adlanır.

(10.5) və (10.6) ifadələrini (10.3) və (10.4) ifadələrində nəzərə alsaq,

$$-\Delta E_{Dn} = -\Delta E - F_p - kT \ln \frac{\gamma_n N_c}{\gamma_p P_\vartheta} \quad (10.7)$$

$$-\Delta E_{Dp} = -\Delta E - F_n - kT \ln \frac{\gamma_p P_\vartheta}{\gamma_n N_c} \quad (10.8)$$

Sonuncu ifadələrdə birinci yaxınlaşmada loqarifmik hədləri nəzərə almasaq

$$-\Delta E_{D_n} = -\Delta E - F_p \quad (10.9)$$

$$-\Delta E_{D_p} = -\Delta E - F_n \quad (10.10)$$

(10.9) və (10.10) ifadələrindən görüldüyü kimi, dəşiklər üçün demarkasiya səviyyəsinin valent zonasından məsafəsi elə elektronlar üçün kvazi Fermi səviyyəsinin keçirici zonadan olan məsafəsinə bərabərdir. Analoji olaraq, elektronlar üçün demarkasiya səviyyəsinin keçirici zonadan məsafəsi elə dəşiklər üçün kvazi Fermi səviyyəsinin valent zonasından olan məsafəsinə bərabərdir.

Beləliklə, demarkasiya səviyyələri yarımkeçiricinin qadın olunmuş zolağını üç hissəyə bölmür: elektronlar üçün yapışma mərkəzləri (keçirici zonanın yaxınlığında yerləşir), dəşiklər üçün yapışma mərkəzləri (valent zonasının yaxınlığında yerləşir) və mərkəzi hissə, tutma mərkəzləri həm elektronlar, həm də dəşiklər üçün rekombinasiya mərkəzləri rolunu oynayır.

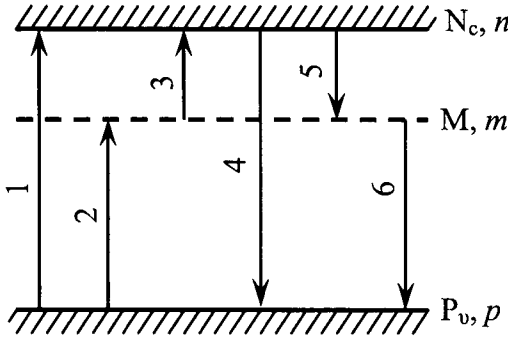
10.4. Bir tip mərkəzlərdən rekombinasiya

Bir tip mərkəzləri olan yarımkeçiricidə baş verən kinetik proseslərə baxaq. Şəkil 10.2-də belə proseslərin sxemi verilmişdir. Sxemdə keçirici zona, valent zonası və tutma mərkəzi göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi altı keçid (1-6) var və onları iki qrupa bölmək olar: 1) 1, 2, 3 keçidləri işıq və ya istilik enerjisinin təsiri ilə baş verir; 2) 4, 5, 6 keçidləri isə istilik və ya işıq enerjisinin ayrılması ilə baş verib, rekombinasiya ilə nəticələnir.

Şəkil 10.3-də ən vacib və tipik keçidlər göstərilmişdir. Burada βkI - işığın təsiri ilə baş verən zona-zona keçidinin intensivliyi, $\gamma_n n(M - m)$, $\gamma_p pm$ - uyğun olaraq, elektron və dəşiklərin tutma mərkəzi tərəfindən zəbt olunma intensivliyi, $\gamma_n n(M - m)$ və $\gamma_p (M - m)P_{\text{DM}}$ - elektron və dəşiklərin iştirakı ilə baş verən termik həyəcanlaşma nəticəsində baş verən keçidlərin intensivliyidir. Onda, şəkil 10.3-ə əsasən kinetik tən-

likləri aşağıdakı kimi ifadə etmək olar:

$$\frac{dn}{dt} = k\beta I - \gamma_n n(M - m) + \gamma_n m N_{cM} \quad (10.11)$$



Şəkil 10.2. Bir tutma mərkəzi olan yarımkəçiricidə mümkün olan optik keçidlər.

$$\frac{dm}{dt} = \gamma_n n(M - m) - \gamma_n m N_{cM} - \gamma_p m p + \gamma_p P_{\vartheta M} (M - m) \quad (10.12)$$

$$\frac{dp}{dt} = k\beta I - \gamma_p m p + \gamma_p (M - m) P_{\vartheta M} \quad (10.13)$$

burada k -udma əmsalı, β -kvant çıxışı, I -ışığın intensivliyi, M - tutma mərkəzlərinin ümumi konsentrsiyası, m və $(M-m)$ - uyğun olaraq tutma mərkəzlərindəki elektron və deşiklərin konsentrsiyasıdır.

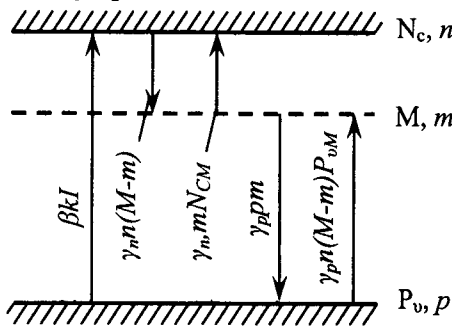
Alınmış ifadələrdə (məsələn, c -zona ilə tələlər arasında baş verən keçidlər üçün) rekombinasiyanın intensivliyini xarakterizə edən $\gamma_n n(M - m)$ toplananı ilə istilik həyəcanlaşmasının intensivliyini $\gamma_n m N_c \exp(-\Delta E_M / kT)$ müqayisə etdikdə onlar arasında oxşarlıq olduğu aydın görünür. Hər iki halda γ_n rekombinasiya əmsalı iki konsentrsiyanın hasilidir: birinci halda n və $(M-m)$ konsentrsiyanının hasil, ikinci halda isə γ_n

ilə m və $N_c \exp(-\Delta E_M / kT)$ -nin hasili götürülür. Bu isə istilik həyəcanlaşmasına elə m elektronu ilə keçirici zonadakı dəşiklərin “rekombinasiyası” kimi baxmaq olduğunu demək olar. Lakin keçirici zonadakı boş dəşiklərin konsentrasiyası kimi N_c kəmiyyəti deyil $\exp(\Delta E_M / kT)$ qədər azalmış N_S kəmiyyəti götürülür. Belə ki, bu cür “rekombinasiyanın” baş verməsi üçün elektron əvvəlcədən ΔE_M energetik baryerini dəf etməlidir. $N_c \exp(-\Delta E_M / kT)$ kəmiyyətini M tutma mərkəzlərinə görə keçirici zonanın effektiv sıxlığı adlandırmaq olar. Analoji olaraq $P_\vartheta \exp(-\frac{\Delta E - \Delta E_M}{kT})$ kəmiyyəti M tutma səviyyəsinə görə ϑ -zonadakı boş dəşik hallarının (elektronların) effektiv sıxlığıdır. Bu konsentrasiyalar aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$N_{cM} = N_c \exp(-\Delta E_M / kT) \quad (10.14)$$

$$P_{\vartheta M} = P_\vartheta \exp(-\Delta E + \Delta E_M / kT) \quad (10.15)$$

Yuxarıda göstərilən (10.11)-(10.13) ifadələrinə $\Delta n + \Delta m = \Delta p$ neytrallıq şərtini də əlavə etsək, onda bu sistem tənliklərindən naməlum parametrləri təyin edə bilərik. Bunun üçün əvvəlcə stasionar halda tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların τ yaşama müddətini hesablayaq.



Şəkil 10.3. Bir tutma mərkəzi olan yarımkəçiricidə ən mühüm optik keçidlər.

(10.12) tənliyi stasionar halda ($\frac{dm}{dt} = 0$)

$$\gamma_n [n(M - m) - mN_{cM}] = \gamma_p [mp - (M - m)P_{\varnothing M}] \quad (10.16)$$

(10.11) və (10.13) ifadələrinə əsasən (10.16) tənliyini aşağıdakı kimi olacaq:

$$\gamma_n [n(M - m) - mN_{cM}] = \beta k I \quad (10.17)$$

$$\gamma_p [mp - (M - m)P_{\varnothing M}] = \beta k I \quad (10.18)$$

Sonuncu (10.16)-(10.17) və ya (10.18) ifadələrinə əsasən tutma mərkəzlərindəki elektron (m) və desiklərin ($M-m$) konsentrasiyaları hesablanır:

$$m = M \frac{\gamma_p P_{\varnothing M} + \gamma_n n}{\gamma_p (P_{\varnothing M} + p) + \gamma_n (N_{cM} + n)} \quad (10.19)$$

$$M - m = \frac{\gamma_n N_{cM} + \gamma_p p}{\gamma_p (P_{\varnothing M} + p) + \gamma_n (N_{cM} + n)} \quad (10.20)$$

m və ($M-m$) -in (10.19) və (10.20) tənliklərindən hesablanmış qiymətlərini (10.17) və ya (10.18) tənliyində nəzərə alsaq,

$$M \frac{\gamma_n \gamma_p (np - N_{cM} P_{\varnothing M})}{\gamma_p (P_{\varnothing M} + p) + \gamma_n (N_{cM} + n)} = k \beta I \quad (10.21)$$

Ümumi halda (10.21) ifadəsinə əsasən τ yaşama müddətini hesablamaq bir qədər çətin olduğundan yaşama müddətinin qiymətini tutma mərkəzlərinin kiçik və böyük konsentrasiyalarında hesablamaq məqsədəuyğundur.

10.4.1. Tutma mərkəzlərinin kiçik konsentrasiyalarında τ yaşama müddətinin hesablanması. Tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarını n_0, p_0 , tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarını isə $\Delta n, \Delta p$ ilə işarə edək. Onda

$$n = n_0 + \Delta n \quad (10.22)$$

$$p = p_0 + \Delta p \quad (10.23)$$

Digər tərəfdən tutma mərkəzlərinin kiçik konsentrasiyalarında neytrallıq şərti sadələşir:

$$\Delta n = \Delta p \quad (10.24)$$

Stasionar halda τ yaşama müddəti

$$\tau = \frac{\Delta n}{k\beta I} \quad (10.25)$$

Sonuncu düsturda $k\beta I$ -nin əvəzinə (10.21)-dəki ifadəsini yazsaq,

$$\tau = \frac{n_0 + N_{cM} + \Delta n}{\gamma_p M (n_0 + p_0 + \Delta n)} + \frac{p_0 + P_{\varnothing M} + \Delta n}{\gamma_n M (n_0 + p_0 + \Delta n)} \quad (10.26)$$

$\frac{1}{\gamma_p M} = \tau_{p0}$ və $\frac{1}{\gamma_n M} = \tau_{n0}$ ilə işarə etsək, (10.26) ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşər

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + N_{cM} + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \tau_{n0} \frac{p_0 + P_{\varnothing M} + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} \quad (10.27)$$

Yaşama müddəti üçün alınmış ümumi (10.27) ifadəsini xüsusi hallarda araşdıraraq.

a) Kiçik işıqlanma intensivliyi

İşıqlanma intensivliyinin kiçik qiymətlərində (10.27) ifa-

dəsinin məxrəc və sürətindəki Δn həddini atmaq olar. Onda

$$\tau = \tau_{p0} \frac{n_0 + N_{cM}}{n_0 + p_0} + \tau_{n0} \frac{p_0 + P_{\partial M}}{n_0 + p_0} \quad (10.28)$$

Sonuncu ifadədən görüldüyü kimi τ yaşama müddəti tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılı olmayıb, ancaq tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından (n_0 , p_0) və tutma mərkəzlərinin energetik vəziyyətindən asılıdır (N_{cM}).

Şəkil 10.4-də (10.28) ifadəsinə əsasən τ yaşama müddətinin loqarifmasının Fermi səviyyəsinin (F) vəziyyətindən asılılıq qrafiki verilmişdir. Sadəlik üçün tutma mərkəzlərinin qadağan olunmuş zolağın yuxarı hissəsində yerləşdiyi nəzərdə tutulur,

$$N_{cM} \gg n_i \gg P_{\partial M} \quad (10.29)$$

Bu ifadəni nəzərə alsaq, onda (10.28) düsturunu elektron ($n_0 \gg p_0$) və deşik ($p_0 \gg n_0$) yarımkəçiriciləri üçün ayrılıqda yazı bilərik

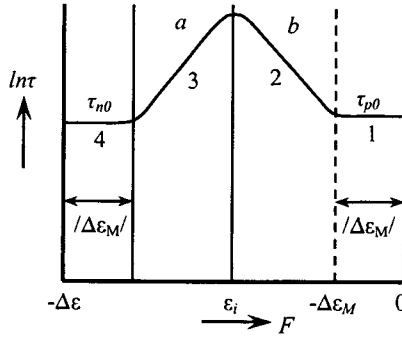
$$\tau = \tau_{p0} + \tau_{p0} \frac{N_{cM}}{n_0} = \tau_{p0} + \tau_{p0} \exp(-\Delta E_M - F/kT) \quad (10.30)$$

$$\tau = \tau_{n0} + \tau_{p0} \frac{N_{cM}}{p_0} = \tau_{n0} + \tau_{p0} \frac{N_c}{P_{\partial}} \exp(-\Delta E_M + F + \Delta E/kT) \quad (10.31)$$

Şəkil 10.4-dən görüldüyü kimi τ -nun F Fermi səviyyəsinin vəziyyətindən asılı olaraq dəyişməsi dörd hissədən ibarətdir:

1-ci hissədə Fermi səviyyəsi M tutma mərkəzinə nəzərən keçirici zonaya yaxın olduğundan $n_0 \gg p_0 \gg P_{\partial M}$ (10.28) ifadəsinə nəzərən $\tau = \tau_{p0}$ olacaqdır. τ sabit kəmiyyət olub, ancaq

elektronlarla dolu olan tutma mərkəzlərinin sayından və xassələrindən asılı olacaqdır.



Şəkil 10.4. Yaşama müddətinin Fermi səviyyəsinin vəziyyətindən asılılığı.

2-ci hissədə Fermi səviyyəsi M tutma mərkəzinə nəzərən keçirici zonadan uzaq olduğundan $N_{CM} \gg n_0 \gg p_0 \gg P_{\vartheta M}$ (10.28) ifadəsinə nəzərən

$$\tau = \tau_{p0} \frac{N_{CM}}{n_0} = \exp(-\Delta E_M - F / kT) \quad (10.32)$$

Buradan görünür ki, Fermi səviyyəsi aşağı endikcə τ eksponensial olaraq artır.

3-cü hissədə yarımkeçirici p-tipə çevrilir. Bu zaman $N_{CM} \gg n_0$ olur, (10.28) ifadəsinə görə

$$\tau = \tau_{p0} \frac{N_{CM}}{P_0} = \frac{N_c}{P_0} \tau_{p0} \exp(F + \Delta E - \Delta E_M / kT) \quad (10.33)$$

Doğrudan da Fermi səviyyəsi aşağı endikcə τ yaşama müddəti azalır.

Nəhayət, 4 -cü hissədə Fermi səviyyəsi M tutma mərkəzinə nəzərən valent zonasına yaxın olduğundan $p_0 \gg N_{CM}$ olacaqdır. Yarımkeçiricinin p-tip olduğunu nəzərə alsaq ($p_0 \gg n_0$), onda (10.28) ifadəsindən

$$\tau = \tau_{n0} \quad (10.34)$$

alınar, yəni yaşama müddəti Fermi səviyyəsinin vəziyyətindən asılı deyil. Bu halda tutma mərkəzləri boşdur və tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların yaşama müddəti τ_{n0} -a bərabərdir.

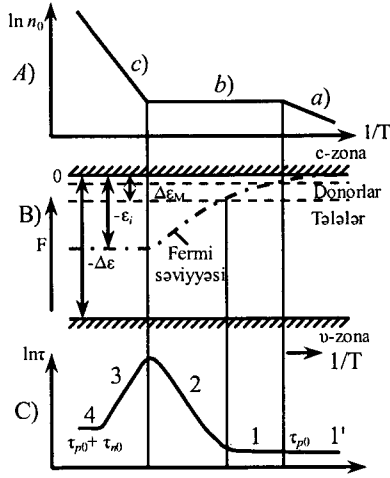
b) Yaşama müddətinin temperaturdan asılılığı

Yuxarıda biz yaşama müddətinin sabit temperaturda Fermi səviyyəsinin vəziyyətindən asılı olaraq dəyişməsinə baxdıq. Başqa sözlə, τ -nun aşqarların növündən və miqdarından asılılığını araşdırdıq. Verilmiş tərkibdə olan yarımkeçiricidə yaşama müddətinin temperaturdan asılılığı böyük maraq kəsb edir. Əvvəlcə aşqarlı, məsələn, n-tip yarımkeçiriciyə baxaq. Belə yarımkeçiricidə temperatur artdıqca konsentrasiyanın üç oblastda dəyişməsi müşahidə olunur (şəkil 10.5, A): temperatur artdıqca konsentrasiyanın aşqar oblastda artması (a); aşqarların tam ionizasiya olunmuş oblastı (b); məxsusi oblastda konsentrasiyanın sürətlə artması (b).

(a) oblastında temperatur dəyişdikdə Fermi səviyyəsi donor səviyyəsi ilə keçirici zona arasında, yəni tutma mərkəzlərindən yuxarıda yerləşir. Bu zaman $n_{CM} \ll n_0$ və (10.30) tənliyindən $\tau = \tau_{p0}$ (şəkil 10.5, B, 1' oblastı).

Temperaturun artması ilə (b) oblastına keçdikdə n_0 sabit qalır, N_{CM} isə temperatur artdıqca eksponensial olaraq artır. Lakin $N_{CM} < n_0$ şərti ödəndikcə $\tau = \tau_{p0}$ asılılığı öz qüvvəsində qalır (şəkil 10.5, B,1 oblastı). Temperaturun artması ilə $N_{CM} > n_0$ şərti ödəndikcə (10.30) tənliyinə əsasən

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}} N_{CM} = \frac{\tau_{p0}}{n_0} \frac{2}{h^3} (2\pi m_n k)^{3/2} T^{1/2} \exp\left(-\frac{\Delta E_M}{kT}\right) = \\ &= \text{const}^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta E_M}{kT}\right) \end{aligned} \quad (10.35)$$



Şəkil 10.5. Tarazlıqda olan konsentrasiyanın (A), Fermi səviyyəsinin (B) və yaşama müddətinin (C) temperatur asılılıqları.

Şəkildən görüldüyü kimi 2-ci oblastda temperatur artıqca yaşama müddəti də artır. $\ln \tau = f\left(\frac{1}{T}\right)$ asılılığından tutma mərkəzlərinin aktivləşmə enerjisini hesablamaq olar (şəkil 10.5, C, 2 oblastı). Temperaturun artması ilə τ -nın artması məxsusi keçiricilik oblastına qədər davam edir. Məxsusi oblastda τ əvvəlcə eksponensial olaraq azalır (şəkil 10.5, C, 3 oblastı), sonra isə müəyyən bir məhdud qiymətə çatır (4 oblastı).

Aşqarların tam ionlaşma oblastında n_0 məlum olduqda 1 oblastından 2 oblastına keçid oblastında aşqarların dərinliyini hesablamaq olar. Doğrudan da, bu oblastda

$$n_0 = N_c \exp(-\Delta E_M / kT_{\Pi}) \quad (10.36)$$

burada T_{Π} - 1 oblastından 2 oblastına keçid temperaturudur. Sonuncu ifadədən

$$\Delta E_M = kT_i \ln \frac{N_c}{n_0} \quad (10.37)$$

Bu ifadəyə daxil olan $\ln \frac{N_c}{n_0}$ həddi bilavasitə τ -nun temperatur asılılığından təyin olunur. Doğrudan da, (10.35) ifadəsindən görüldüyü kimi şəkil 10.5,C, 2 oblastının ordinat oxunu kəsənə qədər ekstrapolasiyasından $\ln(\tau_{p0} \frac{N_c}{n_0})$ həddini hesablamaq olar, buradan isə τ_{p0} bilərək 1 oblastından $\ln \frac{N_c}{n_0}$ tapmaq olar.

v) İşıqlanma intensivliyinin böyük qiymətləri

Həyəcanlaşma intensivliyi böyük olduqda tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların Δn konsentrasiyası (10.27) formuluna daxil olan digər konsentrasiyalardan ($n_0, p_0, N_{cm}, P_{\text{BM}}$) böyük olur. Onda

$$\tau_{\infty} = \tau_{p0} + \tau_{n0} = \frac{1}{M} \left(\frac{\gamma_n + \gamma_p}{\gamma_n \gamma_p} \right) \quad (10.38)$$

Kiçik həyəcanlaşma intensivliyində τ yaşama müddəti ilk növbədə, tarazlıqda olan konsentrasiyalardan ($n_0, p_0, N_{cm}, P_{\text{BM}}$), temperaturdan və nümunənin tərkibindən asılı olduğu halda, yüksək həyəcanlaşma intensivliyində τ , ancaq tutma mərkəzlərinin sayından və xüsusiyyətlərindən asılı olur.

q) İxtiyarı işıqlanma intensivliyi

Yuxarıda kiçik və böyük həyəcanlaşma intensivliyində τ yaşama müddətinin ifadələrini müəyyən etdik. Ümumi halda, (10.27) ifadəsindən istifadə olunur. Bu halda yaşama müddətini aşağıdakı şəkildə yazmaq olar:

$$\tau = \tau_0 \frac{1 + a\Delta n}{1 + c\Delta n} \quad (10.39)$$

burada τ_0 kiçik həyəcanlaşma intensivliyindəki yaşama müddəti, a və c isə intensivlikdən asılı olmayan əmsallar olub,

aşağıdakı kimi təyin olunur:

$$a = \frac{\tau_{p0} + \tau_{n0}}{\tau_{p0}(n_0 + N_{cM}) + \tau_{n0}(p_0 + P_{\varnothing M})} \quad (10.40)$$

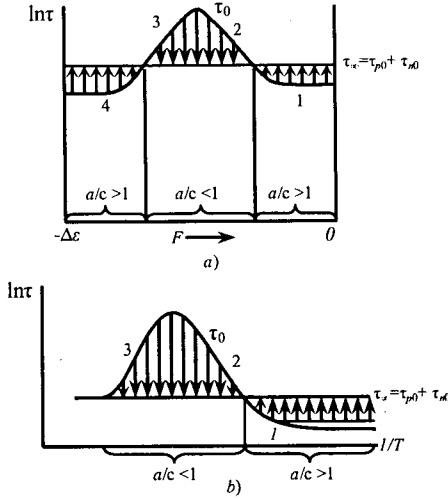
$$c = \frac{1}{n_0 + p_0} \quad (10.41)$$

Şəkil 10.6-da kiçik və böyük intensivliklərdə yaşama müddəti τ_0 -ın Fermi səviyyəsinin vəziyyətindən (a) və temperaturdan (b) asılılıqları verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi böyük intensivlikdə $\tau_{\infty} = \tau_{p0} + \tau_{n0}$ asılılığı düz xətt verir. Ştrix xəttlə göstərilmiş oblast isə τ yaşama müddətinin hər hansı bir intensivlikdəki asılılığını xarakterizə edir. Şaquli ox işarələri isə Fermi səviyyəsinin (şəkil 10.6,a) və temperaturun (şəkil 10.6,b) verilmiş vəziyyətində intensivlik artıqca τ yaşama müddətinin dəyişmə istiqamətini göstərir.

10.4.2. Bir neçə tip mərkəz halında rekombinasiya. Yarımkəçiricilərin qadağan olunmuş zolağında energetik vəziyyətlərinə və tutma en kəsiklərinə görə bir-birindən fərqlənən bir neçə tip tutma mərkəzi mövcud ola bilər. Bu tutma mərkəzləri yalnız keçirici və valent zonasının elektronları ilə mübadilədə olduqlarından (tutma mərkəzləri arasındakı keçidlər istisna olmaqla), onların rekombinasiya prosesinə təsiri sadəcə olaraq toplanır. Onda effektiv stasionar yaşama müddəti τ aşağıdakı düsturla təyin oluna bilər

$$\frac{1}{\tau} = \sum_k \frac{1}{\tau_k} \quad (10.42)$$

burada k - tutma mərkəzinin tipinin nömrəsini əks etdirir.



Şəkil 10.6. Kiçik və böyük intensivliklərdə yaşama müddətinin Fermi səviyyəsinin vəziyyətindən (a) və temperaturdan (b) asılılığı.

Əgər tutma mərkəzlərindən birinin konsentrasiyası tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların n_0 və p_0 konsentrasiyalarından az deyilsə, onda tutma mərkəzlərinin qarşılıqlı təsirini nəzərə almaq lazımdır. Bu qarşılıqlı təsir ona gətirib çıxarır ki, neytrallıq şərti aşağıdakı şəkildə yazılır

$$\Delta n - \Delta p = \sum_k \Delta m_k \quad (10.43)$$

Bu zaman Δn və Δp arasındakı münasibət müxtəlif növ tutma mərkəzlərindən asılı olacaqdır. Onda birbaşa rekombinasiyada iştirak etməyən bir çox tutma mərkəz Δn və Δp arasındakı münasibətin dəyişməsi nəticəsində rekombinasiyada iştirak edən digər rekombinasiya mərkəzlərinə təsir göstərə bilər. Ancaq bütün növ tutma mərkəzlərinin miqdarının kiçik qiymətlərində və neytrallıq şərti $\Delta n = \Delta p$ olduqda, müxtəlif tutma mərkəzlərinin təsiri additiv olaraq toplanır və yaşama müddəti τ (10.42) ifadəsi ilə hesablanır.

10.5. Oje rekombinasiyası

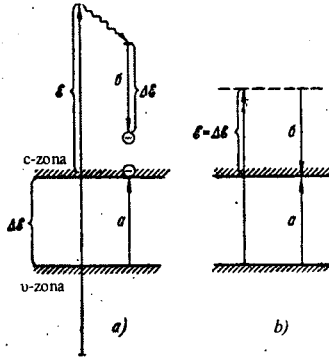
Yuxarıda deyildiyi kimi, rekombinasiya prosesi ya bir-başə, ya da k₁, kristal qəfəsin çatışmazlıqlarından biri vasitəsi ilə baş verə bilər. Digər tərəfdən, rekombinasiya prosesində həyəcanlaşmış yükdaşıyıcıların enerjisinin kənara verilməsi yollarının müəyyənləşdirilməsi də vacib məsələlərdən biridir. Sərbəst elektron və deşiklər arasında bir-başə və eyni zamanda sərbəst yükdaşıyıcıların biri ilə kristal qəfəsin defektləri tərəfindən tutulmuş digər yükdaşıyıcı arasındakı rekombinasiya prosesinə aid çoxlu sayda təcrübi faktlar var. Adətən, yükdaşıyıcıların konsentrasiyaları kiçik olduqda kristal qəfəsin çatışmazlıqları vasitəsilə baş verən rekombinasiya növü, yükdaşıyıcıların konsentrasiyaları böyük olduqda isə bir başə rekombinasiya prosesi üstünlük təşkil edir.

İşığın təsiri ilə həyəcanlaşmış elektron və deşiklərin rekombinasiyası zamanı ayrılan enerji müxtəlif üsulla yayıla bilər: 1) rekombinasiya foton şüalanması ilə baş verə bilər, özü də hər bir fotonun enerjisi yükdaşıyıcıların rekombinasiyaya qədər malik olduqları enerjinin fərqinə bərabərdir; 2) rekombinasiya bir neçə fononun yaranması ilə baş verir, özü də fononların enerjilərinin cəmi yükdaşıyıcıların rekombinasiya prosesində verdiyi enerjiyə bərabər olur; 3) üç zərrəciyin toqquşması ilə baş verən rekombinasiya. Bu zaman ayrılan artıq enerji üçüncü zərrəciyə ötürülür. Bu proses zərbə rekombinasiyası və ya Oje rekombinasiyası adlanır. Adı çəkilən rekombinasiya prosesləri eyni zamanda da baş verə bilər.

Zərbə rekombinasiyası və ya Oje rekombinasiyasını izah etməzdən əvvəl zərbə ilə ionlaşma prosesini izah edək, çünki Oje rekombinasiyası elə zərbə ionlaşmasının əks prosesidir.

Zərbə ionlaşma effekti yarımkeçirici kristalı böyük enerjili kvantlarla həyəcanlaşdırdıqda baş verir. Doğrudan da $h\nu$ enerjili kvantın kristalda udulması nəticəsində keçirici zonaya keçən elektronun E enerjisi qadağan olunmuş zolağın enindən böyük olarsa, belə elektron öz enerjisinin bir hissəsini valent zonasındakı elektrona verərək onu keçirici zonaya keçirə bilər (şəkil 10.7,a). Bu zaman birinci elektron öz enerjisini azaldaraq

keçirici zonanın minimumuna düşür (şəkil 10.7, b). Beləliklə, böyük enerjili bir fotonun kristalda udulması ikinci bir prosesin, zərbə ilə ionlaşmanın nəticəsində iki elektron və iki deşiyin yaranmasına səbəb olur. Adi şəraitdə yaranan bir elektron-deşik cütünün əvəzinə iki elektron-deşik cütü yaranır, yəni çoxaltma prosesi baş verir. Fotonun enerjisini artırmaqla çox sayda zərbə ilə ionlaşma prosesinə nail olmaq olar.



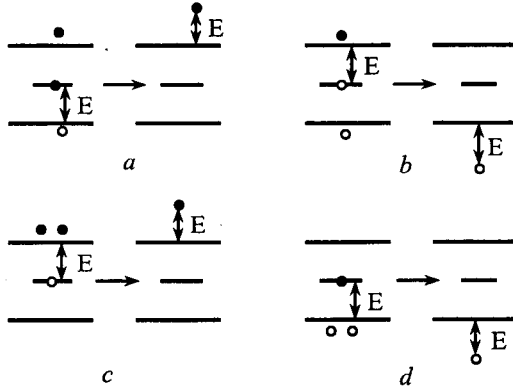
Şəkil 10.7. Böyük enerjili fotonların udulması ilə baş verən elektron keçidlərinin sxemi.

Oje rekombinasiyasının baş verə biləcəyi hallara aid misallar şəkil 10.8-də verilmişdir. Bütün göstərilən hallarda üç növ yükdaşıyıcı iştirak edir. Bunlardan ikisi bilavasitə rekombinasiya prosesində iştirak edir, üçüncü yükdaşıyıcı isə artıq enerjini özü ilə aparır. Şəkil 10.8,a və şəkil 10.8,b-də artıq enerji qeyri-əsas yükdaşıyıcıya verilir. Şəkil 10.8, b və şəkil 10.8, r-də isə artıq enerji əsas yükdaşıyıcıya verilir. Oje rekombinasiyanın əsas xüsusiyyəti ondan ibarətdir ki, qeyri-əsas yükdaşıyıcıların yaşama müddəti sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılıdır. Ümumi halda p-tip yarımkəçirici üçün bu asılılıq

$$\frac{1}{\tau} = Anp + Bp^2 \quad (10.44)$$

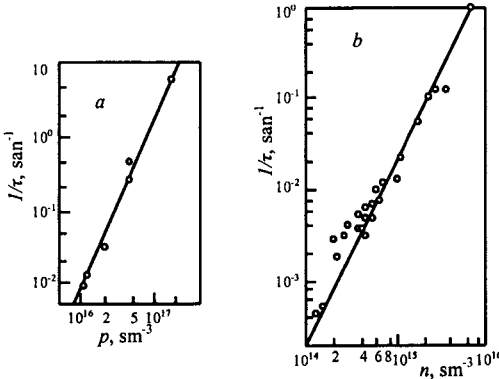
n-tip nümunə üçün isə bu asılılıq

$$\frac{1}{\tau} = Anp + Bn^2 \quad (10.45)$$



Şəkil 10.8. Müxtəlif tip zərbə rekombinasiyaları.

Bu ifadələrin birinci həddləri artıq enerjinin qeyri-əsas yükdaşıyıcıya, ikinci həddləri artıq enerjinin əsas yükdaşıyıcıya verilməsini göstərir. Adətən, üstünlüyü ikinci hədd təşkil edir. $A \gg B$ halında, birinci hədd üstünlük təşkil edir və onda $\frac{1}{\tau} = Anp = An_i^2$ və yaşama müddəti τ istifadə olunan nümunənin xüsusiyyətlərindən asılı olmamalıdır.



Şəkil 10.9. Si kristalında yaşama müddətinin tərs qiymətinin əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılılığı: a-p-tip maddə; b- n- tip maddə.

Şəkil 10.9,a-da p-tip Si kristalında yaşama müddətinin

tərs qiymətinin dəşiklərin konsentrasiyasından asılılığı verilmişdir. Buna oxşar asılılıq n-tip Si kristalında da alınmışdır. Şəkil 10.9,b-də yaşama müddətinin tərs qiymətinin elektronların konsentrasiyasından asılılığı verilmişdir. Hər iki halda $\frac{1}{\tau} \sim n_i^2$ asılılığı ödəyir, bu da Si kristalında Oje rekombinasiyasının təcrübi olaraq müşahidə olunduğunu göstərir.

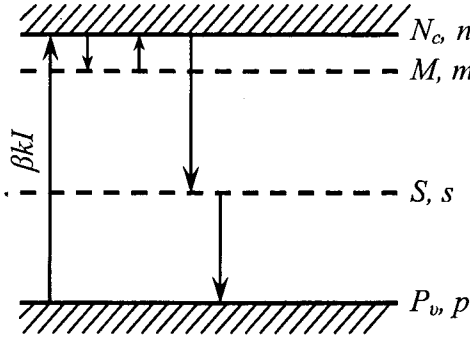
10.6. Yapışma mərkəzlərinin fotokeçiriciliyə təsiri

Təcrübələr göstərir ki, yapışma mərkəzləri fotokeçiriciliyə əhəmiyyətli dərəcədə təsir göstərir. Sadəlik üçün yüksək optik həyəcanlaşma halına baxaq. Bu halda $n_0 \ll \Delta n \approx n_s, p_0 \ll \Delta p \approx p$. Işıqlanma nəticəsində yaranan elektron və dəşiklərin S rekombinasiya mərkəzi vasitəsilə rekombinasiya olunduğunu fərz edək (şəkil 10.10). Bu mərkəzin konsentrasiyası böyük olduğundan işıqlanma onların doldurulmasına təsir göstərmir, yəni dolu (s) və boş (S-s) mərkəzlərin konsentrasiyası dəyişməz qalır. Bu şəraitdə elektron və dəşiklərin yaşama müddəti müxtəlif olsa da, sabit kəmiyyətlərdir:

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma_{nS}(S-s)} = \text{const} \quad (10.46)$$

$$\tau_p = \frac{1}{\gamma_{pS}S} = \text{const} \quad (10.47)$$

Fərz edək ki, $\tau_n \gg \tau_p$. Bu o deməkdir ki, dəşiklər S rekombinasiya mərkəzi tərəfindən daha tez zəbt olunur və tarazlıqda olmayan keçiricilik bir növ yükdaşıyıcı ilə təyin olunur (baxılan halda elektronlarla). Belə keçiricilik monopolyar keçiricilik adlanır.



Şəkil 10.10. Bir rekombinasiya mərkəzi və bir yapışma mərkəzi olan halda optik keçidlərin sxemi.

Monopolyar keçiricilikdə yapışma mərkəzinin tarazlıqda olmayan elektronların relaksasiyasına təsirinə baxaq. Bunun üçün yarımkəçiricidə S rekombinasiya mərkəzindən başqa, keçirici zonanın bilavasitə yaxınlığında, tarazlıq halında boş olan M mərkəzinin də olduğunu qəbul edək. Belə mərkəzlər, adətən, yapışma mərkəzləri rolunu oynayır. Doğrudan da, dəyişmələrin bu mərkəz tərəfindən birbaşa tutulması mümkün deyil, çünki dəyişmələr S mərkəzində lokallaşmışdır. Keçirici zonadan zəbt olunan elektronlar isə yalnız termik keçid vasitəsilə yenidən keçirici zonaya qayıda bilər. Beləliklə, M mərkəzi bu halda yapışma mərkəzi rolunu oynayır ($k \approx 0$).

Yapışma mərkəzinin elektronlarla tam dolmamasını qəbul etsək, onda keçirici zonada elektronların vahid zamanda dəyişməsinə aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\frac{dn}{dt} = \beta k I - \frac{n}{\tau_n} - \gamma_n n M + \gamma_n m N_{cM} \quad (10.48)$$

burada τ_n (10.46) ifadəsi ilə təyin olunur və sabit kəmiyyətdir.

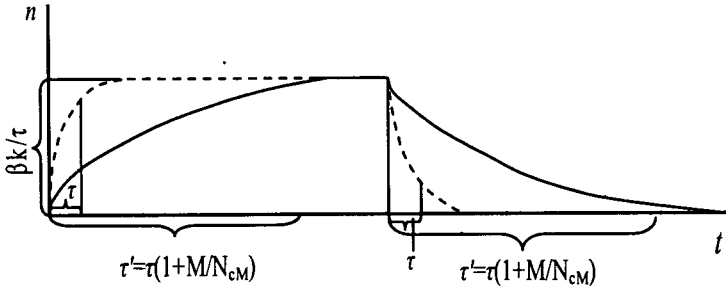
Digər tərəfdən keçirici zona və M mərkəzindəki elektronlar S rekombinasiya mərkəzi tərəfindən zəbt olunduğundan

$$\frac{d(n+m)}{dt} = \beta k I - \frac{n}{\tau_n} \quad (10.49)$$

Sonuncu ifadədən göründüyü kimi stasionar halda

$$n_{st} = \beta k I \tau_n, \quad (10.50)$$

yəni konsentrasiyanın ifadəsi, yapışma mərkəzi olmayan halda hesablanmış ifadəsindən fərqlənir. Oudur ki, stasionar halda yapışma mərkəzlərinin fotokeçiriciliyə heç bir təsir göstərmədiyini söyləyə bilərik. Yapışma mərkəzlərinin fotokeçiriciliyə təsiri yalnız qeyri-stasionar halda baş verir. Şəkil 10.11-də sxematik olaraq yarımkəçiricidə yapışma mərkəzi olduğu halda fotokeçiriciliyin relaksasiya əyriləri verilmişdir. Göründüyü kimi yapışma mərkəzinin olmadığı halda relaksasiyanın qalxma və düşmə əyriləri yapışma mərkəzi olduğu hala nisbətən daha sürətlə dəyişir. Qeyd etmək lazımdır ki, yarımkəçiricilərdə yapışma mərkəzlərinin rolu fotokeçiriciliyin kinetikasının tədqiqində özünü daha aşkar şəkildə göstərir.



Şəkil 10.11. Yapışma mərkəzi olan halda relaksasiya əyriləri.

XI FƏSİL

KOMBİNƏ OLUNMUŞ FOTOELEKTRİK HADİSƏLƏRİ

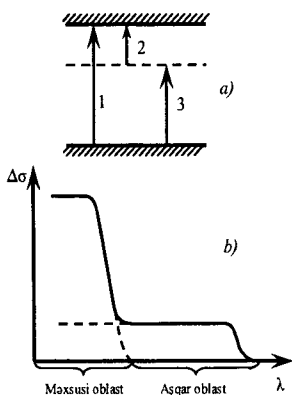
Məxsusi və ya aşqar fotokeçiriciliyi ayrı-ayrılıqda tədqiq etməklə yanaşı, tarazlıqda olmayan proseslərin kombinə olunmuş halda (eyni zamanda və ya ardıcıl olaraq) tədqiqi də böyük maraq doğurur. Kombinə olunmuş həyəcanlaşma bir sıra qeyri-adi prosesləri müşahidə etməyə və yeni üsullarla maddənin parametrlərini təyin etməyə imkan verir. Bir neçə kombinə olunmuş həyəcanlaşma prosesi ilə tanış olaq.

11.1. Aşqar fotokeçiriciliyi və onun əsas xüsusiyyətləri

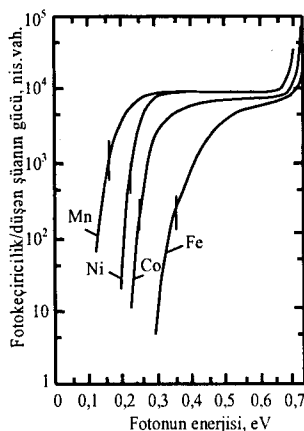
Məlumdur ki, işığın təsiri ilə yarımkeçiricilərdə zona-zona keçidlərindən başqa aşqar səviyyələri ilə zonalar arasında da optik keçidlər mövcuddur. Belə keçidlər nəticəsində yaranan fotokeçiricilik aşqar fotokeçiriciliyi adlanır. Ümumiyyətlə, yarımkeçiricinin qadağan olunmuş zolağında yerləşən istənilən səviyyənin, istər aşqar mərkəzlərinin, istərsə də müxtəlif növ struktur defektlərinin fotonların təsiri ilə ionlaşması aşqar udulmaya və fotokeçiriciliyə səbəb olur.

Qadağan olunmuş zolaqda yerləşən səviyyələrin ionlaşması üçün zona-zona keçidlərinə nəzərən kiçik enerjili fotonlar tələb olunduğundan, aşqar fotokeçiriciliyin uzundalğalı sərhədi məxsusi fotokeçiriciliyə nəzərən uzundalğalı oblasta tərəf sürüşəcəkdir (şəkil 11.1). Bundan əlavə, adətən, aşqarların konsentrasiyası kristal qəfəsin atomlarının konsentrasiyasından bir neçə tərtib kiçik olduğundan, aşqar fotokeçiricilik məxsusi fotokeçiriciliyə nəzərən zəif olacaqdır. Şəkil 11.2-də müxtəlif aşqarlara vurulmuş Ge kristalı üçün aşqar fotokeçiriciliyin spektral xarakteristikaları verilmişdir.

Aşqar fotokeçiriciliyin əsas xüsusiyyətləri dedikdə, daha doğrusu aşqar fotokeçiriciliyi məxsusi fotokeçiricilikdən fərqləndirən cəhətləri dedikdə onun məxsusi fotokeçiriciliyə nəzərən uzundalğalı oblasta sürüşməsi və nisbətən zəif olması



Şəkil 11.1. a) məxsusi (1) və aşqar (2,3) həyəcanlaşmada optik keçidlər; b) fotokeçiriciliyin spektral paylanmasının sxematik təsviri.

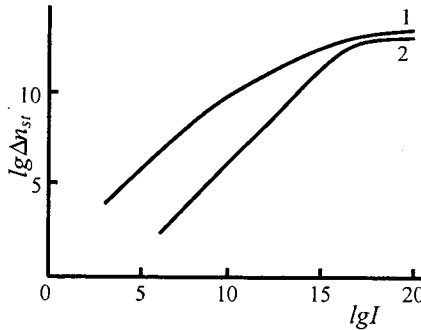


Şəkil 11.2. Mn, Fe, Co və Ni ilə aşqarlanmış p-tip Ge kristallarının fotokeçiriciliyinin spektral asılılıqları.

ilə yanaşı daha iki xüsusiyyəti nəzərə almaq lazımdır. Məxsusi fotokeçiricilikdə kristalın həyəcanlaşması eyni miqdarda sərbəst elektron və deşiklərin yaranmasına səbəb olur, aşqar fotokeçiricilikdə isə bir növ zərrəcik ya elektronlar, ya da ki, deşiklər yaranır. Başqa sözlə məxsusi fotokeçiricilik bipolar olduğu halda aşqar fotokeçiricilik monopolyar xarakter daşıyır. İkinci əsas xüsusiyyət ondan ibarətdir ki, aşqar oblastda udma əmsalı həyəcanlaşdırıcı işığın intensivliyindən asılı olur. Doğrudan da, əgər işığın təsiri ilə elektronlar aşqar səviyyədən keçirici zonaya keçirsə, bu aşqar səviyyənin boşalmasına səbəb olur və nəticədə udma əmsalı dəyişir. İntensivliyin generasiyası βkI -yə bərabər olduğundan (β -kvant çıxışı, k -udma əmsalı, I -işığın intensivliyidir) və k sabit qalmadığından (I artıqca azaldığından), məxsusi fotokeçiriciliyin generasiyası işığın intensivliyi ilə mütənəsb olduğu halda, aşqar fotokeçiriciliyin lyuks-ampere xarakteristikasında $\Delta\sigma = f(I)$ mütənəsblik şərti ödənmir.

Şəkil 11.3-də aşqar fotokeçiriciliyə məxsus olan tipik lyuks-ampere xarakteristika verilmişdir. Şəkildən görüldüyü ki-

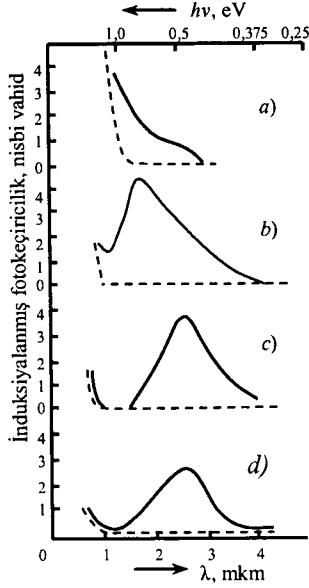
mi kiçik intensivliklərdə fotokeçiricilik intensivlikdən xətti asılı olaraq dəyişir, böyük intensivliklərdə isə bu asılılıq doyma halına çatır. Bu da təbiidir, çünki, böyük intensivliklərdə praktik olaraq bütün elektronlar aşqar səviyyədən keçirici zonaya keçdiyindən fotokeçiriciliyin qiyməti dəyişmir.



Şəkil 11.3. Stasionar konsentrasiyanın işıq intensivliyindən asılılığı: 1- $T=77K$; 2- $T=190K$.

11.2. İnduksiyanmış aşqar fotokeçiricilik

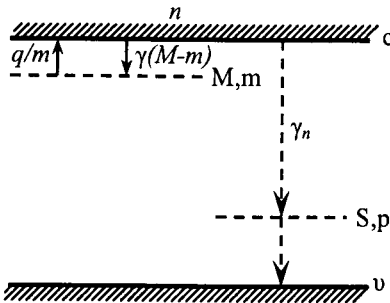
Bir çox yarımkeçiricilərdə aşqar fotokeçiriciliklə yanaşı “induksiyanmış” aşqar fotokeçiricilik hadisəsi də müşahidə olunur. Bu hadisə ondan ibarətdir ki, yarımkeçiricidə normal halda aşqar fotokeçiricilik müşahidə olunmadıqda və ya zəif olduqda, əvvəlcə nümunə məxsusi oblasta uyğun gələn işıqla işıqlandırılır və sonra işıqlanma kəsilir, bu zaman aşqar fotokeçiricilik yaranır və ya kəskin artır. Şəkil 11.4-də bəzi yarımkeçirici maddələrin maye azot temperaturunda ($T=77 K$) induksiya olunmuş aşqar fotokeçiriciliyin spektral asılılıqları verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi, normal halda aşqar oblastında bu maddələrin fəthəssaslığı yoxdur. Ancaq, əvvəlcədən məxsusi oblasta uyğun gələn işıqla həyəcanlaşdırdıqda “induksiyanmış” aşqar fotokeçiriciliyinin maksimumları müşahidə olunur. Bu hadisə onunla izah olunur ki, məxsusi həyəcanlaşma nəticəsində boş aşqar mərkəzləri dolur və bu da kristalda fəthəssaslığın yaranmasına səbəb olur. Aşağı temperaturalarda bu fəthəssaslıq uzun müddət, hətta saatlarla qala bilər.



Şəkil 11.4. Sb_2Se_3 (a), CdTe (b), CdSe (c), CdS (d) kristallarında fotokeçiriciliyin spektral asılılığı (ştrixlənmiş əyrilər işıqlanma olmayan hala, bütöv əyrilər isə “məxsusi” işıqla həyəcanlaşmadan sonra olan hala uyğundur).

İndüksiyalanmış aşqar fotokeçiriciliyin kinetikasi ilə tanış olaq. Şəkil 11.5-də kristalda elektron keçidlərinin sxemi verilmişdir. Kristalın qadağan olunmuş zolağında tarazlıq halında boş olan M konsentrasiyalı yapışma mərkəzi göstərilmişdir. Kristalı məxsusi oblastdan olan işıqla işıqlandırdıqda valent zonasından keçirici zonaya keçən elektronlar yapışma mərkəzi tərəfindən zəbt olunur (zəbt olunan elektronların sayını m qəbul edək). Bu zaman valent zonasında yaranan deşik isə S rekombinasiya mərkəzi tərəfindən zəbt olunur. Bu model əsasında keyfiyyətə fotocərəyanın relaksasiyasının xarakterini izah etmək olar. Fərz edək ki, məxsusi işıqlanma nəticəsində M yapışma mərkəzi elektronla dolmuşdur, bir o qədər də deşik isə S rekombinasiya mərkəzində lokallaşmışdır. Temperatur aşağı olduqda yapışma mərkəzindəki elektronlar ionlaşa bilmir və orada uzun müddət qalır. Bu halda kristalı aşqar oblasta uyğun

gələn işıqla işıqlandırsaq, elektronlar M yapışma mərkəzindən keçirici zonaya keçərək “induksiyanlanmış” aşqar fotokeçiriciliyi yaradır. Ancaq bu fotokeçiriciliyin qiyməti zaman keçdikcə azalmağa başlayır. S mərkəzlərindəki dəşiklərin sayı çox, M yapışma mərkəzində isə boş yerlər olmadığından, keçirici zonaya keçən elektronlar böyük ehtimalla S səviyyəsində olan dəşiklərlə rekombinasiya edəcək. Beləliklə, M yapışma mərkəzindəki elektronlar tədricən keçirici zona vasitəsilə S rekombinasiya mərkəzinə keçəcəklər. Nəticədə, M yapışma mərkəzindəki elektronların sayı azaldığından aşqar həyəcanlaşmanın intensivliyi azalacaqdır. Ancaq M yapışma mərkəzi boşaldıqca və S rekombinasiya mərkəzi dolduqca, elektronların təkrar M mərkəzi tərəfindən zəbt olunma ehtimalı artacaq və əksinə onların S mərkəzindəki dəşiklərlə rekombinasiya etmə ehtimalı azalacaqdır. Bütün bunlar müəyyən müddətdən sonra kristalın kvazi-tarazlıq halına keçməsinə səbəb olacaqdır. Bu halda kristal aşqar fotonəzəsəsligini saxlaya biləcəkdir.



Şəkil 11.5. Elektron keçidlərinin sxemi. Ştrixlənmiş oxlarla göstərilən keçidlər “kvazistasionar” həyəcanlaşmış halda iştirak etmir.

Şəkil 11.5-ə əsasən bu prosesin kinetik tənlikləri aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$\frac{dn}{dt} = qmI + \gamma_m m N_{cM} - \gamma_m n(M - m) - \gamma_s n(n + m) \quad (11.1)$$

$$\frac{dm}{dt} = \gamma_m n(M - m) - qmI - \gamma_m m N_{cM} \quad (11.2)$$

burada γ_s -rekombinasiya əmsalı, $q = \frac{k}{m}$ - aşqar mərkəzdə elektronun fononu tutma en kəsiyidir.

Aşağı temperaturda $\gamma_m m N_{cM} \approx 0$ olduğundan və M mərkəzi əvvəlcədən işıqlanma hesabına elektronlarla dolduğundan, (11.1) və (11.2) ifadələri aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$\frac{dn}{dt} = qmI - \gamma_s n(n+m) \quad (11.3)$$

$$\frac{dm}{dt} = -qmI \quad (11.4)$$

S mərkəzinin zəbt etdiyi və p-deşiklərin konsentrasiyasına bərabər olan $m+n$ kəmiyyəti əvvəlcə cüzi dəyişdiyindən, $\frac{1}{\gamma(n+m)} = \tau = \text{const}$ götürə bilərik, onda (11.3) ifadəsinə əsasən

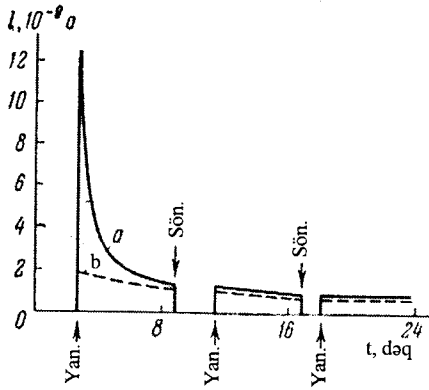
$$\frac{dn}{dt} = qmI - \frac{n}{\tau} \quad (11.5)$$

(11.4) və (11.5) ifadələrini $t=0$ -da, $n=0$ və $m = m_0 \approx M$ başlanğıc şərtləri daxilində inteqrallasaq, elektronların keçirici zonada konsentrasiyasının zamana görə dəyişməsinə tapa bilərik

$$n = \frac{qIM}{\frac{1}{\tau} - qI} [\exp(-qIt) - \exp(-\frac{t}{\tau})] \quad (11.6)$$

Şəkil 11.6-da (11.6) ifadəsi əsasında qurulmuş $n(t)$ asılılığı verilmişdir. Bu asılılıq keyfiyyətə təcrübədən alınan asılılıqla üst-üstə düşür. Şəkildən görüldüyü kimi induksiyanlanmış fotocərəyan əyrisi iki hissədən ibarətdir: 1) başlanğıc tez qalxan hissə, 2) fotocərəyanın tədricən azaldığı və sonra isə uzun müddət (bəzən saatlarla) dəyişməz qaldığı hissə. 1-ci hissəni nəzərə almasaq, əvvəlcədən məxsusi işıqla həyəcanlaşma

hesabına kristal uzun müddət kvazi-stasionar həyəcanlaşma halında qalır və zamandan asılı olmayan aşqar fotohəssaslığa malik olur.



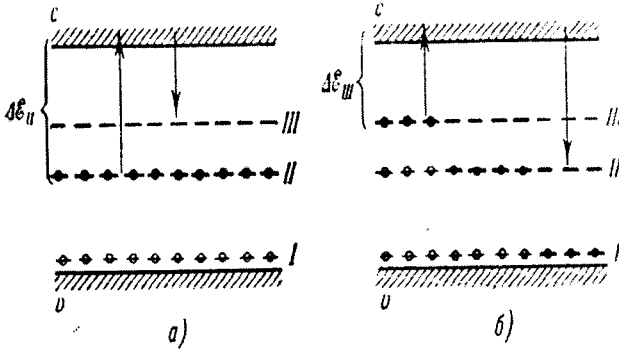
Şəkil 11.6. CdS kristalının aşqar oblastında induksiyanlanmış fotokeçiriciliyin zamandan asılılığı.

11.3. Aşqar mərkəzlərin optik yenidən yüklənməsi və aşqar fotokeçiriciliyin kinetikasi

Yarımkəçiricilərin işıqlanması nəinki keçirici və valent zonasında sərbəst elektron və deşiklərin konsentrasiyalarını dəyişir, həmçinin qadağan olunmuş zonada yerləşən lokal aşqar səviyyələrinin dolmasına da öz təsirini göstərir. Bu qeyri-xətti fotokeçiriciliyə xas olan ümumi bir xassədir, bir çox hadisələrin tədqiqində, xüsusilə də induksiyanlanmış aşqar fotokeçiricilik və aşqar mərkəzlərin optik yenidən yüklənməsi hadisələrində özünü daha qabarıq şəkildə göstərir.

İndi, keyfiyyətcə aşqar mərkəzlərin optik yenidən yüklənməsi hadisəsinə baxaq. Fərz edək ki, Cu aşqarları olan Ge kristalının qadağan olunmuş zolağında üç akseptor səviyyəsi yerləşir. Tarazlıq halında kompensasiya nəticəsində iki aşağı səviyyə elektronlarla dolu, yuxarı səviyyə isə tamamilə boşdur (şəkil 11.7,a). Belə yarımkəçiricini $h\nu \geq \Delta E_{II}$ enerjili kvantlarla işıqlandırdıqda elektronlar II səviyyəsindən keçirici zonaya keçərək, sonradan ya III səviyyəsinə, ya da yenidən geri, II səviyyəsinə qayıdacaq. III səviyyəsində boş yerlərin sayı II səviyyəsinə

yəsinə nəzərən çox olduğundan, əsasən III səviyyəsi elektronlarla dolacaq. Deməli, işıqlanma nəticəsində elektronlar II səviyyəsindən III səviyyəsinə keçəcək, yəni aşqar mərkəzlərin optik yenidən yüklənmə hadisəsi baş verəcək. Əgər temperatur kifayət qədər aşağıdırsa işığın təsiri kəsildikdən sonra belə kristalın tarazlıqda olmayan halı uzun müddət qala bilər (şəkil 11.7,b). Sistemi əvvəlki hala qaytarmaq üçün kristalı $h\nu \geq \Delta E_{III}$ enerjili işıqla işıqlandırmaq lazımdır.

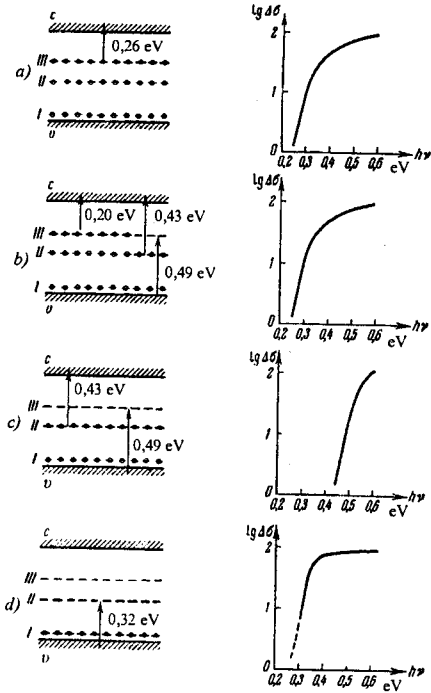


Şəkil 11.7. Aşqar mərkəzlərin optik yenidən yüklənməsi sxemi.

Aşqar mərkəzlərin optik yenidən yüklənməsi hadisəsi fotoelektrik hadisələrinin kinetikasına öz təsirini göstərir. Məsələn üçün dörd qrup nümunəyə baxaq. Bunlara uyğun zona sxemləri şəkil 11.8-in sol tərəfində göstərilmişdir. Sağ tərəfdə isə fotokeçiriciliyin aşqar oblastda spektral xarakteristikaları verilmişdir.

Müxtəlif qrup nümunə üçün aşqar fotokeçiriciliyin kinetikasi şəkil 11.9-un sol tərəfində göstərilmişdir. Ümumiyyətlə, ayrılər iki hissədən, “yavaş” və “tez” dəyişən hissələrdən ibarətdir. I və IV qrup nümunədə “tez” dəyişən komponentlər, II və III qrup nümunədə isə “yavaş” dəyişən komponentlər müşahidə olunur. II və III qrupda işıqlanma zamanı hər iki komponent iştirak edir. Belə relaksasiya ayrılərinin alınmasına səbəb bir tərəfdən işıqlanmanın təsiri ilə elektronların zonalara keçidi nəticəsində miqdarı generasiya tempi ilə tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların yaşama müddətinin hasililə təyin olunan tarazlıqda olmayan keçiriciliyin yaranması, digər tərəf-

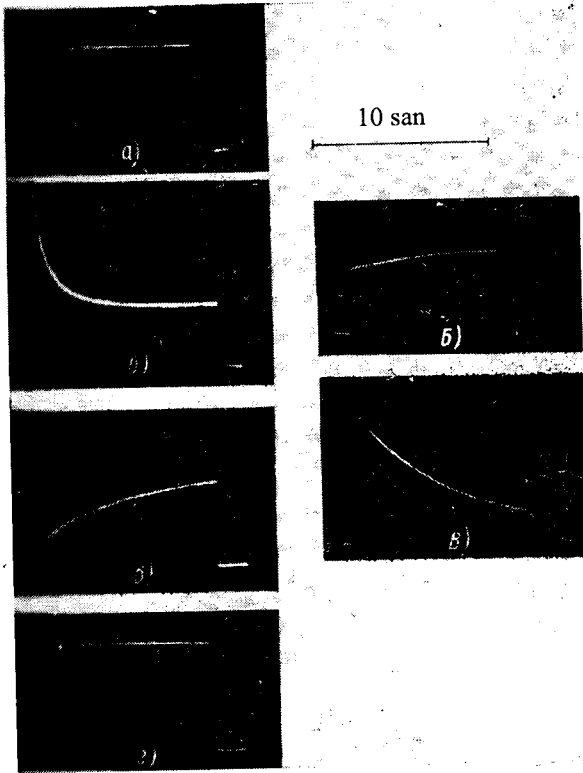
dən isə aşqar mərkəzlərin optik yenidən yüklənməsinin relaksasiya prosesi boyunca generasiya tempinə və yaşama müddətinə təsiri. Bu iki paralel baş verən proses qeyri-xətti fotokeçiriciliyin yaranmasına və aşqar fotokeçiricilikdə “tez” və “yavaş” komponentlərin meydana gəlməsinə səbəb olur.



Şəkil 11.8. Müxtəlif dərəcədə kompensasiya olunmuş dörd qrup nümunənin energetik sxemi və fotokeçiriciliyin spektral paylanma əyriləri.

11.4. Termostimullaşmış cərəyan

“İnduksiyalanmış” aşqar fotokeçiricilik hadisəsi ilə tanış olduqda göstərdik ki, məxsusi həyəcanlaşma yarıdan işığın təsiri ilə elektronlar boş aşqar mərkəzlərini doldurur və belə kristal üzəndə uzundalğalı işıqla işıqlandırıldıqda “İnduksiyalanmış” aşqar fotokeçiriciliyi yaranır. Yapışma mərkəzi tərəfindən zəbt olunmuş elektronlar keçirici zonaya optik həyəcanlaşma ilə yanaşı, termik yolla da keçə bilər. Belə



Şəkil 11.9. $T=77K$ temperaturunda dörd qrup nümunənin aşqar fotokeçiriciliyinin relaksasiya əyrilərinin ossilloqramları.

hadisə “termostimullaşmış cərəyan” hadisəsi adlanır. Bu hadisəni müşahidə etmək üçün termik həyəcanlaşma üçün kifayət olmayan aşağı temperaturda yapışma mərkəzləri nümunəni “məxsusi” işıqla işıqlandıraraq doldurulur. Sonra nümunə müəyyən sürətlə qızdırılır və bu zaman keçiriciliyin yaranması müşahidə olunur. Bu hadisənin kinetikasi tamamilə “induksiya-lanmış” aşqar fotokeçiriciliyin kinetikasi ilə üst-üstə düşür. Bu iki proses arasında yeganə fərq ondan ibarətdir ki, optik həyəcanlaşma termik həyəcanlaşma ilə əvəz olunur. Optik həyəcanlaşmanın intensivliyi aşqarların m konsentrasiyası ilə mü-tənəsb olub, qml - yə bərabər olduğu halda, termik həyəcanlaş-

manın intensivliyi m ilə mütənasib olub, $\gamma m N_{cM}$ -ə bərabərdir.

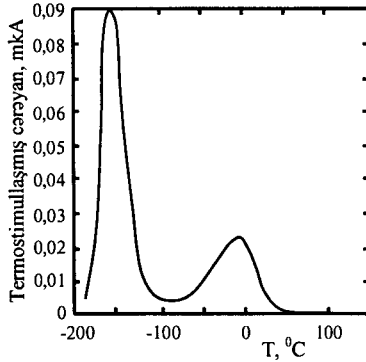
Beləliklə, temperatur və həyəcanlaşmanın intensivliyi sabit olduqda “induksiyanmış” aşqar fotokeçiricilik və “termostimullaşmış” keçiricilik özünü eyni qaydada büruzə verir. Relaksasiya əyriləri (11.6) ifadəsi ilə təyin olunur, yalnız qmI həddi $\gamma m N_{cM}$ -lə əvəz olunur.

Şəkil 11.10-da CdS kristalında “termostimullaşmış” cərəyanın temperaturdan asılılıq əyrisi verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi bu asılılıq iki maksimumdan ibarətdir. Bu maksimumlar nümunədə iki tutma mərkəzinin olduğunu göstərir. Nümunəni aşağı temperaturdan başlayaraq qızdırdıqda, əvvəlcə dayaz aşqar səviyyəsi boşalır, temperaturun artması ilə dərin səviyyə boşalmağa başlayır. Təbiidir ki, aşqar səviyyələrinin sayı artdıqca, relaksasiya əyrilərindəki maksimumların sayı da artacaqdır. Buna misal olaraq Sb_2Se_3 kristalındakı “termostimullaşmış” cərəyanın temperaturdan asılılıq əyrisini göstərmək olar (şəkil 11.11). Şəkildən görüldüyü kimi bu asılılıqda üç maksimum müşahidə olunur.

Termostimullaşmış cərəyan (TSC) hadisəsini öyrənən zaman fenomenoloji nəzəriyyənin yaranmasında şəkil 11.12-də göstərilən zona modelindən istifadə olunur. Bu modelə görə yüksəkölü yarımkəçiricinin qadağan olunmuş zolağında bir sıra tutma mərkəzi və bir dərin rekombinasiya mərkəzi var. Bircins optik həyəcanlaşma zamanı kristalın tutma mərkəzləri tarazlıqda olmayan elektronlarla dolur. İşıqlanma nəticəsində yaranan tarazlıqda olmayan deşiklər rekombinasiya mərkəzləri tərəfindən tutulur. Həyəcanlaşma halında baxılan nümunələrdə elektroneytrallıq şərti belə olur:

$$p + p_r = n_c + \sum_i n_{ii} \quad (11.7)$$

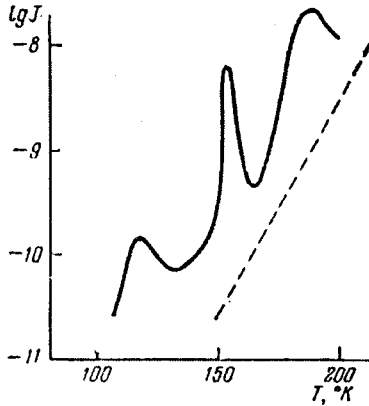
Burada p-valent zonasındakı deşiklərin, p_r - rekombinasiya mərkəzindəki deşiklərin, n_c - keçirici zonadakı elektronların, n_{ii} - tutma mərkəzindəki deşiklərin konsentrasiyasıdır.



Şəkil 11.10. CdS kristallarında termostimullaşmış cərəyanın temperaturdan asılılığı.

Nümunənin temperaturu kifayət qədər aşağı olduqda işıqlanma kəsildikdən sonra tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcılar tutma və rekombinasiya mərkəzlərində “donmuş” olacaq. Onda elektroneytrallıq şərti aşağıdakı kimi olacaq:

$$p_r = \sum_i n_{ii} \quad (11.8)$$



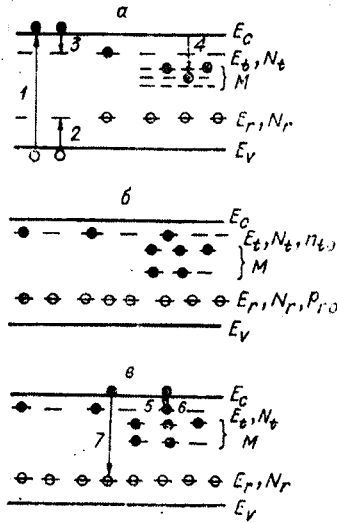
Şəkil 11.11. Sb₂Se₃ kristallarında termostimullaşmış cərəyanın temperaturdan asılılığı.

Fərz edilir ki, TSC-yə ən çox ən kiçik aktivləşmə enerjisinə malik olan və qeyri-bərabər dolmuş tutma mərkəzi təsir

edir. Bu mərkəzlərin konsentrasiyası N_t ilə işarə olunur. Bu səviyyə tam dolana qədər daha dərinə yerləşən səviyyələrdəki qeyri-tarazlıqlı yükdaşıyıcıların konsentrasiyası dəyişməz qalır. Bu mərkəzlərdəki yükdaşıyıcıların yekun konsentrasiyası M ilə işarə edilir. Bu kəmiyyət keçirici zonada tarazlıqda olmayan elektronların rekombinasiya yaşama müddətini müəyyən edir. $M=0$ olduqda baxılan zona diaqramı iki səviyyəli diaqrama çevrilir.

Nümunənin qızdırılması zamanı keçirici zonaya atılmış elektronlar ya yenidən tutma mərkəzinə qayıda bilər, ya da dəşiklə rekombinasiya edə. Nümunə qızdırılan zaman elektroneytrallıq şərti aşağıdakı kimi olacaq:

$$p_r = n_c + n_t + M \quad (11.9)$$



Şəkil 11.12. Yarımkəçiricinin zona diaqramı: a) işıqla həyəcanlaşma halında, b) həyəcanlaşma kəsildikdə və qızdırıldıqda. Oxlarla elektron və deşiklərin uyğun keçidləri göstərilmişdir: 1-tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların generasiyası; 2,3,4,6-mərkəzlər tərəfindən tutma; 5- yükdaşıyıcıların mərkəzlərdən boşalması; 7- rekombinasiya.

Elektronların keçirici zonada və tutma mərkəzində konsentrasiyasının dəyişməsi uyğun olaraq, aşağıdakı kimi olacaq:

$$\frac{dn_c}{dt} + \frac{dn_t}{dt} = -\frac{n_c}{\tau_r} = -n_c \gamma_r (n_c + n_t + M) \quad (11.10)$$

$$\frac{dn}{dt} = -n_t \gamma_t N_t \exp(-E_t / kT) + n_t \gamma_t (N_t - n_t) \quad (11.11)$$

burada γ_t -tutma, γ_r -rekombinasiya əmsalıdır.

(11.10) tənliyinin sağ tərəfi tarazlıqda olmayan elektronların rekombinasiya sürətini xarakterizə edir. (11.10) tənliyinin 1-ci həddi elektronun tutma mərkəzindən keçirici zonaya, 2-ci hədd isə elektronun yenidən tutma mərkəzə atılma sürətini göstərir.

Ümumiyyətlə, TSC keçirici zonadakı tarazlıqda olmayan elektronların konsentrasiyası ilə düz mütənasibdir

$$\gamma = \sigma F = q \mu n_c F \quad (11.12)$$

burada F-elektrik sahəsinin gərginliyi, σ -xüsusi elektrikkeçiriciliyi, μ -yükdaşıyıcıların yürüklüyüdür.

Beləliklə, TSC-ni analitik təsvir etmək üçün keçirici zonadakı tarazlıqda olmayan elektronların konsentrasiyasının temperaturdan asılılığını tapmaq lazımdır. Bunun üçün (11.10) – (11.12) tənliklərindən başqa temperaturun zamandan asılılığını da, yəni $\frac{dT}{dt} = f(t)$ -ni bilmək lazımdır. Aparılan təcrübələrin və hesablamaların asanlıığı üçün çox vaxt nümunənin qızma sürəti $\frac{dT}{dt} = b$ sabit götürülür. (11.10) və (11.11) tənlikləri ümumi şəkildə həll olunmur, ona görə əlavə mülahizələr yürüdülmür. Onlardan biri kvazistasionarlıq şərtidir. Yəni zonada yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və dəyişmə sürəti bu kəmiyyətlərin tutma mərkəzindəki qiymətlərindən kiçikdir:

$$n_c \ll n_i; \frac{dn_c}{rt} \ll \frac{dn_i}{dt} \quad (11.13)$$

Bu bərabərsizliklər yaşama müddəti 1 san-dən kiçik olan yük-səkomlu kompensasiya olunmuş yarımkeçiricilər üçün doğrudur. (11.13) ifadəsini (11.9)-də nəzərə alsaq və tarazlıqda olmayan elektronların rekombinasiya müddəti təkrar zəbt etmə müddətindən çox kiçik olduqda, $[\gamma_r(M + n_i)]^{-1} \ll [\gamma_i(N_i - n_i)]$ olduğundan, (11.11)-də ikinci toplanan nəzərə alınmayacaq:

$$\frac{dn_i}{dt} = -n_i \gamma_i N_c \exp(E_i / kT) \quad (11.11,a)$$

olacaq. Bu yaxınlaşma birqat yarışma və ya zəif təkrar zəbt etmə adlanır. $S_i \sim T^{-2}$ halında tezlik faktoru $\nu = \gamma_i N_c = S_i \vartheta N_c$ temperaturdan asılı olmaz, bu halda $b = dT / dt$ sabit qızma sürəti üçün

$$n_i = n_{i0} \exp \left[-(\nu / b) \int_{T_0}^T \exp(-E_i / kT') dT' \right] \quad (11.14)$$

Kvadratik qızma sürətində isə, yəni $dT / dt = \alpha T^2$ olduqda

$$n_i = n_{i0} \exp \left\{ -(\nu k / \alpha E_i) [\exp(-E_i / kt) - \exp(-E_i / kT_0)] \right\} \quad (11.15)$$

T_0 çox kiçik götürüldükdə $\exp(-E_i / kT_0) \rightarrow 0$ olur. n_c -nin temperaturdan asılılığında sadələşmələr tarazlıqda olmayan elektronların rekombinasiya xarakterindən asılıdır. Baxılan hallarda τ_r - rekombinasiya müddəti boşalan səviyyələrdəki elektronların n_i konsentrasiyası və daha dərin səviyyələrdə yerləşən və zonalarla mübadilədə olmayan elektronların M konsentrasiyasının nisbətindən asılıdır:

$$\tau_r = [\gamma_r(n_i + M)]^{-1} \quad (11.16)$$

$M \gg n_i$ münasibəti ödəndikdə rekombinasiya müddəti sabit hesab olunur və zonada tarazlıqda olmayan elektronların konsentrasiyası aşağıdakı kimi olur:

$$n_c = (\gamma_r M)^{-1} dn_i / dt = \tau_r n_{i0} \gamma_i N_c x \exp\left\{-E_i / kT - \int_{\tau_0}^{\tau} [\gamma \exp(-E_i / kT)] (dT' / dt)^{-1}\right\} \quad (11.17)$$

$n_i \gg M$ olduqda isə TSC-nin qeyd edildiyi müddətdə rekombinasiya müddəti dəyişir və keçirici zonada elektronların konsentrasiyası aşağıdakı kimi olur:

$$n_0 = (\gamma_i / \gamma_r) N_c \exp(-E_i / kT) \quad (11.18)$$

Tarazlıqda olmayan yükdaşıyıcıların rekombinasiya müddəti boşalan səviyyə ilə icazə verilmiş zona arasında tarazlığın yaranma müddətindən böyükdürsə $[\gamma_r(n_i + M)]^{-1} \gg [\gamma_i(N_i - n_i)]^{-1}$, ilkin yaxınlaşmada hesab etmək olar ki,

$$dn_i / dt = -n_i \gamma_i N_c \exp(-E_i / kT) + \gamma_i n_c (N_i - n_i) \approx 0 \quad (11.19)$$

Bu yaxınlaşma çoxqatıyapışma və ya güclü təkrar zəbt etmə adlanır. Termik stimulyasiya cərəyanı çox müxtəlif üsullarla hesablanır. Bir çox işdə TSC əyrisinin xarakterik nöqtələrindən istifadə edilir, yəni onun maksimumuna uyğun T_m nöqtəsindən, əyrinin pikinə uyğun intensivliyin yarısına, alçaq (T_1) və yüksək temperatur oblastında (T_2), uyğun gələn temperaturdan istifadə olunur.

Müxtəlif ilkin fərziyyələr və TSC əyrisinin aproksimasiya şərtlərindən istifadə edərək, aşağıdakı ifadələr alınmışdır:

$$E_i = 1.51 kT_1 (T_m - T_1)^{-1} \quad (11.20)$$

$$E_t = kT_m^2(T_2 - T_m)^{-1} \quad (11.21)$$

$$E_t = 2kT_m^2(T_2 - T_m)^{-1} \quad (11.22)$$

Yapışma mərkəzlərinin dərinliyini təyin etmək üçün ilk öncə mərkəzin hansı tip olduğunu müəyyənləşdirmək lazımdır. Çox vaxt təcrübələrdə bu nəzərə alınmır və nəticədə xeyli xətalər meydana gəlir. Yapışma mərkəzinin tipi, ya fotokeçiriciliyin relaksasiya əyrilərinin formasına görə, ya da yapışma mərkəzlərinin müxtəlif dolma dərəcəsində TSC əyrilərini çıxarmaqla təyin etmək olar. Monomolekulyar rekombinasiya

mexanizmi və yavaş yapışma mərkəzlərində $\gamma(M - m)n \ll \frac{n}{\tau}$ olur. T_m yapışma mərkəzlərinin dolma dərəcəsindən asılı deyil.

Bimolekulyar rekombinasiya mexanizmində $\gamma(M - m)n \ll \frac{n}{\tau}$ və elektronların rekombinasiya və yapışma ehtimalı eynidir. T_m temperaturu yapışma mərkəzlərinin ilkin dolma dərəcəsindən (m_0/M) asılıdır. Cəld yapışma mərkəzləri halında isə

$\gamma(M - m)n \ll \frac{n}{\tau}$. Rekombinasiya mərkəzinin kriterisi $\sigma = \frac{T_2 - T_m}{T_2 - T_1}$

kəmiyyətidir. $\sigma \leq e^{-1}(1 + \frac{2kT_M}{E})$ - yavaş yapışma mərkəzi,

$\sigma \geq e^{-1}(1 + \frac{2kT_M}{E})$ - cəld yapışma mərkəzidir.

Temperatur artmağa başladığında $\Delta\sigma$ - nın başlanğıc artma oblastından tərənin dərinliyinin (E_t) təyini yapışma mərkəzinin tipindən asılı deyil. Bu halda TSC-nin artımı $\Delta\sigma = \text{const} \exp(-\frac{E}{kT})$ şəklində olur. TSC-nin piki bir mərkəzin boşalmasına uyğundur, $\ln\Delta\sigma(\frac{1}{T})$ əyrisinin meyli sabit qalır (E -yə bir qiymət uyğun gəlir). TSC-nin piki bir-birinə yaxın yerləşmiş bir neçə

yapışma mərkəzinə uyğundursa $\ln \Delta \sigma \left(\frac{1}{T} \right)$ əyrisinin meylləri müxtəlif olur (E_1, E_2 və s.).

Güclü təkrar yapışma halında yapışma mərkəzinin dərinliyi Byub metodu ilə tapılır

$$E = kT_m \ln \frac{N_c e \mu}{\sigma_m} \quad (11.23)$$

N_c —hal sıxlığı, σ_m isə TSC-nin pikində sərbəst yükdaşıyıcıların keçiriciliyidir.

Yapışma mərkəzlərinin tutma en kəsiyi $\left(\frac{1}{\tau} \gg S_i \vartheta_k M \right)$ aşağıdakı düsturdan təyin olunur:

$$S_i = \frac{bk}{N_c E \vartheta_k} \left(\frac{E}{kT_m} \right)^2 \exp \left(\frac{E}{kT_m} \right) \quad (11.24)$$

Cəld mərkəzlərin tutma en kəsiyi isə

$$S_R = \frac{bE}{\vartheta_k kT_m^2 n_m} \quad (11.25)$$

ifadəsi ilə təyin olunur. Burada ϑ_k -istilik sürəti, n_m isə TSC-nin pikində yükdaşıyıcıların konsentrasiyasıdır.

Yapışma mərkəzlərində yükdaşıyıcıların konsentrasiyası TSC əyrisinin əhatə etdiyi sahəyə görə hesablanır.

Göründüyü kimi, termik stimulyasiya cərəyanını tədqiq etməklə yapışma mərkəzlərinin dərinliyini (E_i), hal sıxlığı (N_c), mərkəzin tutma en kəsiyi (S), relaksasiya müddəti (τ), həmçinin tipi müəyyən olunur.

Yuxarıda deyildiyi kimi, “Termostimullaşmış” cərəyanın tədqiqinin üstün cəhətlərindən biri ondan ibarətdir ki, relaksasiya əyrisindəki maksimumun vəziyyətinə görə qadağan olunmuş zolağda yerləşən energetik səviyyələrin parametrlərini, onun ionlaşma enerjisini, yükdaşıyıcıların konsentrasiyasını, tutma en kəsiyini və təbiətini təyin etmək mümkün olur. Doğ-

rudan da nümunəni qızdırmağa başlayan anda energetik səviyyə elektronlarla dolu olur. Bu zaman kvazi Fermi səviyyəsi keçirici zona ilə energetik səviyyə arasında yerləşir. Temperatur artdıqca energetik səviyyə boşalmağa başlayır və kvazi Fermi səviyyəsi aşağı sürüşərək, aşqar səviyyəyə yaxınlaşır. Kvazi Fermi səviyyəsi aşqar səviyyə ilə üst-üstə düşdükdə aşqar səviyyənin dolması $\frac{1}{2}$ -ə bərabər olur. Energetik səviyyənin daha da boşalması kvazi Fermi səviyyəsinin yenidən aşağı sürüşməsinə səbəb olur.

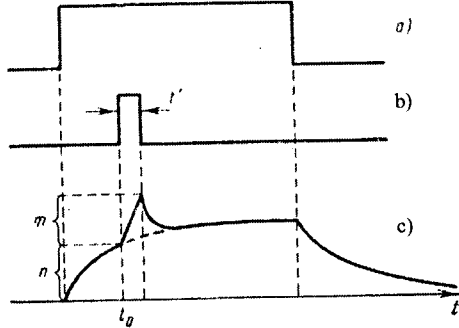
Relaksasiya əyrisinin maksimumu kvazi Fermi səviyyəsi ilə energetik səviyyənin üst-üstə düşməsinə göstərdiyindən, $n = N_c \exp(F/kT)$ ifadəsindən aşqar səviyyəsinin ΔE_M dərinliyini hesablamaq olar

$$\Delta E_M = F = kT_{\max} \ln \frac{N_c}{n_{\max}} \quad (11.26)$$

T və n-nin maksimumdakı qiymətlərini bilərək aşqar mərkəzin, daha doğrusu yapışma mərkəzinin dərinliyini təyin edə bilərik.

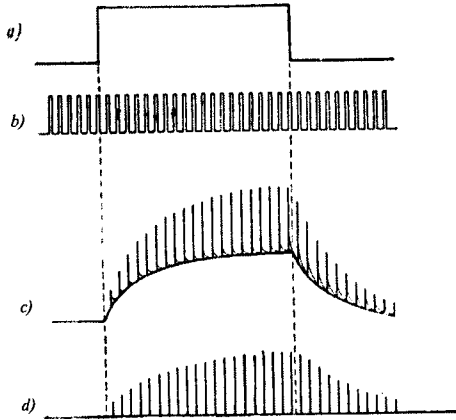
11.5. Lokal səviyyələrin uzundalğalı zond üsulu ilə təyini

Kombinə olunmuş fotoelektrik hadisələri sırasına “lokal səviyyələrin uzundalğalı zond üsulu ilə təyini” hadisəsini də aid etmək olar. Bu hadisənin mahiyyəti ondan ibarətdir ki, nümunə düzbucaqlı, uzun müddətli əsas həyəcanlaşma impulsu ilə yanaşı (şəkil 11.13, a), aşqar oblasta uyğun gələn qısa müddətli impulslarla da (şəkil 11.13, b) işıqlandırılır. Ossilloqrafın ekranında müşahidə olunan relaksasiya əyrisi həm zonalardakı sərbəst elektronların konsentrasiyalarının zamana görə dəyişməsini, yəni $n(t)$ və $\frac{dn}{dt}(t)$, həm də aşqar səviyyəsindəki yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarının zamana görə dəyişməsini, yəni $m(t)$ və $\frac{dm}{dt}(t)$, əks etdirir.



Şəkil 11.13. Zond üsulu ilə fotokeçiriciliyin ölçülməsi: a) işıq impulsu, b) uzundalğalı zond impulsu, c) fotokeçiriciliyin ossilloqramı.

Beləliklə, nümunə eyni zamanda həm aşqar impulsu, həm də əsas (zona-zona keçidi yaradan) impulsu işıqlandırıldıqda, şəkil 11.13, c-də göstərilən əyri müşahidə olunur. Göründüyü kimi ossilloqramdan t_0 anında n və m -in qiymətlərini tapmaq mümkündür. Əsas impulsu nəzərə alınaraq aşqar impulsu sürüşdürməklə, müxtəlif zaman müddətində m -in qiymətini tapmaq olar (şəkil 11.14).

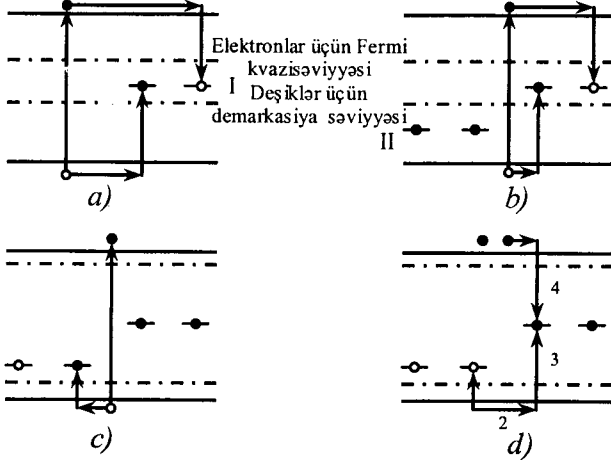


Şəkil 11.14. Fotokeçiriciliyin zond üsulu ilə alınmış relaksasiya əyriləri: a) işıq impulsu, b) uzundalğalı zond impulsu, c) fotokeçiriciliyin relaksasiya əyriləri.

11.6. Fotokeçiriciliyin termik və optik sönməsi

Müəyyən şəraitdə yükdaşıyıcıların valent zonasından qa-
dağan olunmuş zolağda yerləşən aşqar səviyyələrinə (natamam-
lıqlara, yəni defektlərə, dislokasiyalara və s.) həyəcanlanması
fotokeçiriciliyin sönməsinə səbəb ola bilər. Yükdaşıyıcıların
belə həyəcanlanması istilik (termik sönmə), optik (optik sönmə)
və elektrik sahəsi vasitəsilə həyata keçirilə bilər. Səviyyələrin
vəziyyətini termik sönmənin temperaturunu və ya optik sön-
mənin spektral asılılığını ölçməklə təyin etmək olar.

Şəkil 11.15-də fotokeçiriciliyin sönmə mexanizmini izah
edən sxem verilmişdir. Şəkil 11.15,a-da, ancaq bir rekombi-
nasiya mərkəzi (I mərkəzi) göstərilmişdir. Bu mərkəz



Şəkil 11.15. Yarımkeçiricilərdə fotonəzəmənin artırılması mexanizmləri.

işıqla həyəcanlanmış yükdaşıyıcıların kiçik yaşama müddətinə
malik olmasına səbəb olur. Şəkil 11.15,b-də yarımkeçiriciyə I
mərkəzi ilə yanaşı kompensə olunmuş akseptor səviyyəsi (II
mərkəzi) əlavə edilmişdir. Kiçik həyəcanlaşma intensivliyində
və (və ya) yüksək temperaturda, II mərkəzinin deşik demarka-
siya səviyyəsi II səviyyəsindən yuxarıda yerləşdiyindən, foto-
həssaslıq nəzərəcərpacaq dərəcədə dəyişmir. Ancaq yüksək hə-
yəcanlaşmada və (və ya) kiçik temperaturda, deşik demarkasiya
səviyyəsi II səviyyəsindən aşağıda yerləşdiyindən, II mərkəz-

ləri ftohəssaslığın artmasına səbəb olur (şəkil 11.15,c). Ftohəssaslığın artması aşağıdakı səbəblərə görə baş verir: 1) II mərkəzləri tərəfindən elektronların tutma en kəsiyi kiçik olduğundan, həmin mərkəzlər tərəfindən zəbt olunmuş dəşiklərin elektronlarla rekombinasiya olma ehtimalı, I mərkəzlərindəki dəşiklərin elektronlarla rekombinasiya olma ehtimalından kiçik olur; 2) ona görə də II mərkəzləri elektronlarla tutulmuş olacaqdır. Əgər I və II mərkəzlərinin konsentrasiyaları sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından böyük olarsa, II mərkəzlərində qabaqcadan olan elektronlar faktiki olaraq I mərkəzlərinə keçir; 3) nümunədə əsasən kiçik en kəsiyinə malik mərkəzlər və az miqdarda böyük en kəsiyinə malik mərkəzlər olduğundan sərbəst elektronların yaşama müddəti artacaqdır. Əgər I və II mərkəzlərinin konsentrasiyaları sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından az fərqlənərsə (bir qədər çox olarsa), II mərkəzləri sadəcə olaraq rekombinasiya mərkəzlərinin sayını artıracaq və bu da ftohəssaslığın artmasına gətirib çıxarmayacaq.

Şəkil 11.15-ə əsasən yuxarıda göstərilən proseslərin ftohəssaslığa təsiri barədə bir sıra mülahizələr söyləmək olar: 1) əgər təsbit edilmiş temperaturda işığın intensivliyinin artması hesabına dəşik demarkasiya səviyyəsi II mərkəzlərindən aşağı yerləşirsə, ftohəssaslıq intensivlik artıqca böyüyəcək. Bu da fotocərəyanın işığın intensivliyindən kəskin (super xətti) asılı olaraq dəyişməsinə səbəb olacaq; 2) əgər verilmiş intensivlikdə temperaturun artması hesabına dəşik demarkasiya səviyyəsi II mərkəzlərindən yuxarıda yerləşirsə, ftohəssaslıq temperatur artıqca azalacaq, yəni fotokeçiriciliyin termik sönmə prosesi baş verəcək; 3) elektronların optik üsulla valent zonasından II səviyyələrinə keçidi nəticəsində meydana gələn dəşiklər I mərkəzləri tərəfindən tutulduqda, ftohəssaslıq azalacaq, yəni fotokeçiriciliyin optik sönmə prosesi baş verəcək (şəkil 11.15,d);

Yuxarıda deyilənləri bir daha nəzərdən keçirsək, belə nəticəyə gəlmək olur ki, adı çəkilən proseslər yarımkeçiricilərin qadağan olunmuş zolağında iki müxtəlif növ mərkəzin olmasına əsaslanmış modelle izah oluna bilər. Bu modelə əsasən I mərkəzləri effektiv rekombinasiya mərkəzləri olub, elektron və

deşiklər üçün böyük tutma en kəsiyinə malikdir. Elektronlar üçün kiçik tutma en kəsiyinə malik olan II mərkəzlərinin əlavə edilməsi yuxarıda göstəriləndiyi kimi dörd müxtəlif prosesin yaranmasına səbəb olur: 1) II mərkəzlərinə uyğun gələn demarkasiya səviyyəsi II səviyyəsindən aşağıda yerləşirsə, ftohoəssaslıq kəskin artır; 2) temperatur artıqca demarkasiya səviyyəsi II səviyyəsindən yuxarı qalxırsa, fotokeçiriciliyin termik sönməsi baş verir; 3) təsbit edilmiş temperaturda intensivliyin artması ilə demarkasiya səviyyəsi II səviyyəsindən aşağıda yerləşirsə, ftohoəssaslıq artır, fotocərəyan işığın intensivliyindən super xətti asılı olaraq artır; 4) nəhayət, demarkasiya səviyyəsi II səviyyəsindən aşağıda yerləşdiyi halda, elektronların optik həyəcanlaşma nəticəsində valent zonasından tutulmamış II səviyyəsinə keçməsi fotokeçiriciliyin optik sönməsinə səbəb olur.

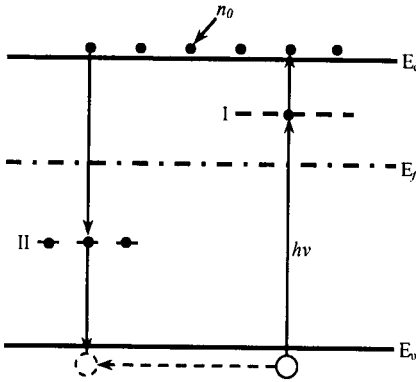
11.7. Mənfi fotokeçiricilik və onun yaranma mexanizmləri

Əgər yarımkeçirici kristallarda işığın udulması qaranlıq keçiriciliyi azaldırsa belə hadisə mənfi fotokeçiricilik hadisəsi adlanır. Mənfi fotokeçiricilik hadisəsini fotokeçiriciliyin optik sönməsindən fərqləndirmək lazımdır; 1-i effekt müvafiq şüalanmanın təsiri altında qaranlıq keçiriciliyinin azalmasına səbəb olur, 2-i effekt isə ilk həyəcanlaşma nəticəsində yaranan fotokeçiriciliyin ikinci şüalanmanın udulması nəticəsində azalması ilə nəticələnir.

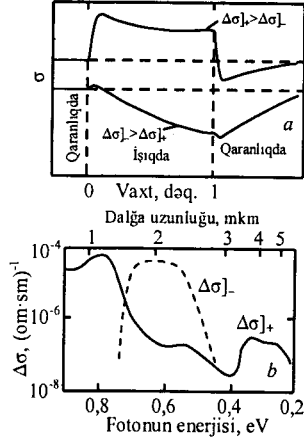
Başqa sözlə desək, mənfi fotoeffekt hadisəsi çox maraqlı bir hadisədir. Belə ki, sərbəst yükdaşıyıcıları yaradan işıq onların konsentrasiyalarını artırır. İnfraqırmızı sönmə hadisəsində kristalın əlavə işıqlanması keçiriciliyi azaldır. Lakin keçiricilik qaranlıq keçiricilikdən böyük olur. Bu zaman fotokeçiricilik daha uzundalğalı şüaların təsiri ilə azalır. Beləliklə, bir dalğa uzunluqlu işığın təsiri ilə yaranan fotoeffekt, digər dalğa uzunluqlu işığın təsiri ilə aradan götürülür. Mənfi fotoeffekt hadisəsində isə tarazlıqda olan yükdaşıyıcıların konsentrasiyası azalır, bu da ilk baxışdan təəccüb doğurmaya bilməz. Əlbəttə ki, bu hadisənin yaranma şəraiti spesifik xarakter daşıyır. Mənfi fotokeçiricilik hadisəsi bir sıra kristallarda müşahidə olunmuşdur,

məsələn, Se, Sb₂S₃, Cu₂O, CdS, ZnO və s. Mənfi fotokeçiriciliyin yaranma mexanizmləri barədə bir çox mülahizələr irəli sürülür. Bəziləri bu hadisəni tədqiq olan kristallarda çatların və aşqarların olması ilə izah edir. Bu amillərin kristalda olması işıqlanma zamanı həcmi polyarlaşmanın yaranmasına səbəb olur ki, bu da öz növbəsində müşahidə olunan keçiriciliyin qiymətini azaldır. Bəzən mənfi fotokeçiriciliyi fotokimyəvi hadisə ilə əlaqələndirirlər. Ancaq bir çox alimlər bu hadisəni kristalda baş verən elektron prosesləri ilə izah edirlər. Buna əsas dəlil kimi mənfi fotokeçiricilik hadisəsinin dönmə qabiliyyətinə malik olmasını göstərirlər. Ən etibarlı nəzəriyyə kimi Ştokmanın verdiyi mexanizm qəbul edilir. Bu mexanizm Ge kristalında sınaqdan keçirilmişdir. Ştokman modelinin keyfiyyətə izahı aşağıdakılardan ibarətdir: işığın təsiri ilə elektronlar Fermi səviyyəsi ilə keçirici zona arasında yerləşən I səviyyəsinə həyəcanlaşdırılır (şəkil 11.16). Eyni zamanda meydana gələn dəşiklər Fermi səviyyəsindən aşağıda yerləşən II səviyyəsində zəbt olunur. Bu səviyələrin elektron və dəşiklər üçün tutma en kəsiyi təxminən eyni olub, 10^{-15} sm^2 -a bərabərdir. Bunun əksinə olaraq, I səviyyəsinin elektronları tutma en kəsiyi olduqca kiçikdir ($\sim 10^{-20} \text{ sm}^2$). II səviyyəsində zəbt olunan dəşiklər tarazlıqda olan sərbəst elektronlarla rekombinasiya edirlər, bu da ki, qaranlıq n_0 konsentrasiyasının azalmasına səbəb olur. Ona görə də işığın təsiri ilə elektronların qaranlıq konsentrasiyasının azalma prosesi baş verir.

Şəkil 11.17-də Ge kristalında mənfi fotokeçiriciliyin təcrübə nəticələri verilmişdir. Şəkil 11.17, a-da keçiriciliyin zamandan asılılığı göstərilmişdir. Yuxarıda göstərilən asılılıq elə dalğa uzunluğuna uyğun gəlir ki, müsbət keçiricilik mənfi keçiricilikdən üstün olsun, aşağıda göstərilən asılılıq isə elə dalğa uzunluğuna uyğun gəlir ki, mənfi keçiricilik müsbət keçiricilikdən üstün olur. Müsbət və mənfi fotokeçiriciliklərin spektral asılıqları şəkil 11.17,b-də verilmişdir.



Şəkil 11.16. Yarımkəçiricilərdə mənfi fotokeçiriciliyin modeli.



Şəkil 11.17. Mənfi fotokeçiriciliyin təcrübi ölçülməsi: a- keçiriciliyin zamandan asılılığını göstərən keçid əyriləri: 1) müsbət fotokeçiricilik mənfi fotokeçiricilikdən çoxdur (yuxarıdakı əyri), 2) mənfi fotokeçiricilik müsbət fotokeçiricilikdən çoxdur (aşağıdakı əyri), b) müsbət və mənfi fotokeçiriciliyin spektral əyriləri.

11.8. Anomal fotokeçiricilik və onun əsas xüsusiyyətləri

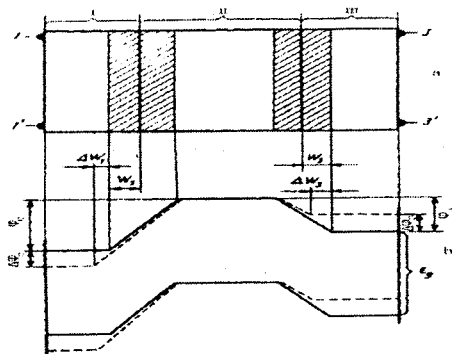
İlk dəfə Korsunski amorf selendə müşahidə olunan fotokeçiriciliyin xarakteristikalarının ədəbiyyatda məlum olan xarakteristikalardan əsaslı fərqləndiyini göstərmişdir. Ona görə o "anomal" fotokeçiricilik anlayışını daxil etmişdir. Anomal fotokeçiriciliyin əsas xüsusiyyətləri aşağıdakılardan ibarətdir:

1) Fotokeçiriciliyin stasionar qiyməti işıqlanmanın intensivliyindən asılı deyil və yalnız istifadə olunan işığın dalğa uzunluğu ilə təyin olunur. Bu halda həssaslığın maksimumu məxsusi udma sərhədinə nəzərən uzundalğalı oblasta sürüşür.

2) Fotokeçiriciliyin relaksasiya müddəti işığın intensivliyi ilə tərs mütənəsidir və işıqlanma kəsildikdən sonra ölçülə bilməyəcək dərəcədə böyük olur. Korsunski anomal fotoke-

çiriciliyi izah etmək üçün süni olaraq qadağan olunmuş zonada U-mərkəzlər adlanan bir çox lokal səviyyələrin olduğunu qəbul etmişdir. Rıvkin isə anomal fotokeçiriciliyi izah etmək üçün real struktura əsaslanan model təklif etmişdir və bu modelə əsasən anomal fotokeçiriciliyinin bütün xüsusiyyətləri izah olunur.

Anomal fotokeçiricilik elektronlarının konsentrasiyaları müxtəlif olan və potensial baryerlə bir – birindən ayrılmış 2 oblasta malik yarımkeçiricilərdə sərbəst yükdaşıyıcılar tərəfindən işığın udulması zamanı müşahidə olunur (şəkil 11.18).



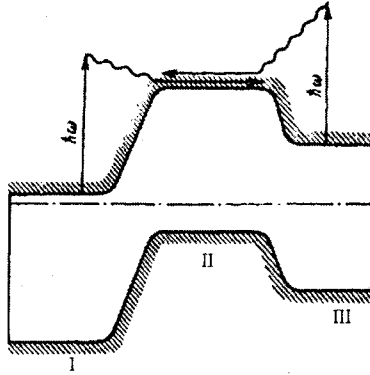
Şəkil 11.18. “Anomal” fotokeçiriciliyin modeli: a-həndəsi sxem; b-energetik sxem. Bütov xətlər işıqlanmadan əvvəlki hala uyğundur, qırıq xətlər isə işıqlanmadan sonra baş verən dəyişiklikləri göstərir.

Doğrudan da yarımkeçiricinin ixtiyari oblastında qoyulmuş 1 - 1', yaxud 3 - 3' kontaktları arasında keçiriciliyi ölçükdə müəyyən olur ki, işıqlanma zamanı keçiricilik dəyişir. Belə ki, 1 və 3 oblastlarında elektronlar işığı udaraq, şəkil 11.19-da oxla göstərildiyi kimi potensial baryeri dəf edir. Nəticədə elektronların soldan sağa və sağdan sola keçidlərinin intensivliyi eyni olmadığından 1 və 3 oblastlarının keçiriciliyi dəyişir. Bu halda müxtəlif istiqamətlərdə, yəni bir oblastda müsbət, digər oblastda isə mənfi fotokeçiricilik alınır. Bu fotokeçiricilik “anomal” fotokeçiriciliyin xüsusiyyətlərini xarakterizə edir. Belə ki, işıqlanma zamanı I oblastda elektronların N_1 sayının dəyişməsi baryer üzərində 2 əks istiqamətdə yönəlmiş və hər

biri işığın I intensivliyi ilə mütənəsib olan elektron seli ilə təyin olunur:

$$-\frac{dN_1}{dt} = \alpha_1(\lambda)n_1qI - \alpha_3(\lambda)n_3qI \quad (11.27)$$

burada q- sərbəst elektron tərəfindən fotonu tutma en kəsiyi; n_1 , n_3 – uyğun olaraq baryerdən solda və sağda elektronların konsentrasiyası, $\alpha_1(\lambda)$ və $\alpha_3(\lambda)$ - dalğa uzunluğundan asılı olan və işığın intensivliyindən asılı olmayan əmsallardır və fotonu udan elektronun baryeri aşaraq qonşu oblasta keçmə ehtimalını xarakterizə edir. (11.27) ifadəsindən görünür ki, $\alpha_1 n_1 = \alpha_2 n_2$ stasionarlıq şərtinə işığın intensivliyi daxil deyil.



Şəkil 11.19. Baryerin hündürlüyündən böyük enerjili $\hbar\omega > \phi_{12}, \phi_{23}$ fotonları udan elektronların baryeri aşma sxemləri.

Fotokeçiriciliyin qiymətini və zaman sabitini hesablayan zaman nəzərə almaq lazımdır ki, 1 və 3 oblastlarında elektronların azalması və artması bu oblastların yükünün dəyişməsinə və 2 oblastının sərhədində ϕ_{12} və ϕ_{23} potensial enerjilərinin sıçrayışına səbəb olur. Bu zaman sərhədlərdə həcmi yüklərin yüksəkölü laylarının W_{12} və W_{23} qalınlıqları dəyişir. Dərin aşqar səviyyələrinə malik olmayan təmiz yarımkəçiricilərdə 1-1' (və ya 3-3') kontaktları arasında keçiriciliyin dəyişməsi, məhz həcmi yükün keçirməyən oblastının (W_1 və ya W_2) qalınlığının dəyişməsi hesabına kontaktlararası keçirici "kanalın" daralması (və ya genişlənməsi) effekti ilə təyin olunur.

Elektronlar arasında qarşılıqlı təsirin zəif olduğu və baryerin üzərindən baryerin hündürlüyündən böyük enerjilərə qədər optik həyəcanlaşmış elektronların keçə bildiyi halda (I oblastından III oblastına xarici fotoeffekt) xətti yaxınlaşmada hesablama aşağıdakı ifadələri verir:

Stasionar hal üçün

$$\Delta\sigma_1 = \frac{\hbar}{l} e\mu \frac{\beta_3 n_3 - \beta_1 n_1}{\frac{\gamma_1}{w_1} + \frac{\gamma_3}{w_3}} \neq f(I) \quad (11.28)$$

Zaman sabiti üçün:

$$\tau = \frac{d_2 \theta}{D_2 q I \left(\frac{\gamma_1}{w_1} + \frac{\gamma_3}{w_3} \right)} \sim \frac{1}{I} \quad (11.29)$$

burada

$$\beta_1 = (\hbar\omega - \phi_{12}) \gamma_{43} \left(-\frac{w_{12}}{L_1} \right); \quad \beta_3 = (\hbar\omega - \phi_{23}) \exp\left(\frac{w_{23}}{L_1}\right);$$

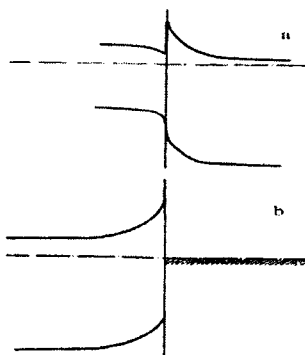
$$\gamma_1 = (2\phi_{12} + \hbar\omega \frac{w_{12}}{L_1}) \exp\left(-\frac{w_{12}}{L_1}\right); \quad \gamma_3 = (2\phi_{23} + \hbar\omega \frac{w_{23}}{L_1})$$

l -elektrodlar arasındakı məsafə; h -şəkilə perpendikulyar istiqamətdə nümunənin ölçüsü; e -elementar yük; μ - yürüklük; D_2 - II oblastında diffuziya əmsalı; d_2 - II oblastda nümunənin qalınlığı; θ - isti cərəyan daşıyıcılarının enerji itkisi sürəti; L_1 və L_3 - baryerin hündürlüyünə qədər həyəcanlaşmış yükdaşıyıcıların effektiv soyuma uzunluğu. Qalan işarələmələr isə şəkil 11.18-dən aydındır. Beləliklə, stasionar fotokeçiricilik intensivlikdən asılı deyil, τ isə onunla tərs mütənəsidir. Germanium n-p-n strukturu üçün $T=77K$; $d_2=10^{-4}sm$; $n_1=1.1$, $n_3=10^{15}sm^{-3}$; $I=10^{16}$ foton/san· sm^2 qiymətlərində $\tau \sim 10^2$ san olur.

Prinsipcə anomal fotokeçiricilik xüsusiyyətlərinə nəinki 3

laylı sistemlər (məsələn, n-p-n), həmçinin 2 müxtəlif materialdan və ya metal-yarımqeçirici kontaktından ibarət heteroqeyidlərdə də müşahidə oluna bilər (şəkil 11.20). Belə "ikilaylı" strukturlarda üçüncü layın rolunu 2 layın sərhədindəki həcmi yüklər oynadır. Beləliklə, (Se+Hg) sistemi üçün öyrənilmiş anomal fotoqeyiricilik hadisəsi bütün yarımqeyiricilərdə müşahidə oluna bilər.

Deyilənlərdən belə nəticəyə gəlmək olar ki, adi homo- n-p qeyidlərdə hər hansı oblastda sərbəst yükdaşıyıcılar tərəfindən işığın udulması onların qonşu oblasta keçməsi və orada əsas yükdaşıyıcılarla rekombinasiyası anomal fotoqeyiriciliyə yaxın proseslərin baş verməsinə səbəb olur (τ -nün işığın intensivliyi ilə tərs mütənasib olması və stasionar fotoqeyiriciliyin intensivlikdən asılı olmaması). Lakin bu halda qeyiricilik yalnız daha qısdaldığı işıqla işıqlanmaya keçiddə müşahidə olunur. anomal fotoqeyiricilik isə əslində uzunluğunun dəyişmə istiqamətindən asılı deyil.



Şəkil 11.20. Anomal fotoqeyiriciliyin ikilaylı modeli. a) yarımqeyirici-yarımqeyirici sistemi, b) metal - yarımqeyirici sistemi.

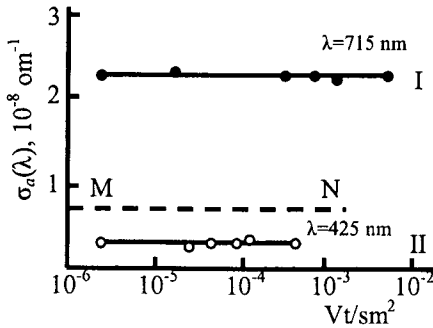
İndi də anomal fotoqeyiricilik hadisəsi ilə bir qədər ətraflı tanış olaq. Məlumdur ki, işığın təsiri ilə yarımqeyiricilərin qeyiriciliyi dəyişir. Fotoqeyiriciliyin mühüm xarakteristikası onun lyuks-ampere xarakteristikası olub, fotocərəyanın işığın intensivliyindən asılılıq əyrisi şəklində verilir. Bu asılılıq müxtəlif yarımqeyiricilərdə müxtəlif xarakter daşıyır. Xətti (xətti rekombinasiya) və kvadratik (kvadratik rekombinasiya) asılılıqlarla

yanaşı, yapışma mərkəzləri ilə əlaqədar olan subxətti, super-xətti kimi daha mürəkkəb asılılıqlar da müşahidə olunur. Əlbəttə, elə hal olur ki, yarımkəçiricinin keçiriciliyi işığın təsiri ilə artmır, əksinə azalır (mənfi fotokeçiricilik halı). Bu hadisələr yuxarıda göstərilən bölmələrdə ayrı-ayrılıqda şərh edilmişdir. Bu hadisələri birləşdirən ümumi bir cəhət vardır, o da fotocərəyanın işığın intensivliyindən asılı olmasıdır. Deməli, fotokeçiricilik fotometrik hadisədir və burada əsas rolu işıqlanmanın intensivliyi oynayır. Fotokeçiriciliyin spektral xarakteristikası onun əlavə xarakteristikası sayılır; əsas xarakteristika isə dediyimiz kimi, fotokeçiriciliyin intensivlikdən asılılıq xarakteristikasıdır. Fotokeçiricilik işığın intensivliyindən asılı olaraq dəyişirsə, belə fotokeçiricilik “normal fotokeçiricilik” adlanır.

Fotocərəyanın işığın intensivliyindən deyil, yalnız onun spektral tərkibindən asılı olduğu hal “Anomal fotokeçiricilik” adlanır. Belə fotokeçiricilik fotometrik hadisə deyil, spektral hadisə adlanır. “Anomal fotokeçiricilik” hadisəsi yuxarıda deyildiyi kimi, ilk dəfə amorf selenə müşahidə olunmuşdur. Şəkil 11.21-də amorf selenin fotokeçiriciliyinin işığın intensivliyindən asılılıq qrafiki verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi nümunənin üzərinə qırmızı ($\lambda=715\text{nm}$) və göy ($\lambda=425\text{nm}$) rəngli işıq şüaları düşdükdə intensivliyin dörd tərtib dəyişməsinə baxmayaraq ($2 \cdot 10^{-6} \div 6 \cdot 10^{-3}$) Vt/sm^2 fotokeçiricilik intensivlikdən asılı olmur. Ştrixlənmiş xətlə ağ işığın təsiri ilə yaranan fotokeçiricilik göstərilmişdir. Fotokeçiricilik işığın intensivliyindən asılı olmasa da onun spektral tərkibindən kəskin asılıdır. Belə ki, qırmızı ($\lambda=715\text{nm}$) rəngli şüaların təsiri ilə yaranan fotokeçiriciliyin qiyməti göy ($\lambda=425\text{nm}$) rəngli şüaların yaratdığı fotokeçiriciliyin qiymətindən təxminən bir tərtib çoxdur. Bu fakt göstərir ki, fotokeçiriciliyin intensivlikdən asılı olmasını sadə bir mülahizə ilə izah etmək olmaz, yəni müşahidə olunan fotokeçiricilik aşqar fotokeçiriciliyidir və onun intensivlikdən asılı olmamasına səbəb aşqar mərkəzlərində doyma hadisəsinin baş verməsidir. Əgər belə olsaydı, onda fotokeçiriciliyin qiyməti hər iki rəng üçün eyni olardı və yaxud göy rəngli işığın təsiri ilə yaranan fotokeçiriciliyin qiyməti işığın

intensivliyindən asılı olardı. Fotokeçiriciliyin qiymətinin, göy rəngli işıqdan qırmızı rəngli işığa keçdikdə əhəmiyyətli dərəcədə artması göstərir ki, anomal fotokeçiricilik aşqar səviyyələrinin doyması ilə deyil, başqa mexanizmlə izah edilməlidir.

Şəkil 11.22-də anomal fotokeçiriciliyin relaksasiya əyri-ləri verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi nümunəni müxtəlif dalğa uzunluğuna malik işıqla işıqlandırdıqda fotokeçiricilik özünün stasionar qiymətini alır. Relaksasiya əyri-ləri üç hissədən ibarət olur. I hissədə keçiriciliyin işığın təsiri ilə dəyişməsi, II hissədə işıqlanma kəsildikdən sonrakı proses və nəhayət, III hissədə isə işığın tərkibinin dəyişməsinin relaksasiya əyri-lərinə təsiri göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü

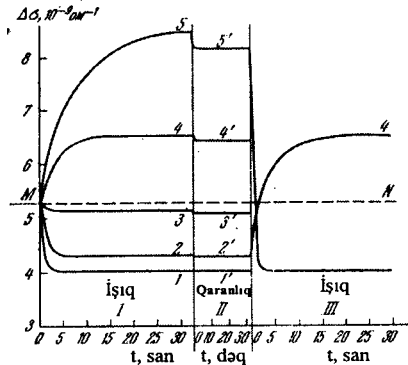


Şəkil 11.21. Amorf selendə anomal fotokeçiriciliyin işığın intensivliyindən asılılığı.

kimi işıqlanma kəsildikdən sonra nümunədə uzun müddət davam edən qalıq keçiriciliyi meydana gəlir. Deməli, anomal fotokeçiricilik spektral yaddaşa malikdir, nümunə işıq həyəcanlaşmasının miqdarını yadda saxlayır. Bəzən bu yaddaş 100-120 saatdan da çox olur. İşığın dalğa uzunluğu dəyişdikdə nümunənin yaddaşı silinir, yəni onun keçiriciliyi dəyişir. Şəkil 11.22-nin III hissəsindən görüldüyü kimi nümunədə dalğa uzunluğu $\lambda=715\text{nm}$ olan işığın təsiri ilə yaranan fotokeçiricilik, nümunə uzun müddət qaranlıqda qalandan sonra yenidən dalğa uzunluğu $\lambda=425\text{nm}$ olan işıqla işıqlandırıldıqda, fotokeçiricilik kəskin azalır və dalğa uzunluğu $\lambda=425\text{nm}$ olan işıqla işıqlandırıldıqda qiymətini alır.

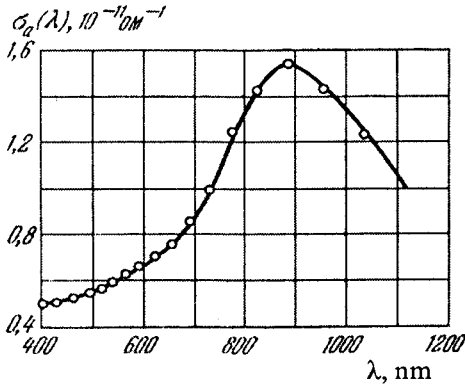
Şəkil 11.23-də anomal fotokeçiriciliyin spektral xarakteristikası verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi fotokeçiricilik işığın dalğa uzunluğu artdıqca kəskin artır və yaxın infraqırmızı oblastda ($\lambda=900 \div 1000\text{nm}$) özünün maksimal qiymətinə çatır.

Anomal fotokeçiriciliyin izahından əvvəl xatırladaq ki, nümunədə fotokeçiriciliyin xarakteri yarımkeçiricidə olan lokal mərkəzlərlə müəyyən olunur. Bu mərkəzlərin fotokeçiricilikdə oynadıqları rola görə onlar rekombinasiya və yapışma mərkəzlərinə ayrılır. Yapışma mərkəzində zəbt olunmuş yükdaşıyıcılar digər işarəli sərbəst yükdaşıyıcı ilə rekombinasiya edə bilməz, belə rekombinasiyanın ehtimalı yükdaşıyıcının termik yolla müvafiq zonaya qayıtma ehtimalından olduqca kiçikdir. Yükdaşıyıcıların rekombinasiya-yası əsasən rekombinasiya mərkəzləri vasitəsi ilə həyata keçirilir. Yarımkeçiricilərdə fotokeçiriciliyin xarakteri rekombinasiya və yapışma mərkəzlərinin konsentrasiyası və onların yükdaşıyıcıları tutma en kəsiyinin qiymətinə görə təyin olunur. Ancaq anomal fotokeçiricilik yalnız bu mərkəzlərin mövcudluğu ilə izah oluna bilməz. Anomal fotokeçiriciliyi izah etmək üçün lokal mərkəzlərdə olan yükdaşıyıcıların azad edilməsinin, ancaq işıq kvantları vasitəsilə həyata keçdiyini qəbul etmək lazımdır. Bu halda anomal fotokeçiriciliyin müşahidə olunması üçün lokal mərkəzləri aşağıdakı xüsusiyyətə malik olmalıdır.



Şəkil 11.22. Amorf selendə anomal fotokeçiriciliyin relaksasiya əyriləri. İşığın dalğa uzunluqları: 1- 425 nm, 2-489 nm, 3-530 nm, 4-578 nm, 5-715 nm.

- Belə mərkəzdə olan yükdaşıyıcı termik yolla müvafiq zona-ya qayıda bilməz. Belə keçidin ehtimalı təxminən sıfıra bərabərdir. Deməli, belə mərkəzlər yapışma mərkəzləri ola bilməz.
- Belə mərkəzdəki yükdaşıyıcı digər işarəli sərbəst yükdaşıyıcı ilə rekombinasiya edə bilməz. Belə rekombinasiyanın ən kəsiyi olduqca kiçikdir (amorf selendə $\sim 10^{-32}$ sm²). Deməli, belə mərkəz rekombinasiya mərkəzi də ola bilməz. Yükdaşıyıcıların zonalara termik yolla keçidi və rekombinasiyası olmayan belə mərkəzlər “tutma” S-mərkəzləri adlanırlar. S-mərkəzləri də öz növbəsində aşağıdakı xüsusiyyətlərə malik olmalıdır:
 1. Bu mərkəzə düşən yükdaşıyıcı orada uzun müddət (qaranlıqda) qala bilər.
 2. Tarazlıqda olan yükdaşıyıcı S-mərkəzinə keçə bilmir, belə keçidin ehtimalı sıfıra bərabərdir.
 3. S-mərkəzində olan yükdaşıyıcı, ancaq işıq kvantının təsiri ilə bu mərkəzdən azad ola bilər.



Şəkil 11.19. Anomal fotokeçiriciliyin spektral paylanması.

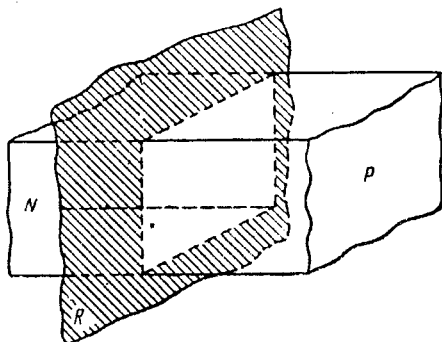
S-mərkəzləri həm elektronları, həm də deşikləri tutub saxlaya bilər. Deməli, anomal fotokeçiricilik həm elektron, həm də deşik tipli ola bilər.

XII FƏSİL QEYRİ-BİRCİNS SİSTEMLƏRDƏ FOTOELEKTRİK HADİSƏLƏRİ

12.1. Qeyri-bircins yarımqeçirici. Elektron-deşik keçidi

Yuxarıdakı fəsillərdə bircins yarımqeçiricilərdə baş verən elektron prosesləri ilə tanış olduq. Bu fəsildə isə qeyri-bircins yarımqeçiricilərdəki fotoelektrik hadisələrini şərh edəcəyik. Təsəvvür edək ki, yarımqeçirici kristal R müstəvisi vasitəsilə iki hissəyə, N və P oblastına bölünmüşdür. Bu oblastların hər biri bircins olub, əks işarəli keçiriciliyə malikdir (şəkil 12.1). N oblastda donor aşqarları üstünlük təşkil edir, yarımqeçirici elektron keçiriciliyinə malikdir. P oblastda isə akseptorlar üstünlük təşkil edir, yarımqeçirici deşik keçiriciliyinə malikdir. Sadəlik üçün N oblastdakı donorların konsentrasiyasının P oblastdakı akseptorların konsentrasiyalarına bərabər olduğunu qəbul edək.

$$N_D = N_A = 10^{16} \text{ sm}^{-3} \quad (12.1)$$

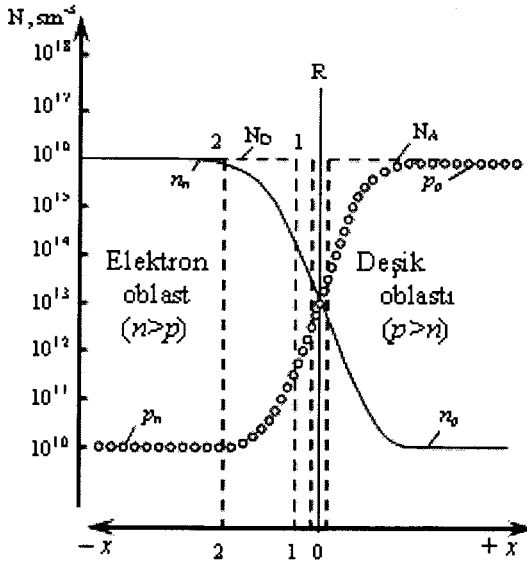


Şəkil 12.1. Elektron və deşik keçiriciliyinə malik olan yarımqeçirici.

Bu zaman x-oxu boyunca aşqarların paylanma qrafiki Şəkil 12.2-də verilmişdir. İstənilən temperaturda donor və akseptor atomları tamamilə ionlaşdığından, N oblastda elektronların konsentrasiyası donorların konsentrasiyasına bərabər olacaqdır, $n_n = N_D$, eləcə də, P oblastda deşiklərin konsentrasiyası

yası akseptorların konsentrasiyasına bərabər olacaqdır $p_p = N_A$. Verilmiş temperaturda yükdaşıyıcıların məxsusi konsentrasiyalarının 10^{13} sm^{-3} olduğunu qəbul edək (məsələn, Ge kristalı üçün). Onda N oblastda olan tarazlıqda olan deşiklərin konsentrasiyası

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} \approx \frac{10^{26}}{10^{16}} = 10^{10} \text{ sm}^{-3} \quad (12.2)$$

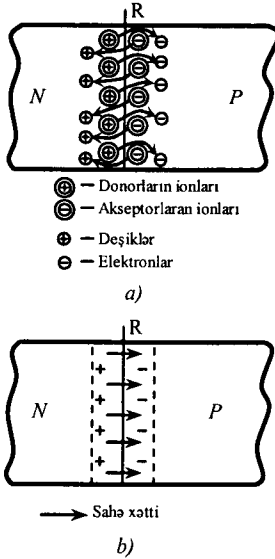


Şəkil 12.2. Yarımkəçiricidə aşqarların və sərbəst yüklərin paylanması.

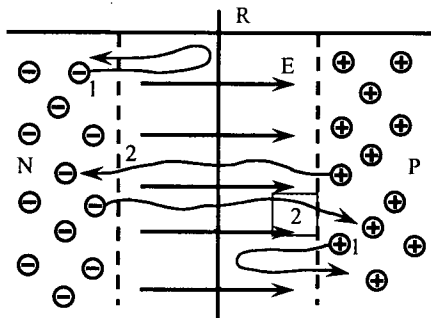
Elektronların konsentrasiyası (n_p)-də P oblastda bu qədər olacaqdır. Elektron və deşiklər sərbəst, hərəkətdə olan yüklər olduğundan, onların konsentrasiyaları $n_n \approx p_p = 10^{16} \text{ sm}^{-3}$ qiymətindən $n_n \approx p_p = 10^{10} \text{ sm}^{-3}$ qiymətinə qədər dəyişəcəkdir, $x=0$ -da isə $n = p = n_i = 10^{13} \text{ sm}^{-3}$ olacaqdır. Hər iki oblastın sərhədində yarımkəçirinin elektron və deşik oblastlarını ayıran “kasıblaşmış” lay və ya başqa sözlə desək elektron-deşik keçidi

meydana gəlir. Elektron və deşiklərin konsentrasiyaları sərhədin bu və o biri tərəfində xeyli fərqləndiyindən, elektronların konsentrasiyaları az olan deşik oblastına keçməyə cəhd edəcək. Deşiklər isə deşik oblastından elektron oblastına keçəcək. Əks işarəli yükdaşıyıcıların qarşılıqlı hərəkəti diffuziya cərəyanı yaradır. Yarımkəçiricinin elektrik neytrallıq şərti pozulur: bir tərəfdən elektron və deşiklər sərhədi keçərək özlərindən sonra hərəkətsiz donor və akseptor ionlarını qoyur, digər tərəfdən isə elektronların deşik oblastında və deşiklərin elektron oblastında konsentrasiyaları artır. Nəticədə, deşik oblastı mənfi, elektron oblastı isə müsbət yüklənmiş olur. Hər iki oblastın arasında həcmi yüklərin yaratdığı elektrik sahəsi yaranır (şəkil 12.3). Beləliklə, yarımkəçiricinin elektron və deşik oblastlarının sərhədində müsbət və mənfi yüklü həcmi yüklər oblastı meydana gəlir. Həcmi yüklər oblastından kənarında yarımkəçirici elektrik neytrallıq şərtini ödəyir. Bu halda istənilən elektron, elektron oblastından deşik oblastına keçərkən həcmi yüklərin yaratdığı elektrik sahəsinin təsiri ilə yenidən elektron oblastına qaydır. Ancaq enerjiləri böyük olan elektronlar elektrik sahəsinin təsir qüvvəsinə üstün gələrək deşik oblastına keçə bilər. Eyni qayda ilə böyük enerjili deşiklər elektron oblastına keçə bilər (şəkil 12.4). İzolə edilmiş yarımkəçiricidə cərəyan sıfıra bərabər olduğundan, diffuziya cərəyanı ona qarşı yönəlmiş yüklərin dreyf cərəyanı ilə tarazlaşmalıdır. Əsas yükdaşıyıcılardan fərqli olaraq qeyri-əsas yükdaşıyıcılar, yəni deşik oblastında olan elektronlar və elektron oblastında olan deşiklər, istilik hərəkəti nəticəsində sərhəd oblastına yaxınlaşaraq, elektrik sahəsinin təsiri ilə sərhədi keçə bilər (şəkil 12.5). Cərəyanın diffuziya hissəsini sərhədi keçən əsas yükdaşıyıcıların, elektron və deşiklərin diffuziya seli təşkil edir. Bu sel qeyri-əsas yükdaşıyıcıların əks istiqamətdə hərəkət edən seli ilə tarazlaşır. Tarazlaşdırıcı cərəyan keçirici cərəyan adlanır. Beləliklə, p-n keçid sərhədindən eyni zamanda dörd cərəyan keçəcəkdir: j_{pD} - deşik cərəyanının diffuziya hissəsi, $j_{pE} = -j_{pD}$ - deşik cərəyanının diffuziya hissəsinə bərabər olan və onun əksinə yönəlmiş

deşik keçirici cərəyan, j_{nD} - elektron cərəyanının diffuziya hissəsi, $j_{nE} = -j_{nD}$ - elektron cərəyanının diffuziya hissəsinə bərabər olan və onun əksinə yönəlmiş elektron keçirici cərəyan.

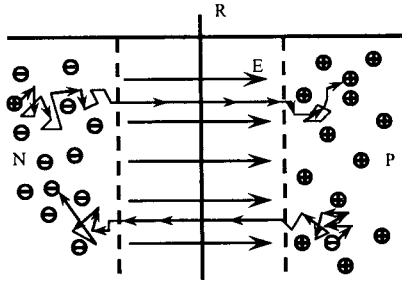


Şəkil 12.3. Yarımkəçiricilərin elektron vədeşik sərhədində elektrik sahəsinin yaranması: a) həcmi yüklərin yaranma oblastı; b) həcmi yüklər oblastında sahənin yaranması.



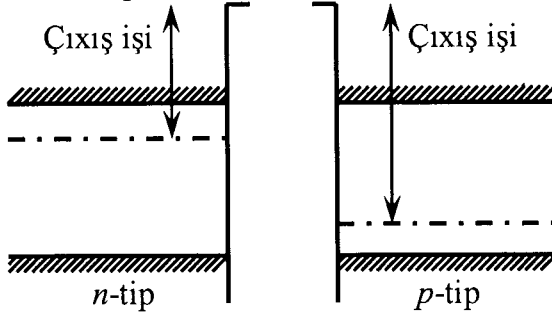
Şəkil 12.4. Əsas yükdaşıyıcıların yaratdığı diffuziya cərəyanının yaranma sxemi.

Bu dörd cərəyan hissələrinin cəmi izole edilmiş yarımkəçiricidə sıfıra bərabər olmalıdır.



Şəkil 12.5. Qeyri-əsas yükdaşıyıcıların yaratdığı keçirici cərəyanının yaranma sxemi.

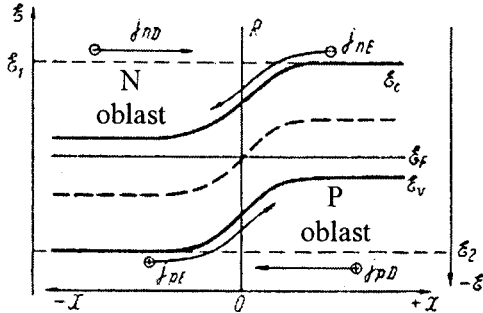
Şəkil 12.6-da elektron və deşik yarımkəçiricilərin ayrılıqda (kontakta qədər) energetik sxemləri verilmişdir. Bu yarımkəçiricilər yalnız aşqarların tərkibinə görə fərqlənir. Şəkiləndən görüldüyü kimi elektron yarımkəçiricidə elektronların çıxış işi deşik yarımkəçiriciyə nəzərən kiçikdir. Təbii ki, bu yarımkəçiricilər kontakta gətirildikdən sonra elektronlar elektron yarımkəçiricidən deşik yarımkəçiriciyə keçəcək. Bu zaman sərhədə müsbət komponentli elektron, deşik komponenti



Şəkil 12.6. Elektron və deşik yarımkəçiricilərinin kontakta qədər energetik sxemləri.

işə deşik yarımkəçiricidə olan ikiqat yüklənmiş lay meydana gələcəkdir. Beləliklə, potensiallar fərqi yaranacaqdır. Bəzən də buna kontakt potensiallar fərqi deyirlər. Elektronların keçiddə

miqdarı artdıqca, potensiallar fərqi də artacaqdır. Bu da deşik yarımkeçiricinin energetik səviyyələrinin elektron yarımkeçiriciyə nəzərən yuxarı sürüşməsinə səbəb olacaqdır. Bu proses hər iki yarımkeçiricidə Fermi səviyyəsi eyni hündürlükdə olana qədər davam edəcəkdir. Nəticədə kontaktın (p-n keçidin) energetik diaqramı şəkil 12.7-də göstərilədiyi kimi olacaqdır. Bu diaqrama əsasən aşağıdakı nəticələri söyləmək olar:



Şəkil 12.7. p-n keçiddə energetik diaqramın dəyişməsi.

1. $x=0$ olduqda Fermi səviyyəsi qadağan olunmuş zolağın ortasından keçir. R müstəvisində yarımkeçirici nə elektron, nə də deşik tip keçiriciliyə malikdir. Bu en kəsiyi məxsusi keçiriciliyə malikdir və bu hissə digər oblastlara nəzərən yüksək müqavimətə malikdir.
2. N oblastdan P oblasta enerjisi E_1 enerjisindən yüksək olan elektronlar keçə bilər. Belə elektronların hərəkəti elektron cərəyanının diffuziya hissəsini təşkil edir. Elektronların əks istiqamətdə hərəkəti elektrik sahəsinin təsiri altında baş verir. Bu elektronların hərəkəti elektron keçirici cərəyanını yaradır.
3. Enerjiləri $|E_2|$ -dən çox olan deşiklər P oblastdan N oblasta keçərək deşik cərəyanının diffuziya hissəsini təşkil edir. Deşiklərin əks istiqamətdə hərəkəti elektrik sahəsinin təsiri altında baş verir. Bu deşiklərin hərəkəti deşik keçirici cərəyanını yaradır.
4. p-n keçiddə elektron və deşiklərin dinamik tarazlığı baş

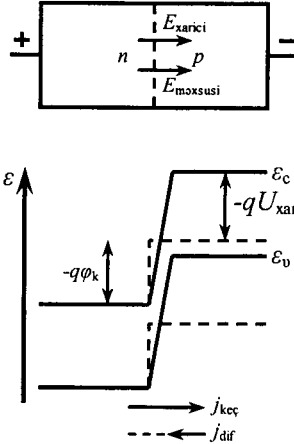
verir. Potensial baryerin hündürlüyü P və N oblastlardakı Fermi səviyyəsinin vəziyyəti və hər iki oblastdakı aşqarların praktiki konsentrasiyası ilə təyin olunur (N_D və N_A).

p - n keçidə verilən xarici gərginlik potensial baryerin hündürlüyünü dəyişəcək və keçiddən keçən diffuziya cərəyanının və keçirici cərəyanının nisbətində təsir edəcəkdir. Bu zaman termodinamik tarazlıq halı pozulacaq və keçiddən cərəyan keçəcəkdir. p - n keçidə tətbiq olunan xarici gərginliyin dəyişməsi keçiddəki cərəyanın dəyişməsinə səbəb olacaqdır. Fərz edək ki, p - n keçidə tətbiq olunan xarici sahənin istiqaməti keçidin məxsusi sahəsi ilə eyni istiqamətdədir (n oblasta müsbət p oblasta isə mənfi qütb birləşmişdir). Həcmi yüklərin oblastı yüksək müqavimətə malik olduğundan xarici sahənin yaratdığı gərginlik düşgüsü məhz bu oblasta düşəcəkdir (şəkil 12.8). Xaricdən verilən gərginlik kontakt potensialları fərqi gərginliyi ilə cəmlənərək, potensial baryerin hündürlüyünü artıracaqdır. Baryerin hündürlüyünün artması p - n keçiddən keçən keçirici cərəyanın qiymətinə təsir etmir. Doğrudan da qeyri-əsas yükdaşıyıcılar istilik hərəkəti hesabına həcmi yüklərin oblastında sahə vasitəsilə keçiddən keçir. Cərəyanın bu komponenti vahid zamanda həcmi yüklər oblastında olan qeyri-əsas yükdaşıyıcıların miqdarı ilə təyin olunur. Bu miqdar qeyri-əsas yükdaşıyıcıların yaranma sürətindən və verilmiş yarımkəçiricidə onların konsentrasiyasından asılıdır. Qeyri-əsas yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və istilik hərəkət sürəti verilmiş yarımkəçiricidə sabit kəmiyyət olduğundan keçirici cərəyan potensial baryerin hündürlüyündən asılı deyildir. Bunun əksinə olaraq, diffuziya cərəyanı potensial baryerin hündürlüyündən kəskin asılıdır. Potensial baryerin hündürlüyü artdıqca baryerdən keçən əsas yükdaşıyıcıların miqdarı azalacaq, diffuziya cərəyanı isə sıfıra bərabər olacaqdır.

p - n keçidə tətbiq olunan xarici gərginliyin istiqamətinin dəyişməsi, potensial baryerin hündürlüyünün azalmasına səbəb olacaqdır. Bu zaman keçirici cərəyan praktik olaraq dəyişməsə də diffuziya cərəyanı kəskin artacaqdır.

Nümunəyə verilən gərginliklə onda yaranan cərəyan ara-

sındakı asılılıq qrafik şəklində verilə bilər, belə xarakteristika volt-ampere xarakteristikası adlanır. Sonrakı bölmədə p-n keçidin volt-ampere xarakteristikasının analitik ifadəsi və qrafiki verilmişdir.



Şəkil 12.8. Xarici gərginliyin təsiri ilə p-n keçiddə potensial baryerin hündürlüyünün dəyişməsi.

12.2. Elektron-deşik keçidin volt-ampere xarakteristikası

Keçirici cərəyanın sıxlığının (j_k) xarici gərginliyin dəyişməsindən asılı olaraq dəyişməyən komponentini j_s ilə işarə edək. Əgər keçiddə xarici gərginlik yoxdursa ($u=0$), cərəyanın hər iki komponentləri (keçirici (j_k) və diffuziya (j_D) komponentləri) bir-birilərinə bərabərdir

$$j_k = j_s \quad (12.3)$$

$$j_D = j_s \exp(qu / kT) \quad (12.4)$$

Burada q – yükdaşıyıcının yükü, k -Bolsman sabiti, T - temperaturdur.

Xarici gərginliyin dəyişməsi ilə diffuziya cərəyanı eksponensial olaraq dəyişir: $u > 0$ olduqda artır, $u < 0$ olduqda isə azalır, p-n keçiddən keçən tam cərəyanın sıxlığı

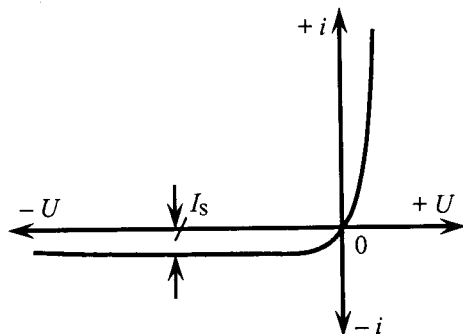
$$J = J_D - J_k = J_S [\exp(qu/kT) - 1] \quad (12.5)$$

Otaq temperaturunda $\frac{kT}{q} = 25$ meV – olduğundan 0,1-0,2 V tərtibindəki mənfi gərginlikdə eksponensial hədd vahidə nəzərən çox kiçik olacaqdır ($e^{-4} \approx 0,02$). 0,1V-dan böyük müsbət gərginlikdə eksponensial həddə nəzərən vahidi atmaq olar.

p-n keçiddən keçən cərəyan keçidin S sahəsi ilə j cərəyan sıxlığının hasilinə bərabər olduğundan

$$i = jS = j_S S [\exp(qU/kT) - 1] = I_S (\exp qu/kT - 1) \quad (12.6)$$

Elektron-deşik keçidin volt-ampere xarakteristikası şəkil 12.9-də verilmişdir. Burada I_S - doyma cərəyanı adlanır.



Şəkil 12.9. Elektron-deşik keçidin volt-ampere xarakteristikası.

12.3. Fotodiod və onun əsas xarakteristikaları

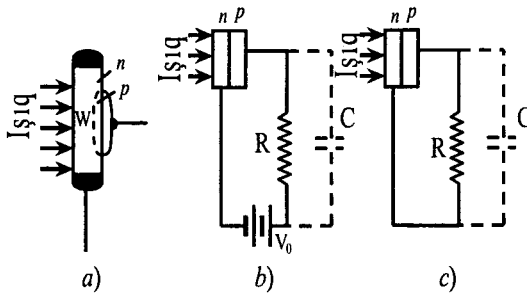
Elektron-deşik fotoelementin (fotodiodun) tipik konstruksiyası şəkil 12.10-da verilmişdir. Fotodiodun işləmə mexanizmi olduqca sadədir. Fotoelementin səthinə (məsələn, n-oblada) düşən işıq şüaları elektron-deşik cütü yaradır. Qeyri-əsas yükdaşıyıcılar (yəni n-tip yarımkəçiricidə deşiklər) n-obladdan keçiddəki sahənin təsiri ilə p-oblada keçir. Bu proses o vaxta qədər davam edir ki, p-obladdakı müsbət yükün artması n-p keçiddə cərəyanın axmasını dayandırır. Bu hala n və p yarım-

keçirici arasında yaranan müəyyən potensiallar fərqi uyğun gəlir. Bu potensial fərq ventil foto-elektrik hərəkət qüvvəsi (qı-saca olaraq, foto-e.h.q.) adlanır. Fotodiodla ventil fotoelementinin fərqi ondan ibarətdir ki, fotodiod n-p keçidə verilmiş xarici gərginliklə işləyir, ancaq ventil fotoelementində xarici gərginlik tələb olunmur.

Yarımkeçirici fotoelementlər əsasən iki istiqamətdə tətbiq olunur:

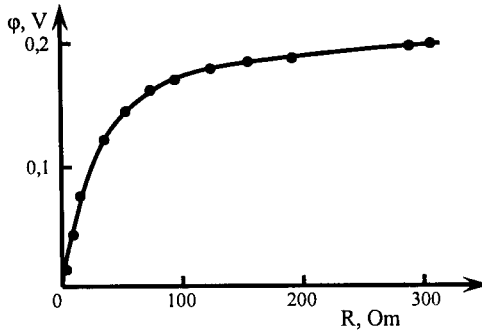
1. işıq siqnallarının elektrik siqnallarına çevrilməsi,
2. işıq enerjisinin (məsələn, Günəş enerjisinin) elektrik enerjisinə çevrilməsi.

Birinci istiqamət avtomatikada, ölçü texnikasında və s., ikinci istiqamət isə kosmik uçuşlarda, “Yer” energetikasında geniş istifadə olunur.



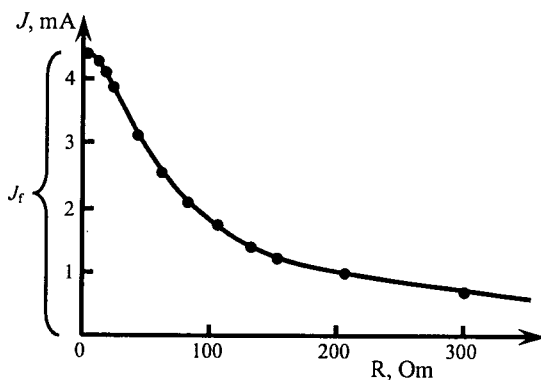
Şəkil 12.10. Fotodiodun dövrəyə qoşulma sxemi: a) fotodiodun konstruksiyası, b) “fotodiod” rejimində qoşulma sxemi, v) “ventil” rejimində qoşulma sxemi.

Aşağıda yarımkeçirici fotodiodların əsas xarakteristikaları əsasən Ge fotodiodları üçün verilmişdir. Bu da təsadüfi deyildir, çünki belə fotodiodlar sənayedə seriyalarla istehsal edilir. Şəkil 12.11 və 12.12-də Ge fotodiodunun ventil rejimində bəzi xarakteristikaları verilmişdir. R yük müqaviməti artdıqca φ potensiallar fərqi artır, fotocərəyan isə $R=0$ və $\varphi=0$ -da malik olduğu maksimum J_f qiymətindən sıfıra qədər azalır. Şəkil 12.13 və 12.14-də Ge n-p fotodiodunun ventil və fotodiod rejimlərində volt-ampere xarakteristikaları verilmişdir.

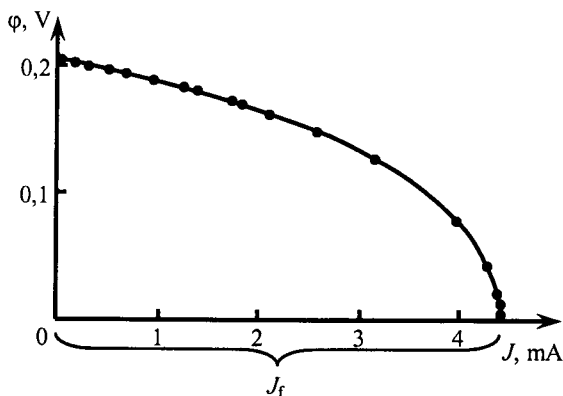


Şəkil 12.11. “Ventil” rejimində işləyən n-p fotoelementin yük xarakteristikası, $\varphi = f(R)$.

Şəkil 12.13 -dən görüldüyü kimi kiçik J_f cərəyanına verilmiş işıqlanmada foto e.h.q.-nin son dərəcə böyük qiyməti uyğun gəlir. Fotodiod rejimində isə işıqlanma olmadıqda ($J_f=0$) cərəyan φ potensiallar fərqindən xətti olaraq artır və sonra doyma halına keçir. Fotodiodu işıqlandırdıqda φ -in istənilən qiymətində cərəyan J_f -in qaralıqdakı qiymətinə nəzərən artır (şəkil 12.14). Beləliklə, $\varphi=0$ olduqda $J = J_f$ olur. Bu hal qısa qapanma rejimi adlanır. Şəkil 12.15-də Ge fotodiodunun lyuks-ampere xarakteristikası, yəni fotocərəyanın (J_f) nümunənin səthinə düşən işığın intensivliyindən (I) asılılığı verilmişdir. Şəkiləndən görüldüyü kimi fotodiod rejimində çox böyük işıqlanmaya qədər $J = f(I)$ asılılığı xətti xarakter daşıyır. Bu fotodiodun ən yaxşı cəhətlərindən biridir. Ventil rejimində qısa qapanmada xətti asılılıq saxlansa da, sonradan böyük intensivliklərdə xətti asılılıqdan kənara çıxmalar müşahidə olunur.

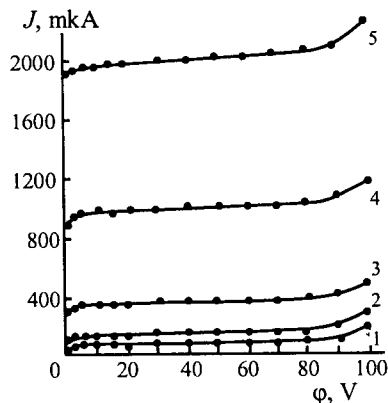


Şəkil 12.12. “Ventil” rejimi, $J = f(R)$.

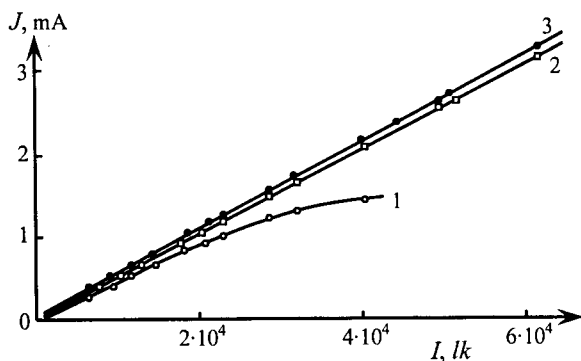


Şəkil 12.13. “Ventil” rejimində işləyən n-p fotoelementin volt-ampere xarakteristikası.

Ge fotodiodunun spektral xarakteristikası şəkil 12.16-də verilmişdir. Spektr 0,5-2mkm intervalında olan geniş bir diapazonu əhatə edir. Spektrin uzundalğalı sərhədi məxsusi udma oblastına uyğun gəlidiyi halda, qısadalğalı oblast müxtəlif nümunələr üçün cüzi də olsa fərqlənir.



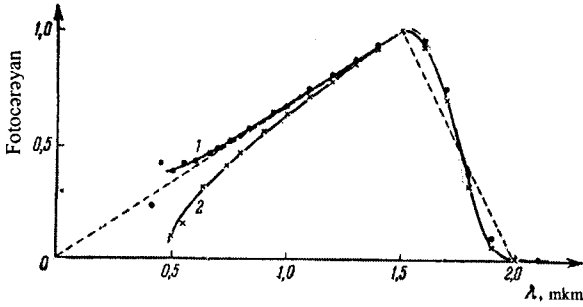
Şəkil 12.14. “Fotodiod” rejimində volt-ampere xarakteristikası.



Şəkil 12.15. Ge fotodiodlarının lyuks-ampere xarakteristikaları: 1-“ventil” rejimi, 2,3- müxtəlif gərginliklərdə “fotodiod” rejimi.

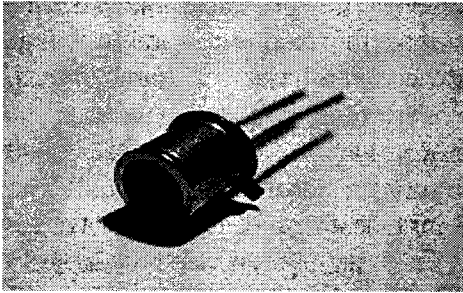
12.4. Fototranzistorlar

Fototranzistor yarımkeçirici optoelektron cihaz olmaqla yanaşı, bipolyar tranzistorun bir növüdür (şəkil 12.17). Klassik variantdan onunla fərqlənir ki, onun baza hissəsini işıqlandırmaqla elektrik cərəyanını optik şüalanma ilə idarə etmək olur. Fototranzistor n-p-n və ya p-n-p quruluşuna malikdir və



Şəkil 12.16. İki Ge fotodiodunda fotocərəyanın spektral paylanması.

cərəyanı gücləndirə bilər. Şüalanmanın təsiri ilə yaranan elektron-deşik cütündəki deşiklər bazada qalır, elektronlar isə emittərə və ya kollektora keçir. Bazanın müsbət potensialı artdıqda elektronların emitterdən bazaya injeksiyası nəticəsində fotocərəyan artır. Bipolyar fototranzistor iki p-n keçiddən ibarət olan yarımkeçirici cihazdır. Bu cihazın əsas funksiyası işıq selini elektrik cərəyanına çevirməkdir. Fototranzistor işıqlandırıldıqda onun baza hissəsində elektron-deşik cütü yaranır. Qeyri-əsas yükdaşıyıcılar kollektor oblastına, qismən də emitter oblastına keçir. Bu da emitter və kollektorun potensialının bazaya nəzərən dəyişməsinə səbəb olur.



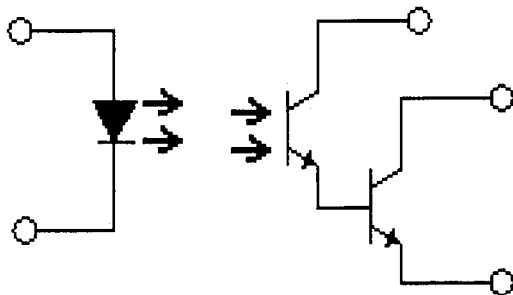
Şəkil 12.17. Fototranzistor.

Emitter keçidi düzünə istiqamətdə yönəldiyindən, onun potensialının, hətta cüzi dəyişməsi kollektor cərəyanının böyük dəyişməsinə səbəb olur, yəni fototranzistor gücləndirici rolunu oynayır. Işıqlanan fototranzistorun kollektor cərəyanı kifayət

qədər böyük olur (ışığı selinin qararılığa nisbəti bir neçə tərtibdir). Fototranzistorlar fotodiodlara nəzərən böyük həssaslığa malikdir ($\sim 100 \text{mA/lm}$). Bipolyar fototranzistor adi bipolyar tranzistora bənzəyir, yəni kollektor və bazanın ucları arasına fotodiod qoşulur. Beləliklə, fotodiodun cərəyanı elə fototranzistorun cərəyanı olur və kollektor dövrəsində n dəfə güclənmiş cərəyan yaranır. Əgər fototranzistora təkə elektrik siqnalı verilsəydi, onun parametrləri adi tranzistorun parametrlərindən fərqlənməzdi. Fototranzistor sxemə sərbəst kollektor, sərbəst baza və sərbəst emitter rejimində qoşula bilər. Fototranzistora optik və elektrik siqnalları verilə bilər. Elektrik siqnalı olmadıqda fototranzistor yüksək inteqral həssaslığa, kiçik tezlik və böyük qararılıq cərəyanına malik olan fotodiod kimi işləyir. Fototranzistorlardan böyük işıq siqnallarını qeyd etmək üçün istifadə etmək daha məqsədəuyğundur; kiçik işıq siqnallarını qeyd etmək üçün bazaya müsbət gərginlik vermək lazımdır. Fototranzistor iki variantda sxemə qoşulur: diod rejimi – iki çıxışdan (emitter və kollektor) istifadə etməklə və tranzistor rejimi - üç çıxışdan istifadə etməklə, girişə həm işıq, həm də elektrik siqnalları verilir. Fototranzistorlar fotoqəbuledici və tranzit optocüt kimi istifadə olunur (şəkil 12.18).

Fototranzistorların spektral xarakteristikaları eyni materialdan hazırlanmış fotodiodların xarakteristikalarına yaxındır. Onların inteqral cərəyan həssaslığı (cihazın çıxışındaki cərəyanın dəyişməsinin uyğun işıq selinə olan nisbəti), ekvivalent fotodiodun fotocərəyanınının 100-3000 dəfə güclənməsi hesabına, olduqca yüksəkdir. Fototranzistorun qalan həssaslıqları şüalanma seli ilə mütənasib olub, kollektordakı cərəyanın qiymətindən asılıdır. Fototranzistorun volt həssaslığı (uyğun gərginlik dəyişməsinin işıq selinin intensivliyinə olan nisbəti) ekvivalent fotodiodun həssaslığından çox deyildir. Onların energetik xarakteristikaları qeyri-xəttidir. Fototranzistorlar fotodiodlara nəzərən zəif temperatur stabilliyinə malikdir, çünki fotocərəyanın artması ilə yanaşı qararılıq cərəyanı da artır. Temperaturun 25°C -dən 50°C -ə qədər artması Si fototranzistorlarının kollektor cərəyanını $\sim 1,25$ dəfə, Ge fototranzistorların kollektor

cərəyanını isə $\sim 1,75$ dəfə artırır. Fototranzistorun tezlik diapazonu fotodioda nisbətən kiçikdir. Fototranzistorlar böyük ətalətə malik olduqlarından sürətli çevirici rolunu oynaya bilmirlər, bu da onların geniş tətbiqinə mane olur.



Şəkil 12.18. Tranzistorlu optocüt.

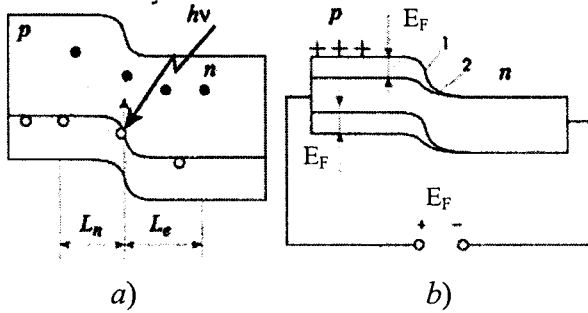
12.5. Yarımkəçirici işıq çeviriciləri

Günəş enerjisinin elektrik enerjisinə çevrilməsinin ən effektiv və sınaq edilmiş üsulu yarımkəçirici Günəş elementlərindəki fotoelektrik üsuludur. İlk dəfə fotoeffekt hadisəsi, yəni işığın maddədə udulması nəticəsində elektrik cərəyanının yaranması, 1839-cu ildə A. Bekkerel tərəfindən müşahidə olunmuşdur. 1905-ci ildə A. Eynşteyn fotoeffektin qanunlarını şüalanmanın və işığın mühitdə udulmasının kvant nəzəriyyəsi əsasında izah etmişdir. 1921-ci ildə buna görə Nobel mükafatına layiq görülmüşdür.

Dünyada ilk fotoelement keçən əsrin 30-cu illərində Leningrad Fizika və Texnika İnstitutunda hazırlanmışdır. Kükürdtalium əsasında hazırlanan bu fotoelementin effektivliyi, yəni f.i.ə. $\sim 1\%$ -ə çatırdı. 1958-ci ildə buraxılan Yerin süni peykinin enerji mənbəyi f.i.ə. 5% tərtibində olan Si Günəş batareyası olmuşdur.

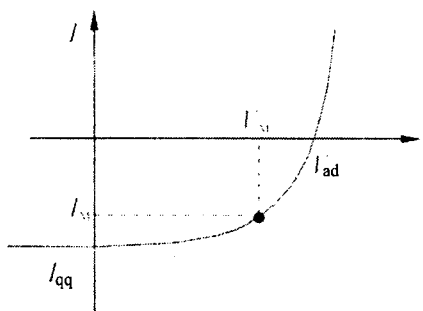
Yarımkəçirici çeviricilərin işləmə prinsipi p-n keçidlərə əsaslanır. Normal p-n keçiddə p və n laylarının sərhədində yükdaşıyıcıların hərəkətinə mane olan potensial baryer yaranır və stasionar halda p-n keçiddən cərəyan keçmir. Fotoelement işıqlandırıldıqda, udulmuş foton tarazlıqda olmayan elektron-

deşik cütü generasiya edir. Bu halda p-oblastda generasiya edən elektronlar p-n keçidin sahəsinin təsiri ilə n-oblasta ötürülür. Analoji olaraq n-layında yaranan deşiklər p-layına keçir (şəkil 12.19,a). Nəticədə n layı əlavə mənfi yük, p layı isə əlavə müsbət yük əldə edir, p-n keçid arasındakı ilkin kontakt potensialları fərqi azalır və xarici dövrədə gərginlik meydana gəlir (şəkil 12.19,b). N-layı mənbəyin mənfi qütbünə, p-layı isə müsbət qütbünə uyğun gəlir.



Şəkil 12.19. İşıqlanmaya başladığında (a) və işıqlanmadan sonra (b) fotoelementdə yükdaşıyıcıların paylanması.

Fotoelementi sabit intensivlikli işıqla işıqlandırdıqda yaranan foto e.h.q.-nin qiyməti VAX-ın tənliyi ilə xarakterizə olunur (şəkil 12.20).



Şəkil 12.20. Fotoelementin volt-ampere xarakteristikası.
 • -nöqtəsi $P_M = I_M V_M$ gücünün çevrilməsinin maksimal effektivlik nöqtəsidir.

Fotoelementin vahid səthinə düşən maksimal elektrik gücü fotoelementin VAX-ın üç əsas parametrinin fotoelementin boş gediş gərginliyi ($V_{b.g.}$), qısa qapanma cərəyan sıxlığının ($I_{q.q.}$) və $F=P_m/(V_{b.g.}I_{q.q.})$ kimi təyin olunan dolma faktorunun hasili kimi təyin olunur. Baxılan kəmiyyətlərin ən əlverişli qiymətləri $V_{b.g.}=0,6V$, $I_{q.q.}=10mA/sm^2$ və $F=0,6$ olur. Fotoelementləri intensivliyi $100 mVt/sm^2$ intensivlikli Günəş şüası ilə şüalandırıdıda belə fotoelementin f.i.ə. $\sim 4\%$ -ə çatır.

Hal-hazırda ən çox istifadə olunan silisium fotoelementləridir. Bu fotoelementlər klassik p-n keçiddən ibarət olub, yəni silisiumun kontaktda olan iki hissəsindən ibarətdir. Silisiumun tərkibinə müxtəlif elementlərdə əlavə olunur. Satışda olan silisium panellərinin f.i.ə. 12-14%, laboratoriya nümunələrinin f.i.ə. isə 23-25%-ə çatır. Ən effektiv Günəş çeviriciləri çoxlaylı nanostrukturular əsasında yaradılır. Bu nanostrukturular A^3B^5 yarımkeçirici birləşmə qrupuna aid olan GaAs və onun bərk məhlulları əsasında hazırlanır. Heterokeçidlər isə GaAs və AlGaAs əsasında hazırlanır. Heterokeçidlər əsasında ilk işıq çeviriciləri 45 il bundan əvvəl A.F. İoffe adına Fizika və Texnika İnstitutunda hazırlanmışdır. Hal-hazırda bu tipli çeviricilərin f.i.ə. 40%-ə çatır. Heterostrukturuların kəşfi və tətbiq sahəsindəki nailiyyətlərinə görə J.İ. Alferov 2000-ci ildə Nobel mükafatına layiq görülmüşdür. Müasir Günəş çeviriciləri onlarca nano ölçülü heterokeçidlərdən ibarətdir. Belə elementlər olduqca baha başa gəlir, onların geniş tətbiqi, ancaq xüsusi Günəş enerji konsentratlarının yaradılmasından sonra mümkün olacaqdır.

Qeyd etmək lazımdır ki, Günəş enerjisini birbaşa istilik enerjisinə çevirmək də mümkündür. Bu üsul fototermik üsul adlanır. Fototermik üsulda istilik daşıyıcısı (əsasən su) kollektorda (ışığı udan boruda) yüksək temperatura qədər qızır və binaların qızması üçün istifadə olunur. Kollektor evlərin damında elə yerləşdirilir ki, bütün gün ərzində onun işıqlanması maksimum həddə çatsın. İstilik enerjisinin bir hissəsi qısa müddətdə (bir neçə günə) istilik akkumulyatoru vasitəsilə toplanır, qış mövsümündə isə kimyəvi akkumulyatordan istifadə olunur. Sadə konstruksiyalı $1m^2$ ölçüsündə olan Günəş kollektoru 50-

70 litr süyu qün ərzində 80-90°S-ə qədər qızdırı bilir. Bu prinsiplə işləyən helium cihazları cənub rayonlarında bir çox evləri isti su ilə təmin etməyə imkan verir.

12.6. Optronlar

Optronların yaradılması və tətbiqi 1955-ci ildən başlamışdır. Optronların elementləri arasında optik və elektrik əlaqəsi mövcuddur. Belə cihazlar işıq siqnallarını gücləndirməyə və spektral çevirməyə imkan verir. İki stabil hala malik olan optronlar – bistabil optronlar və məntiq sistemlərinin informasiyalarının yığılması və saxlanması təmin edən optoelektron sistemlərdən ibarətdir. “Optron” sözünün mənası optik-elektron qurğu (ingilis dilində "optical-electronic device") deməkdir.

Optronlar konstruktiv olaraq bir-biri ilə müxtəlif formada optik və elektrik əlaqəsi olan işıq şüalandırıcısı və fotoqəbuledicidən ibarət optoelektron cihazlara deyilir. Optronların işləmə prinsipi aşağıdakından ibarətdir: şüalandırıcıda elektrik siqnalı işıq siqnalına, fotoqəbuledicidə isə əksinə, işıq siqnalı elektrik siqnalına çevrilir. Struktur mürəkkəbliyinə görə optron cihazlar iki qrupa ayrılır: optron cütü və optoelektron inteqral mikrosxem. Optron cütü (elementar optron) aralarında optik rabitə olan işıq mənbəyi ilə fotoqəbuledicidən ibarət yarımkeçirici optoelektron cihazdır. Optoelektron inteqral mikrosxem bir və ya bir neçə optron cütündən və onlara birləşdirilən gücləndiricilərdən ibarət olan cihazdır.

12.6.1. Optron texnikasının fiziki əsasları. Optronların elementar əsasını işıq qəbulediciləri, işıq mənbələri və onlar arasındakı optik mühit təşkil edir. Bütün bu elementlərə ümumi tələblər qoyulur: ölçülərinin və kütləsinin kiçik olması, etibarlıq və uzun ömürlülük, mexaniki və iqlim dəyişməsinə davamlılıq, maye dəyərinin aşağı olması və uzunmüddətli texniki aprobeasiya.

İlk növbədə optron hansı növ işıq qəbuledicindən istifadə olunması ilə fərqlənir. Işıq qəbulediciyə qoyulan əsas tələblər: şüalanma enerjisinin elektrik enejiyinə effektiv çevrilməsi, siqnalı gücləndirmək qabiliyyətinə malik olması, sürətli qəbul etmə qabiliyyəti və geniş funksional imkanlara malik olması.

İşıq qəbuledicilər əsasən görünən və yaxın infraqırmızı oblasta uyğun gələn şüalara həssasdır, onlar otaq temperaturunda da işləyə bilər. Belə qəbuledicilərin spektral həssaslığı $\lambda=0,7-0,9$ mkm-dir. Oprtronlarda işıq qəbuledicisi olaraq fotomüqavimət (fotorezistor), fotodiod, fototranzistor və ya fototristordan istifadə edilir.

Oprtronlardakı işıq mənbələrinə də çoxlu sayda tələblər qoyulur: şüalanmanın spektral tərkibinin işıq qəbuledicisinə uyğunluğu, elektrik cərəyanının şüalanma enerjisinə effektiv çevrilməsi, şüaların istiqamətli olması, işıq impulslarının qısamüddətli olması, işığın həyəcanlaşmasının sadəliyi və şüaların modulyasiyasının mümkünlüyü. Oprtronlarda işıq mənbəyi olaraq közərmə lampası, neon lampası və ya elektrolüminessensiya özəyindən istifadə oluna bilsə də, geniş tətbiq tapmış oprtronlarda işıqlanan diod və ya yarımqeçirici injeksiya lazerlərindən istifadə olunur.

12.6.2. Diod oprtronunda enerji çevrilməsi. Oprtronlarda enerji çevrilməsinin nəzəriyyəsi işığın kvant təbiətinə əsaslanır. Məlumdur ki, elektromaqnit şüalarına foton seli kimi baxmaq olar. Hər bir fotonun enerjisi aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$E_{\phi} = h\nu = hc / n\lambda \quad (12.7)$$

burada h -Plank sabiti, c -ışığın vakuumba sürəti, n -yarımqeçiricinin sındırma əmsalı, ν, λ - optik şüaların tezliyi və dalğa uzunluğudur.

Kvant selinin sıxlığını (yəni vahid səthdən vahid zamanda keçən kvantların sayını) N_{ϕ} ilə işarə etsək, şüalanmanın tam gücü

$$P_{\phi} = N_{\phi} \cdot E_{\phi} \quad (12.8)$$

(12.7) ifadəsindən görüldüyü kimi N_{ϕ} -in verilmiş qiymətində dalğa uzunluğu λ qısa olduqca şüalanmanın gücü artır. Praktikada P_{ϕ} – dən (yəni işıq qəbuledicinin energetik işıqlanmasından) istifadə olunduğundan N_{ϕ} -i aşağıdakı şəkildə yaz

maq daha məqsədəuyğundur

$$N_{\phi} = P_{\phi} / E_{\phi} = 5 \cdot 10^{15} \lambda P_{\phi} \quad (12.9)$$

burada N_{ϕ} , $\text{sm}^{-2}\text{c}^{-1}$, λ , mkm; P_{ϕ} , mVt/sm.

İşıq diodunda injeksiya lüminessensiyası üç əsas prosesdən ibarətdir: yarımkeçiricilərdə şüalanma (və ya şüalanmasız) rekombinasiyası, işıq diodunun baza hissəsinə qeyri-əsas yükdaşıyıcıların artıq hissəsinin injeksiyası və generasiya oblasından şüalanmanın çıxardılması. Yarımkeçiricidə yükdaşıyıcıların rekombinasiyası ilk növbədə onun zona quruluşu, aşqarların və defektlərin mövcudluğu və təbiəti, tarazlıq halının pozulma dərəcəsi ilə təyin olunur. Optron şüalandırıcılarının əsas materialları kimi düz optik keçidlərə malik olan yarımkeçiricilərdən istifadə olunur (məsələn, GaAs və onun əsasında GaAlAs və GaAsP üçqat birləşmələri). Şəkil 12.21-də GaAsP yarımkeçirici kristalının enerji diaqramı verilmişdir. Bu sxem üzrə yükdaşıyıcıların hər bir rekombinasiya aktı kvant şüalanması ilə müşayiət olunur və enerjinin saxlanma qanununa əsasən şüalanan kvantların dalğa uzunluğu aşağıdakı münasibətlə təyin olunur:

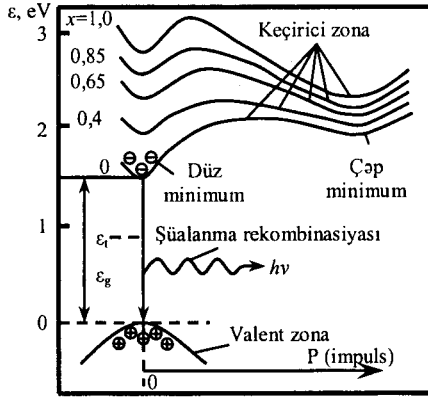
$$\lambda_{\text{şüal.}} (\text{mkm}) = 1,23 (eV) \quad (12.10)$$

Qeyd etmək lazımdır ki, şüalanmasız rekombinasiya mexanizmləri də mövcuddur. Bunlara misal olaraq iki prosesi göstərmək olar:

1. Dərin mərkəzlərdən rekombinasiya. Elektron valent zonasına birbaşa deyil, qadağan olunmuş zonada yerləşən bu və ya digər energetik səviyyələr vasitəsi ilə keçə bilər (şəkil 12.21-də E_t səviyyəsi).

2. Oje (və ya zərbə ilə) rekombinasiya. Yarımkeçiricidə sərbəst yükdaşıyıcıların konsentrasiyalarının böyük olduğu halda üç zərrəciyin toqquşma ehtimalı artır. Bu zaman rekombinasiya edən elektron-deşik cütünün enerjisi kinetik enerji formasında üçüncü zərrəciyə verilir, o da öz növbəsində bu ener-

jini qəfəslə toqquşmada sərfləyir. Müxtəlif rekombinasiya mexanizmlərinin rolu daxili kvant çıxışı deyilən kəmiyyətlə (η_{dax}) xarakterizə olunur, yəni qenerasiya olunan kvantların sayının eyni zamanda injeksiya olunan qeyri-əsas yükdaşıyıcıların sayına nisbəti. η_{dax} işıq diodunda istifadə olunan materialın əsas xarakteristikası hesab olunur və onun qiyməti 0 ilə 100% arasında dəyişir. Işıq diodunun aktiv (şüalandırıcı) oblastında sərbəst yükdaşıyıcıların yaranması düzünə istiqamətdə qoşulmuş p-n keçiddən injeksiyası hesabına baş verir.



Şəkil 12.21. GaAsP yarımkəçirici kristalının enerji diaqramı.

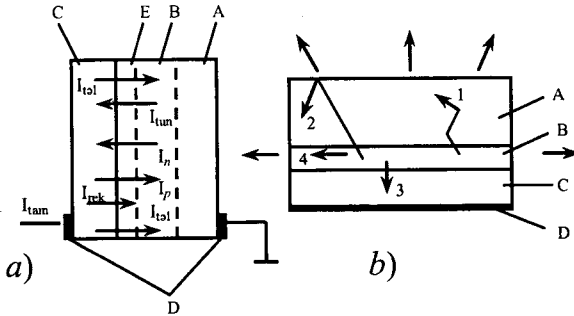
Diodun aktiv oblastında şüalanma rekombinasiyasına kömək edən cərəyanın “faydalı” komponenti p-n keçiddən injeksiya olunan elektronların yaratdığı I_n cərəyanıdır (şəkil 12.22,a). p-n keçidin effektivliyi injeksiya əmsalı ilə xarakterizə olunur:

$$\gamma = \frac{I_n}{I_{tam}} = \frac{I_n}{I_n + I_p + I_{rek.} + I_s} \quad (12.11)$$

γ -nın dəyişmə intervalı elə η_{dax} dəyişmə intervalı hüdudundadır, yəni $0 \leq \gamma \leq 100\%$.

Burada I_n -cərəyanının elektron komponenti, I_p - cərəyanının deşik komponenti, $I_{pek.}$ -rekombinasiya cərəyanı, I_s -səthdə yaranan cərəyandır.

Generasiya oblastında enerji itkisinin aşağıdakı növləri müşahidə olunur (şəkil 12.22,b):



Şəkil 12.22. Işıq diodunun elektrik (a) və optik (b) modelləri. A- kristalın optik “şəffaf” hissəsi; B-kristalın aktiv hissəsi; C – kristalın “şəffaf olmayan” hissəsi; D-omik kontaktlar; E-həcmi yüklərin oblastı.

1. öz-özünə udulma hadisəsi (şüa 1). Əgər generasiya olunan kvantların dalğa uzunluğu (12.10) ifadəsindəki dalğa uzunluğuna uyğun gəlsə, bu udmanın “qırmızı sərhəddi” ilə üst-üstə düşür və belə şüalar kristalda udulur.

2. Daxili tam qayıtma hadisəsi (şüa 2). Məlumdur ki, işıq şüaları optik sıxlığı böyük olan mühitdən (yarımkeçiricidən) optik sıxlığı kiçik olan mühitə düşükdə tam daxili qayıtma hadisəsi baş verir. Belə şüalar kristalda əks olunur və öz-özünə udma nəticəsində yox olur.

3. Əks istiqamətə və yan tərəfə yönəlmiş şüalanma prosesləri (3və 4 şüaları).

Optik enerjinin kristaldan effektiv çıxarılması k_{opt} çıxma əmsali ilə xarakterizə olunur. k_{opt} lazımi istiqamətdə çıxan şüaların gücünün kristalın daxilində generasiya olunan şüaların gücünə olan nisbətində deyilir.

k_{opt} -in dəyişmə intervalı elə γ və η_{dax} dəyişmə interval-ları hüdundadır, yəni $0 \leq k_{opt} \leq 100\%$. Işıq diodlarının şüalanma qabiliyyətinin inteqral göstəricisi η_{xar} xarici kvant çıxışı ilə xarakterizə olunur. Yuxarıda deyilənlərə əsasən $\eta_{xar} = \eta_{dax} \cdot \gamma \cdot k_{opt}$.

Optronlarda istifadə olunan işıq qəbuledicilərinin iş prinsipi

daxili fotoeffekt hadisəsinə əsaslanır. Işıq kvantları kristalda udularkən həm əsas atomlardan, həm də aşqar atomlarından elektronları qopara bilər. Aşqar atomlarının konsentrasiyası kristalın əsas atomlarına nəzərən az olduğundan məxsusi udulma nəticəsində yaranan fotoelektrik effekti aşqar atomların yaratdığı fotoelektrik effektindən böyük olacaqdır. Bütün optronlarda istifadə olunan işıq qəbulediciləri aşqarsız fotoeffekt hadisəsinə əsaslanır. Işıq kvantının atomdan elektronu qopara bilməsi üçün aşağıdakı məlum münasibətlərin ödənilməsi lazımdır:

$$E_{\phi 1} = h \nu_1 \geq E_c - E_v \quad (12.12)$$

$$E_{\phi 2} = h \nu_2 \geq E_c - E_t \quad (12.13)$$

Beləliklə, məxsusi fotoeffekt hadisəsi o zaman baş verir ki, yarımkeçiriciyə dalğa uzunluğu λ_{qr} , kiçik olan şüalar təsir etsin:

$$\lambda_{qr} = hc / (E_c - E_v) \approx 1.23 / E_g \quad (12.14)$$

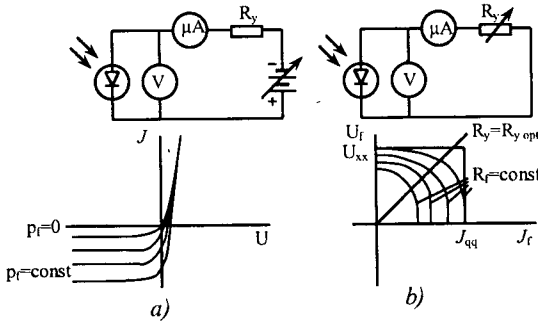
burada λ_{qr} - mkm, E_g isə eV-la ölçülür. λ_{qr} maddənin spektral həssaslığının uzundalğalı və ya “qırmızı” sərhədi adlanır.

Fotoeffektin intensivliyi kvant çıxışından (β), yəni bir fotonun yaratdığı elektron-deşik cütünün sayından asılıdır. Təcürübələr göstərir ki, optronların işləmə oblastında $\beta=1$ olur.

Işıq şüalarının təsiri ilə yarımkeçiricilərdə sərbəst yükdaşıyıcılarının yaranması iki fotoelektrik effektinin yaranması ilə müşayiət olunur: fotokeçiricilik hadisəsi (ışqlanma nəticəsində keçiriciliyin artması) və fotovoltaiq hadisə (p-n keçiddə foto-e.h.q.-nin yaranması). Hər iki effekt işıq qəbuledicilərinin hazırlanmasında istifadə olunur. Optronlarda fotokeçiricilik hadisəsinə nəzərən foto-e.h.q. effektinə daha çox üstünlük verilir.

Işıq qəbuledicilərinin əsas parametrləri və xarakteristikalarını bir neçə qrupa bölmək olar. Optik xarakteristikalarına maddənin işığa həssas səthinin sahəsi, “optik pəncərə”nin ölçüsü və forması, şüalanmanın maksimal və minimal gücü daxildir.

Elektrooptik xarakteristikalarına isə işığa həssaslıq, işıq qəbul edicinin səthində həssaslığın bircins paylanması, həssaslığın işığın dalğa uzunluğundan asılılığı, qəbul edicinin məxsusu küyləri aiddir. Çıxış signalının (gərginlik, cərəyan) xarakterindən asılı olaraq, volt (V/Vt) və ya cərəyan (A/Vt) xarakteristikaları qəbul edilmişdir. Işıq selinin gücü elə seçilir ki, $U_{\text{çix}}$ (və ya $I_{\text{şıq}}$) $\sim P_{\text{ışiq}}$ münasibəti ödənsin. Bu rejim qəbul edicinin xətti dinamik rejimi adlanır. Şəkil 12.23-da işıq qəbul edicisinin fotodiod (a) və fotovoltmik (b) rejimlərində ölçü sxemləri və volt-ampere xarakteristikaları verilmişdir.



Şəkil 12.23. Işıq qəbul edicisinin fotodiod (a) və fotovoltmik (b) rejimlərində ölçü sxemləri və volt-ampere xarakteristikaları.

Diodun baza hissəsində udulan işıq şüalarının yaratdığı elektron – deşik cütleri p-n keçidə diffuziya edərək, dövrədə əlavə cərəyan yaradır. Diodun şüalanması nə qədər çoxdursa, fotocərəyan da bir o qədər çox olur.

12.7. Optik holoqrafiya

Holoqrafiya dedikdə informasiyanın optik yazılması və bərpası nəzərdə tutulur. Holoqrafiya (yunancadan tərcüməsi “tam yazma” deməkdir) adlanan bu üsul 1947-ci ildə ingilis alimi Denis Qabor tərəfindən təklif olunmuşdur. Qabor 1971-ci ildə həmin üsula görə Nobel mükafatına layiq görülmüşdür. Holoqrafiya haqqında məlumat verməzdən əvvəl adi şəkilçəkmə üsulunun qüsurları haqqında qısa məlumat verək. Adi şəkilçəkmədə:

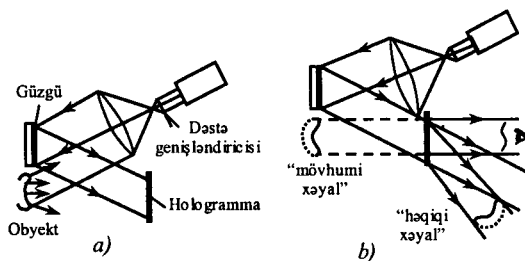
1. Optik sistemdən istifadə etmək zəruriyyəti var;
2. Üçölçülü cismin xəyalı müstəvi üzərinə proyeksiya olunur;
3. Parallaktik yerdəyişmə effekti müşahidə olunmur;
4. Bir fotolövhəyə yalnız bir dəfə şəkil çəkmək olar;
5. Xəyalı bərpa etmək üçün optik sistemdən istifadə etmək lazımdır;
6. Cismin hər nöqtəsi haqqındakı məlumat fotolövhənin kiçik hissəsinə yazılır və bu səbəbdən də neqativin müəyyən hissəsinin zədələnməsi xəyalın uyğun hissəsinin bərpa oluna bilməməsinə səbəb olur. Başqa sözlə, cismin tam xəyalı yalnız zədələnməmiş bütöv neqativ vasitəsilə bərpa oluna bilər.

Sayıdığımız qüsurları olmayan və prinsipcə yeni olan “şəkilçəkmə” üsulu məhz optik holoqrafiya üsuludur. Holoqrafiyanın meydana gəlməsinə fizikada bir-birindən əsrlərlə fərqlənən üç kəşfi səbəb olmuşdur. 1690-cı ildə Hüygens göstərmişdir ki, işıq dalğasının çatdığı hər bir nöqtə ikinci dalğa mənbəyinə çevrilir və ixtiyari anda həmin ikinci dalğaları qurşayan səth, yayılan dalğanın həmin an üçün dalğa cəbhəsidir. 1801-ci ildə T. Yunq işığın interferensiya hadisəsini kəşf etmişdir: toplanan işıq dalğaları fazaca üst-üstə düşmədikdə biri-birini söndürür, fazalar üst-üstə düşdükdə isə işıq dalğalarının güclənməsi baş verir. Nəhayət, üçüncü kəşf 1948-ci ildə D.Qabor tərəfindən edilmişdir. O, elektron mikroskopunu sferik təhrifdən təmizləmək məqsədilə ikipilləli üsul təklif etmişdir: elektron dalğasının sahəsini spektrin optik diapazonuna “köçürmək”, burada sferik aberrasiyanı (təhrifi) adi üsullarla aradan götürmək və sonra yenidən “geriyə dönmək”. Məhz bu xüsusi məsələnin həlli nəticəsində holoqrafiya üsulunun ideyası yaranmışdır – cismin xəyalının yazılması və bərpa olunmasından ibarət iki pilləli proses. Holoqrafiyanın əsasını interferensiya və difraksiya hadisələri təşkil edir. Holoqramma cismin üzərinə düşərək difraksiyaya uğramış dalğaların interferensiya mənzərəsindən başqa bir şey deyildir. Hadisənin əsl mahiyyətinə nəzər salmaqla holoqrafiyanı izah edək.

Cismi ona görə görürük ki, ondan gələn işıq gözümüzdə düşərək görmə təsiri yaradır. Deməli, gözümüzdə düşən işıq dal-

ğası cisim haqqında bütün məlumatları daşıyır. Bu məlumatlar işıq dalğasının amplitudu və fazası ilə müəyyən olunur. Amplitud işıqlanmanın az, yaxud çox olması haqqındakı məlumatı, faza isə işığın cisimdən çıxdığı nöqtənin bizdən hansı məsafədə yerləşməsi haqqındakı məlumatı daşıyır. Əgər cisimdən gözü-müzə tərəf yayılan işıq dalğasını yaza bilsək-“dondura” bilsək və sonra istədiyimiz anda həmin dalğanı “yenidən canlandıraraq” hərəkətə gətirə bilsək, cisimi əvvəlki yerdə və tamamilə əvvəlki kimi görürük. Elə buna görə də holoqrafiya adlandırılan yeni üsulda əsas məsələ “dalğanı yazmaq” və bərpa etmək məsələsidir. “Dalğanı “yazmaq” və bərpa etmək üçün, cisimdən səpilərək gələn dalğanın amplitudunu və fazasını “yazmaq” və bərpa etmək lazımdır.

Holoqrafik şəkilçəkmənin sxemi şəkil 12.24,a-da verilmişdir. Adi optik qurğu vasitəsilə genişləndirilmiş lazer şüası eyni zamanda şəkli çəkilən obyekt və güzgü üzərinə yönəldilir. Güzgüdə qayıdan dayaq dalğası (dayaq dalğası olaraq müstəvi və ya sferik dalğalardan istifadə olunur) və obyekt tərəfindən səpilən cisim dalğası adi fotolövə üzərinə düşür. Fotolövədə bu iki dalğanın interferensiyası nəticəsində yaranan interferensiya mənzərəsi qeyd olunur. Bundan sonra fotolövəni aşkarlamaqla dayaq və cisim dalğalarının toplanması nəticəsində alınmış interferensiya mənzərəsinin fotolövəyə çəkilmiş şəkli alınır. Bu şəkil, yəni holoqrafik üsulla fotolövəyə yazılmış interferensiya mənzərəsi holoqrama adlanır.



Şəkil 12.24. Holoqrafik şəkilçəkmə.

Birinci mərhələ, yəni holoqramın yazılması başa çatdıqdan sonra növbə ikinci mərhələyə, yəni holoqramdan cisim dalğasını bərpa etməyə gəlir. Obyektdən gələn ilkin dalğanı – cisim dalğasını bərpa etmək üçün, yəni obyektin üç ölçülü xəyalını almaq üçün, holoqrama şəkilçəkmə zamanı fotolövhəni qoyduğumuz yerdə yerləşdirilir. Sonra həmin holoqram əvvəlcə (şəkilçəkmə prosesində) istifadə etdiyimiz lazer şüası ilə həmin bucaq altında işıqlandırılır (şəkil 12.24, b). Bu zaman dayaq dalğasının holoqramdan difraksiyası baş verir. Nəticədə, obyektin bütün xassələrini özündə əks etdirən mövhumi xəyal müşahidə olunur. Işıqlanmanın xəyal boyunca paylanması da obyektin özündə olduğu kimidir.

Holoqramdan gözümüzə düşən dalğa, obyektin özündən düşən dalğanın eynidir. Müşahidə şəkil 12.24, b-də göstəriləyi kimi, holoqramdan sağ tərəfdə aparıldıqda, mövhumi xəyaldan başqa, relyefi obyektin relyefinin tərsi olan (şəkil 12.24, a) həqiqi xəyal da alınır. Bu halda həqiqi xəyalı optik cihazdan istifadə etmədən birbaşa gözlə müşahidə etmək çətindir. Holoqramı çevrilmiş dayaq dalğası vasitəsilə əks tərəfdən işıqlandırsaq obyektin əvvəlcə yerləşdiyi yerdə gözlə birbaşa müşahidə olunan həqiqi xəyalı alınır. Həmin xəyalı linzadan istifadə etmədən fotolövhə üzərində yazmaq (çəkmək) olar.

12.8. Yarımkeçirici nanotexnologiya

12.8.1. Kvant mexanikası və nanotexnologiya. Kvant mexanikası fundamental elm sahəsi olmaqla bərabər, maddənin kiçik zərrəciklərinin xassələrini öyrənir. Onun qanunları elektron, atom və molekulların davranışını təsvir edir. Texnikada, gündəlik həyat tərzimizdə adi cisimlər üçün doğru olan təsvirlər atomlar üçün yaramır. Artıq fizikada kvant-mexaniki prinsiplər əsasında işləyən cihazlar hazırlanır. Atomları bir-iki lay dəqiqliyi ilə düzməklə süni kristallar yaratmaq olur. Belə yarımkeçirici strukturların ölçüləri bir neçə nanometr və ya onlarca anqstrem tərtibində olur. Əlbəttə, bu ölçülər atomların həqiqi ölçülərindən böyük olmasına baxmayaraq, elektronlar bu strukturlarda özlərini kvant öbyekti kimi aparırlar. Mikrostrukturların üç əsas növü vardır: kvant çıxışı (KÇ), kvant teli (KT), kvant nöqtəsi (KN). KN-i bəzən süni atomlar adlandırırlar. Kvant mexanikasının əsas müddəaları kvant çıxışı, kvant teli, kvant nöqtəsində müşahidə olunan hadisələri keyfiyyətcə izah etməyə imkan verir.

Məlumdur ki, klassik fizikada elektronlar trayektoriya bo-

yunca hərəkət edir. Başlanğıc koordinat və impulsu (və ya sürəti) verməklə trayektoriyamı hesablamaq olar. Ancaq kvant mexanikasında hərəkətin təsviri tamamilə başqadır. Bu nəzəriyyə hərəkəti trayektoriya ilə təsvir etmir. Məsələ bundadır ki, kvant mexanikasında zərrəciyin başlanğıc koordinat və impulsunun dəqiqliyinə məhdudiyət qoyulur. Əgər zərrəciyin koordinatı Δx dəqiqliyi ilə məlumdursa, onun impulsunu $\Delta p \geq (\hbar / \Delta x)$ dəqiqliyindən artıq təyin etmək mümkün deyil. Bu məşhur münasibət Heyzenberqin qeyri-müəyyənlik prinsipi adlanır.

İlk növbədə bu münasibətin zərrəciyin sərbəst hərəkətinin xarakterinə necə təsir edəcəyinə baxaq. Fərz edək ki, zərrəcik ölçüsü a -ya bərabər olan sahədə yerləşdirilib. Onda onun impulsunun dəyişməsi $\Delta p \geq (\hbar / \Delta a)$ olacaqdır. $\Delta t = 2a / \Delta u$ müddətində zərrəcik ölçüsü $2a$ olan sahədə ola bilər. Müəyyən müddətdən sonra məhdud bir oblastda lokalizə olunan zərrəciyi, böyük bir ölçülü ərazidə tapmaq olar. Beləliklə, başlanğıc koordinat nə qədər böyük dəqiqliklə təyin olunursa, onun impulsu daha az dəqiqliklə müəyyən olunur, yəni zərrəcik lokalizə olunmuş oblastdan daha tez uzaqlaşır. Əgər zərrəcik əvvəlcə a oblastında yerləşirdisə, qeyri-müəyyənlik prinsipinə əsasən onun sürətindəki fərq $\Delta u = \Delta p / m = \hbar / am$ olacaqdır və $\Delta t = 2ma^2 / \hbar$ müddətində lokalizasiya oblastı iki dəfə artacaqdır. Kvant-mexaniki təsvirə görə hər-hansı anda zərrəcik məhdud bir oblastda yerləşirsə, sonradan onun dürüstlüklə vəziyyətini təyin etmək mümkün deyil. Ancaq zərrəciyin fəzada müəyyən ehtimalla paylanması haqqında fikir söyləmək olar. Bu paylanma ψ funksiyası və ya dalğa funksiyası vasitəsilə həyata keçirilir. Bu funksiyanın intensivliyi, daha doğrusu ψ funksiyasının kvadratı ($|\psi^2|$) zərrəciyin bu və ya digər oblastda olma ehtimalını aşkar edir, yəni zərrəciyin Δx intervalında olma ehtimalı $|\psi^2| \Delta x$ bərabərdir. Kvant mexanikası fiziki aləmin yeni təsvirini yaradır. Kvant mexanikasına görə elektron dalğa xüsusiyyətinə də malikdir. O, adi zərrəcik xüsusiyyətini saxlamaqla, eyni zamanda, interferensiya hadisəsi yarada bilər, ensiz yarıqdan və çəpərdən keçə bilər. Doğrudan da elektron dəqiq kütləyə malikdir, yükü də dəqiq məlumdur. Bundan əlavə, klassik zərrəciyə uyğun olaraq elektron enerji və impulsa malikdir.

Elektronun kvant təzahürünün daha bir cəhətinə də baxmaq lazımdır. Elektron məhdud bir oblastda hərəkət etdikdə

onun impulsu müəyyən diskret qiymətlərə malik olur, daha doğrusu onun enerji spektri kvantlanır. Elektronun icazə verilən səviyyələrinin enerjisi Bor qaydası ilə müəyyən olunur. Borun postulatına görə potensial çökəkdə o trayektoriyalar mümkündür ki, zərrəciyin p_n impulsu ilə çökəyin a eni arasında $p_n a = \pi \hbar n$ (n -kvant halının nömrəsidir) münasibəti ödənsin. Onda çökəkdə enerji səviyyələri aşağıdakı düsturla təyin olunur:

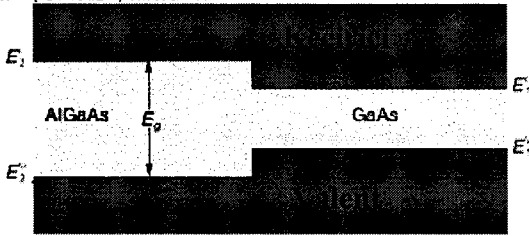
$$E_n = \frac{p_n^2}{2m} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} n^2 \quad (12.15)$$

Əgər çökəyin eni 5 nm-dirsə, onda $E_1=0,02$ eV-a bərabər olar. Nəzərə almaq lazımdır ki, elektronun kristaldakı kütləsi sərbəst elektronun kütləsindən ($m=10^{-27}$ q.) fərqlənir. Kvant çökəyində effektiv kütlə sərbəst elektronun kütləsindən 10 dəfə az ola bilər. Onda çökəyin yuxarıda götürdüyümüz eyni enində $E_1=0,2$ eV olacaqdır. Bu kəmiyyət kvant strukturlarında elektron enerjilərinin xarakterik miqyasını təyin edir.

Kvant mexanikasının əsas müddəaları ilə qısa tanışlıqdan sonra yarımkeçiricilərdə nanotexnologiyanın bəzi problemləri ilə tanış olaq. Ən sadə kvant struktur nazik yarımkeçirici laydan ibarətdir. Bu layda elektronun hərəkəti, ancaq bir istiqamətdə məhdudlaşdırılır. Belə strukturlarda elektronun hərəkəti bir istiqamətdə məhdudlaşdığından eninə istiqamətdə onun enerjisi kvantlanır. Eyni zamanda digər iki istiqamətdə elektronun hərəkəti sərbəst olacaqdır. Bu halda elektron qazı kvant çökəkdə ikiölçülü olacaqdır. Bu qayda ilə kvant çəpəri olan struktur yaratnaq olar. Bunun üçün böyük qadağan olunmuş zolağa malik olan nazik yarımkeçirici təbəqə kiçik qadağan olunmuş zolağa malik olan iki yarımkeçirici arasında yerləşdirilir.

12.8.2. Yarımkeçirici kvant strukturları. Şəkil 12.25-də iki yarımkeçirici maddədən ibarət olan heterostrukturun (GaAs/AlGaAs) sxemi verilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi AlGaAs qadağan olunmuş zolağının eni GaAs qadağan olunmuş zolağının enindən böyükdür. İki müxtəlif qadağan olunmuş zolağa malik olan yarımkeçiriciləri kontakta gətirdikdə nə kimi hadisə baş verə bilər? Qadağan olunmuş zolağının eni kiçik olan yarımkeçiricidə enerjisi E_2^c -dən kiçik olan elektronlar üçün sərhəd rolunu potensial çəpər oynayır. Elektronun hərə-

kətini hər iki tərəfdən məhdudlaşdıran iki heterostruktur sanki potensial çökək yaradır.



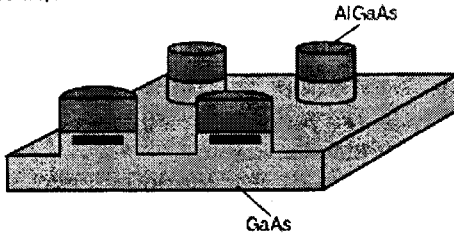
Şəkil 12.25. GaAs/AlGaAs heterostrukturunun enerji sxemi.

Məhz belə üsulla, qadağan olunmuş zolağının eni kiçik olan yarımkeçiricini qadağan olunmuş zolağının eni böyük olan iki yarımkeçirici layın arasında yerləşdirməklə kvant çökəyi yaradırlar. Bunun nəticəsində elektronun hərəkəti bir istiqamətdə məhdudlaşır, bu isə öz növbəsində enerjinin eninə hərəkət istiqamətində kvantlanmasına səbəb olur. Eyni zamanda digər iki istiqamətdə elektronun hərəkəti sərbəst olacaqdır. Onda elektron qazının kvant çökəyində ikiölçülü olduğunu söyləyə bilərik. Belə strukturlar müxtəlif üsullarla hazırlanır, lakin “molekulyar – şüa epitaksiya” üsulu ilə daha yaxşı nəticələr əldə etmək mümkün olur. Bu üsulla nazik yarımkeçirici təbəqə almaq üçün atom və ya molekullar selini təmizlənmiş altlığa göndərmək lazımdır. Təcrübə yüksək vakuumda aparılır. Maddənin buxarlanması ilə alınan atom seli altlığın üzərinə çökür. Kristalın kimyəvi tərkibi kompyuter vasitəsilə idarə olunur. Bu üsulla qalınlığı bir neçə qəfəs perioduna (bir kristal qəfəs periodu 2 \AA^0 -dir). bərabər olan monokristal laylar hazırlamaq mümkündür.

Müxtəlif kimyəvi tərkibə malik olan iki qonşu layın kristal qəfəs periodlarının eyni olması olduqca vacibdir. Onda laylar bir-birinin ardınca düzülərək heç bir defekti olmayan kristal qəfəs yaradacaq. Bu üsulla alınmış layların səthi atom səviyyəsi dərəcəsində hamar olacaq. Kvant strukturlarını müxtəlif materiallardan hazırlamaq mümkündür. Ancaq ən uğurlu cüt GaAs yarımkeçiricisi ilə $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ bərk məhlulu əsasında alınmışdır. Belə strukturlarda qalium atomlarının bir qismi alüminium atomları ilə əvəz olunur: x -kəmiyyəti alüminium atomlarını əvəz edən qalium atomlarının miqdarını göstərir. Adətən, $x=0,15 \div 0,35$ intervalında dəyişir. GaAs-nin qadağan olunmuş zolağının eni 1,5 eV-dur, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ isə qadağan olunmuş zolağının eni x artdıqca artır. $x=1$ olduqda, yəni AlAs birləş-

məsində, qadağan olunmuş zolağının eni $E_g=2,2\text{eV}$ -a bərabərdir. Kvant çökəyini hazırlamaq üçün əvvəlcə qadağan olunmuş zolağının eni böyük olan $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ yarımkəçirici layını hazırlayırlar, sonra isə onun üzərinə kiçik qadağan olunmuş zolağa malik olan GaAs layını köçürürlər və nəhayət, yenidən $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ layını GaAs layının üzərinə çəkirlər.

Kvant teli və kvant nöqtəsi hazırlamaq üçün elektronun hərəkətini daha bir və ya iki istiqamətdə məhdudlaşdıran əlavə çəpərlər çəkmək lazımdır. Şəkil 12.26-də GaAs və AlGaAs əsasında hazırlanan kvant nöqtəsinin quruluşu verilmişdir. Şəkildə göstərilən silindirlərin diametri 500 nm tərtibindədir. Kvant nöqtəsində elektronun hərəkəti üç istiqamətdə məhdudlaşdırılmışdır və onun enerji spektri atomda olduğu kimi tamamilə diskretdir. Hər bir kvant nöqtəsi minlərcə atomdan ibarət olsa da, bəzən onu süni atom adlandırırlar. Kvant nöqtəsinin ölçüsü bir neçə nanometrdir. Həqiqi atomda olduğu kimi, kvant nöqtəsində bir və ya bir neçə sərbəst elektron ola bilər. Kvant nöqtəsində bir sərbəst elektron olduqda, bu süni hidrogen atomuna, iki elektron olduqda isə süni helium atomuna bənzəyir və s.



Şəkil 12.26. Yarımkəçirici GaAs/AlGaAs kvant nöqtəsinin quruluşu.

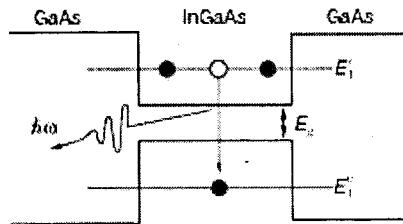
12.8.3. Kvant çökəkliyində lazer. Kvant strukturları ən çox lazerlərin hazırlanmasında istifadə olunur. Belə lazerin işləmə prinsipi ilə tanış olaq. Məlumdur ki, istənilən lazerin işləməsi üçün enerji səviyyələrinin invers məskunlaşmasını yaratmaq lazımdır. Başqa sözlə desək yuxarı enerji səviyyəsində olan elektronların sayı aşağı səviyyədə olan elektronların sayından çox olmalıdır, halbuki istilik tarazlığı halında bu münasibət tərsinə olur. Digər tərəfdən hər bir lazer üçün optik rezonator, daha doğrusu müsbət əks rəbitə yaradan güzgü sistemi tələb olunur. Kvant çökəyini lazerə çevirmək üçün onu iki kontakta birləşdirmək lazımdır. Bu kontaktlar vasitəsilə elektronlar işçi oblasta daxil olur. Fərz edək ki, kontaktların biri vasitəsilə elektronlar keçirici zonaya daxil olur, sonra keçirici zo-

nadan valent zonasına keçir və kvant şüalandırır (şəkil 12.27). Nəhayət, yükdaşıyıcılar valent zonasından o biri kontakta keçir. Şüalanmanın tezliyi aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$\hbar\omega = E_g + E_1^e + E_2^u \quad (12.16)$$

burada E_1^e və E_2^u uyğun olaraq, keçirici və valent zonasındakı birinci enerji səviyyələrin enerjisidir.

Belə lazerin elektromaqnit şüalanması cihazın mərkəzində cəmləşdirilir. Bunun üçün daxili layların sındırma əmsalı xarici laylara nəzərən çox olmalıdır. Qeyd etmək lazımdır ki, daxili oblast “dalğaverən” rolunu oynayır. Bu “dalğaverən”in sərhədlərində rezonator rolunu oynayan güzgülər çəkilir.



Şəkil 12.27. Kvant çökəyində hazırlanan lazerin enerji sxemi.

Kvant nöqtəsində yaradılan lazerlərin adı yarımqeçirici lazerlərə nəzərən böyük üstünlükləri vardır. Belə cihazların enerji spektrlərinin parametrlərini idarə etmək (dəyişmək) mümkündür. Belə ki, çökəyin ölçüsü kiçildikcə keçirici zonada elektronların E_1^e və valent zonasındakı elektronların E_2^u minimal enerjiləri artır və (12.15), (12.16) düsturlarına əsasən lazerin generasiya tezliyi artır. Digər tərəfdən belə lazerlərdə invers məskunlaşma yaratmaq olduqca asandır. Odur ki, belə lazerlər iqtisadi cəhətdən olduqca əlverişlidir, onlar yarımqeçirici lazerlərə nəzərən kiçik cərəyan tələb edir və sərf olunan hər bir vahid enerjiyə görə daha çox işıq verir (60% elektrik enerjisi işığa çevrilir). Son illər dünyanın bir çox elmi mərkəzlərində kvant nöqtəsində lazer hazırlamaq məqsədilə intensiv elmi-tədqiqat işləri aparılır. Qeyd etmək lazımdır ki, yuxarıda təsvir olunan kvant nanostruktur (kvant çökəyi, kvant teli və kvant nöqtəsi) yarımqeçirici kvant elektronikasının əsasını təşkil edir.

12.9. Optik parametrləri ölçmə üsulları

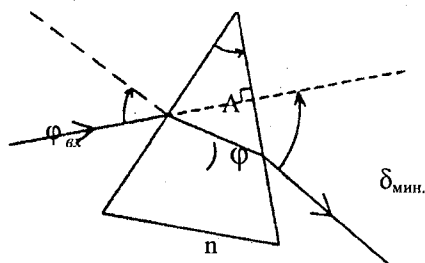
Bu bölmədə optik parametrlərin bəzi ölçmə üsulları ilə tanış olacağıq. Sındırma əmsalı, udma əmsalı və digər parametrlər

lərin klassik ölçmə üsulları ilə yanaşı bir neçə müasir ölçmə üsulları da şərh ediləcəkdir.

12.9.1. Sındırma əmsalının ölçülməsi. Sındırma əmsalı birbaşa təcrübədən təyin oluna bilər. Götürülmüş maddənin şəffafıqlıq oblastunda n sındırma əmsalı "prizma metodu" ilə təyin olunur. Nümunə sınma bucağı A olan prizma formasında hazırlanır (şəkil 12.28). λ dalğa uzunluğuna malik olan paralel şüa dəstəsi prizmadan keçərək δ bucağı qədər kənara meyl edəcəkdir. Şüanın prizmaya düşmə bucağı φ_{gir} , çıxışdakı $\varphi_{çix}$ sınma bucağına bərabər olduqda, ölçünün dəqiqliyi daha yüksək olur: $\varphi_{gir} = \varphi_{çix} = \varphi$. Bu zaman δ meyl bucağı minimal qiymətə malik olacaqdır. Sındırma əmsalı n aşağıdakı düsturla təyin olunur:

$$n = \frac{\sin \frac{A + \delta_{\min}}{2}}{\sin \frac{A}{2}} \quad (12.17)$$

Bir çox yarımkeçiricilərin sındırma əmsalı bu üsulla 0.01% dəqiqliklə təyin olunur.



Şəkil 12.28. Sındırma əmsalının prizma üsulu ilə təyini.

Sındırma əmsalının digər təyin olunma üsulu interferensiya üsuludur. Fərz edək ki, paralel şüa dəstəsi Fabri-Pero interferometri rolunu oynayan paralel yarımkeçirici lövhə üzərinə düşür (şəkil 12.29).

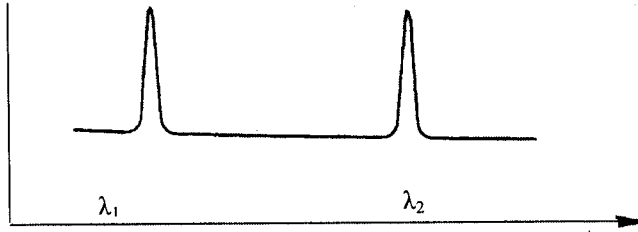
Birinci keçiddən sonra işıq dalğasının fazası $\Delta\phi$ qədər dəyişəcək:

$$\Delta\phi = \frac{n(\omega)}{c} \omega x \quad (12.18)$$

və ya $\omega = 2\pi\nu$ və $\nu = c/\lambda$ olduğunu nəzərə alsaq,

$$\Delta\phi = \frac{n(\omega)}{c} 2\pi\nu x = 2\pi \frac{n(\omega)}{\lambda} x \quad (12.19)$$

T



Şəkil 12.29. Yarımkəçirici paralel lövhədə interferensiya mənzərəsi.

Dalğa uzunluğu

Daxilə əks olunub, yenidən çıxışa qayıdan dalğanın fazası $\Delta\phi' = 3\Delta\phi = 3n(\omega)\omega x / c$, sonra isə $5\Delta\phi$ və s. olacaq. Interferensiya mənzərəsi o zaman müşahidə olunacaq ki, iki ardıcıl şüanın fazalar fərqi

$$\frac{2n(\omega)\omega x}{c} = 2\pi m, \quad m = 0, 1, 2, 3 \dots$$

və ya

$$2n(\omega)x = m\lambda \quad (12.20)$$

Dalğa uzunluğunu dəyişməklə şəkil 12.29-da göstərilən mənzərəni alırıq. Buraxma spektrində iki qonşu maksimuma uyğun dalğa uzunluğunu ölçməklə $n(\omega)$ -ni hesablaya bilərik.

$$2n(\omega)x = m\lambda_1 \quad (12.21)$$

və

$$2n(\omega)x = (m+1)\lambda_2 \quad (12.22)$$

(12.21) və (12.22) ifadələrindən

$$2n(\omega)x = \frac{1}{\left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)} \quad (12.23)$$

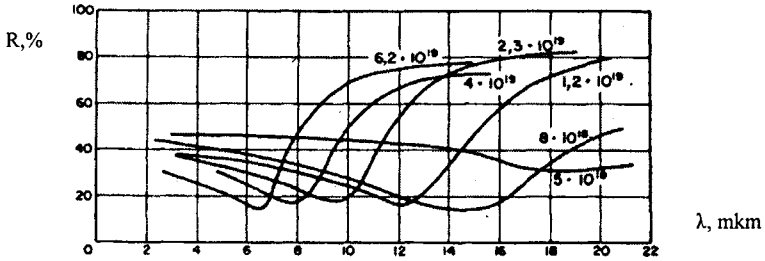
Təcrübədən λ_1 və λ_2 dalğa uzunluqlarını təyin edərək, nümunənin x qalınlığına görə $n(\omega)$ sındırma əmsalını hesablaya bilərik.

12.9.2. Plazma rezonansının tədqiqi. Yarımkəçiricilərin infraqırmızı udma spektrində R qaytarma əmsalının anomal dispersiyası müşahidə olunur: düşən şüanın tezliyi plazma tezliyinə bərabər olduqda R vahidə yaxın qiymət alır. Bərk cisimlərdə plazma tezliyi aşağıdakı düsturla təyin olunur:

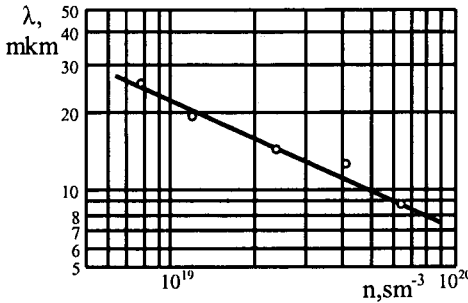
$$\omega_p = \left(\frac{4\pi N e^2}{m^* \epsilon} \right)^{1/2} \quad (12.24)$$

burada N-yükdaşıyıcıların konsentrasiyasıdır.

Plazma tezliyi yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından xətti asılı olduğundan, aşqar vurulmuş maddələrdə qaytarma əmsalının maksimal qiyməti təmiz maddələrə nəzərən qısa dalğalar oblastına uyğun gəlir. Şəkil 12.30-da Ge kristallarının otaq temperaturunda qaytarma əmsalının spektri verilmişdir. Şəkil-dən görüldüyü kimi alınmış əyriləri $R=1$ ekstrapolasiya etsək, λ_p plazma dalğa uzunluğunu qiymətləndirə bilərik. Şəkil 12.31-də plazma tezliyinin yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılılığı verilmişdir. Təcrübədən alınmış nəticələr (12.24) düsturuna uyğun gəlir. Qeyd etmək lazımdır ki, plazma rezonans üsulu ilə, həmçinin yükdaşıyıcıların m^* effektiv kütləsini də müəyən etmək olar.

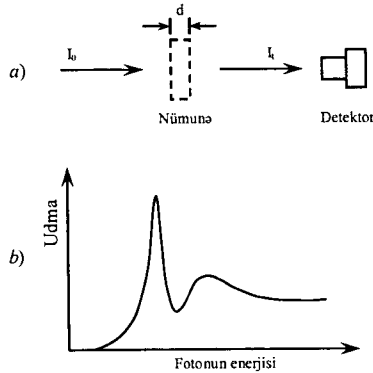


Şəkil 12.30. Ge kristalının qaytarma əmsalının dalğa uzunluğundan asılılığı ($T=300 \text{ K}$)



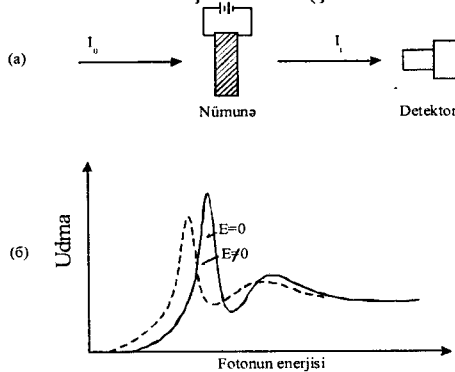
Şəkil 12.31. Plazma rezonansı dalğa uzunluğunun yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından asılılığı.

12.9.3. İkişüahlı lazer üsulu. Optoelektronikanın müasir üsullarından biri ikişüahlı lazer üsuludur. Bu üsulla yarımkəçirici kristallarda qeyri-xətti optik effektlər nəticəsində optik parametrlərin dəyişməsinə müşahidə etmək olar.



Şəkil 12.32. a) Nümunədən keçən işıq detektor vasitəsilə qeyd olunur, b) GaAs kristalının udma spektri.

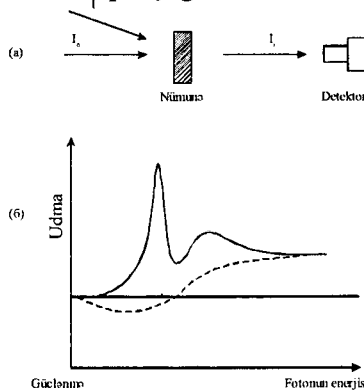
Məlumdur ki, kristalda udma əmsalını ölçmək üçün işıq mənbəyi, nümunə və qəbuledicidən istifadə olunur. Belə təcrübənin sxemi şəkil 12.32, a-da verilmişdir. Təcrübədən alınan udma spektri şəkil 12.32, b-də göstərilmişdir. Belə əyri, demək olar ki, əksər yarımkeçiricilərdə müşahidə olunur (məsələn, GaAs kristalı). Spektr kiçik enerji oblastında ensiz maksimumdan (eksiton xəttindən) və böyük enerji oblastında isə enli xətdən ibarətdir. Belə nəticə alçaq həyəcanlaşma (klassik işıq mənbələri) intensivliyində müşahidə olunur. Nümunəyə işıq şüaları ilə yanaşı xarici elektrik sahəsi də tətbiq edilərsə, udma spektri dəyişəcəkdir: eksiton xəttinin intensivliyi azalacaq, əyrinin yarımeni artacaq və spektr öz əvvəlki vəziyyətinə nəzərən kiçik enerji oblastına tərəf sürüşəcəkdir (şəkil 12.33).



Şəkil 12.33. a) Yarımkeçiricidə elektrooptik effekt, b) elektrik sahəsinin GaAs kristalının udma spektrinə təsiri.

Əvvəlki fəsillərdə deyildiyi kimi, yüksək optik həyəcanlaşmada qeyri-xətti optik udulma hadisəsi baş verəcəkdir. Bu da udma əmsalının lazer şüasının intensivliyindən asılılığına səbəb olacaq. İkişüalı lazer metodu ilə nəinki udma əmsalının dəyişməsini, həm də onun zamana görə dəyişməsini də müəyyən etmək olar (12.34). Doğrudan da şəkildən görüldüyü kimi udma spektrində əsaslı dəyişiklik baş verir: udma spektrində maksimumlar aradan gedir. Bunun əvəzində mənfi udulma hadisəsi baş verir. Bu da kristalda optik güclənmə hadisəsinin baş verməsini göstərir.

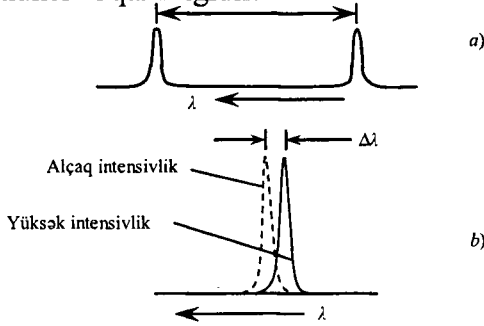
12.9.4. Qeyri-xətti interferometr metodu. Sındırma əmsalının dəyişməsini qeyri-xətti interferometr metodu ilə ölçmək olar. Bunun üçün Fabri-Pero interferometrindən istifadə olunur. Tədqiq olunan kristal interferometrin lövhələri arasında yerləşdirilir. Kiçik intensivliklərdə lazer şüaları interferometrdən keçir və müşahidə olunan interferensiya mənzərəsi qəbuledici vasitəsilə qeyd olunur. Yüksək optik həyəcanlaşmada isə, yəni lazerin böyük intensivliklərində yarımkeçirici kristalın sındırma əmsalı qeyri-xətti optik effekt hesabına dəyişir. Bu da öz növbəsində fazanın dəyişməsinə səbəb olur və nəticədə interferensiya mənzərəsi dəyişir. Interferensiya zolağının (və ya mənzərəsinin) sürüşməsini bilərək sındırma əmsalı haqqında məlumat almaq olar. Şəkil 12.35-də Fabri-Pero interferometrində kiçik (qırıq xətlər) və yüksək intensivliklərdə (bütöv xətlər) alınmış interferensiya zolaqları verilmişdir. Fazanın dəyişməsi ilə sındırma əmsalı arasındakı əlaqə aşağıdakı düsturla ifadə olunur:



Şəkil 12.34. a) İkişüalı lazer üsulu, b) qeyri-xətti optik udulma.

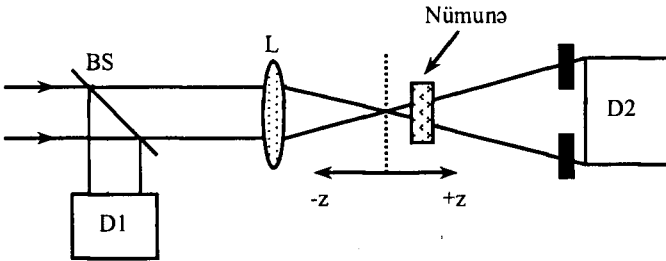
$$\Delta\Phi = 2\Delta n(\omega)\left[\frac{2\pi}{\lambda}\right]d \quad (12.25)$$

burada d -nümunənin qalınlığıdır.



Şəkil 12.35. (a)- Fabri-Pero interferometrində interferensiya mənzərəsinin sxematik təsviri, (b) kiçik və böyük intensivliklərdə maksimumların sürüşməsi.

12.9.5. Şüa distorsiyası. Məlumdur ki, qeyri-xətti optik hadisələr içərisində “öz-özünə fokuslama” və “öz-özünə səpilmə” hadisələri də vardır. Yüksək optik həyəcanlaşmada qeyri-xətti kristal özünü sanki, toplayıcı və ya səpici linza kimi aparır. Əgər qeyri-xətti əmsal mənfidirsə, kristal özünü səpici linza kimi aparır, yox əgər, əmsal müsbətdirsə kristal toplayıcı linza rolunu oynayır. Odur ki, nümunədən keçərək detektora düşən lazer şüaları qeyri-xətti optik effekt nəticəsində istiqamətini dəyişəcək (ya toplanacaq, ya da kə, səpiləcəkdir (şəkil 12.36). Nəticədə detektorun qarşısında qoyulan diafraqmadan işıq şüaları ya detektorun üzərinə düşəcək, ya da düşməyəcək. Təcrübədə əldə olunan bu nəticələr yüksək optik həyəcanlanmada sındırma əmsalının nə qədər dəyişməsi haqqında məlumat verir.



Şəkil 12.36. Şüa distorsiya üsuluunun sxemi.

ƏDƏBİYYAT

1. Abdinov Ə.Ş., Mehdiyev N.M. Optoelektronika. Bakı: Maarif, 2005, 410 s.
2. Тарасов Л.В. Введение в квантовую оптику. М.: Высшая школа, 1987, 304 с.
3. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физ.-мат. литературы, 1963, 494 с.
4. Абдуллаев Г.Б., Салаев Э.Ю., Салманов В.М. Взаимодействие лазерного излучения с полупроводниками A^3B^6 . Баку: Элм, 1979, 137 с.
5. Лендьял Б. Лазеры. М.: Мир, 1964, 208 с.
6. Бломберген Н. Нелинейная оптика. М.: Мир, 1966, 424 с.
7. Нокс Р. Теория экситонов. М.: Мир, 1966, 219 с.
8. Беннет В., Хивенс О. Газовые лазеры и лазеры на твердых веществах. М.: Мир, 1964, 188 с.
9. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М.: Мир, 1976, 431 с.
10. Шалимова К.В. Физика полупроводников. М.: Энергетика, 1976, 416 с.
11. Керимов М.К., Мехтиев А.Ш., Салманов В.М. Современная оптика полупроводников. Баку: Элм, 2006, 466 с.
12. Милнис А, Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. М.: Мир, 1975, 432 с.
13. Алферов Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур. ФТП, 1998, т. 32, №1, с.3-18.
14. Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М.: Иностранная литература, 1962, 558 с.
15. Корсунский М.И. Аномальная фотопроводимость. М.: Наука, 1972, 192 с.
16. Мухин К.Н., Суставов А.Ф., Тихонов В.Н. К 100-летию Нобелевских премий. УФН, 2003, т. 173, №5, с. 553-567.
17. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. М.: Мир, 1973, 456 с.
18. Роуз А. Основы теории фотопроводимости. М.: Мир, 1966, 192 с.
19. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977, 366с.
20. Ding Y.J., Shi W. Widely-tunable, monochromatic and high-power terahertz sources and their applications. Journal of Nonlinear optical physics and materials. 2003, v. 12, №4, p. 557-585.
21. Peygambarian N., W.S. Koch, A. Mysyrowicz. Introduction to semiconductor optics. Nju-Jersi, 1994, 485 p.
22. Гинзбург В.Л. Какие проблемы физики и астрофизики представляются сейчас особенно важными и интересными (тридцать лет спустя, причем уже на пороге XXI века). УФН, т. 169, №4, 1999, с. 419-441.

23. Федотов Я.А. Основы физики полупроводниковых приборов. М.: Советское радио, 1963, 655 с.
 24. Qosayev N. Ümumi fizika kursu. IV Cild, Bakı: Çaxıoğlu, 2009, 623 s.
 25. Федоров Б.Ф. Лазеры. Основы устройства и применения. М.: Мир, 1988, 189 с.
 26. Демиковский В.Я. Квантовые ямы, нити, точки Вестник Соросовского Университета, №5, 1997, с.15-23.
 27. Кастнер М.А. Искусственные атомы. Phys. Today. 1993, р. 8-32.
 28. Свечников С.В. Элементы оптоэлектроники. М.: Советское радио, 1971, 287 с.
 29. Носов Ю.Р., Сидоров А.С. Оптроны и их применение. М.: Радио и связь, 1981, 280 с.
 30. Грибковский В.П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. Минск: Наука и техника, 1975, 463с.
 31. Ниллардсон Р.К., Бир А.С. Оптические свойства полупроводников. М.: Мир, 1970, 488 с.
- 21.01.2013 Sifariş 8.

Nəşriyyat redaktoru: Məryəm Qədimova
Kompüter tərtibatı: Azadə İmanova

Çapa imzalanmışdır 21.01.2013. Kağız formatı 60x90 1/16.
Sifariş 08. Həcmi 16,0 ç.v. Sayı 350.

«Bakı Universiteti» nəşriyyatı, Bakı, AZ 1148, Z.Xəlilov, 23.