

[ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ
ՆԱՄԱԼՄԱՐԱՆ]

Սլավիկ Կոլոդյայի Մեխոնյան

Կիսահաղորդիչների օդսիկայի հիմունքներ



ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ

Ս. Վ. ՄԵԼՔՈՆՅԱՆ

**ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԳԻՉՆԵՐԻ
ՕՊՏԻԿԱՅԻ
ՀԻՄՈՒՆՔՆԵՐ**

ՈՒՍՈՒՄՆԱՄԵԹՈՂԱԿԱՆ ՁԵՌՆԱՐԿ

**ԵՐԵՎԱՆ
ԵՊՀ ՀՐԱՏԱՐԱԿԶՈՒԹՅՈՒՆ
2015**

ՀՏԳ- 537.31(07)

ԳՄԳ- 22.379 ց7

Մ 537

Հրատարակության է երաշխավորել
ԵՊՀ ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետի
գիտական խորհուրդը

Գրախոս՝ ֆիզմաթ. գիտ. դոկտոր, պրոֆեսոր **Ֆ. Վ. Գասպարյան**

Ս. Վ. Մելքոնյան

Մ 537 «Կիսահաղորդիչների օպտիկայի հիմունքներ»։ Ուսումնամեթոդական ձեռնարկ/Ս. Վ. Մելքոնյան, ԵՊՀ. – Եր., ԵՊՀ հրատ., 2015. – 156 էջ:

Ուսումնամեթոդական ձեռնարկում գծային օպտիկայի շրջանակներում ներկայացվել են միաբյուրեղային կիսահաղորդիչներում լույսի կլանման դասական և քվանտային տեսությունների հիմունքները, մանրամասն քննարկվել են կլանման հիմնական մեխանիզմները, արտաքին ազդեցություններով պայմանավորված բյուրեղի օպտիկական էֆեկտները և ներքին ֆոտոէֆեկտի հետ կապված մի շարք հարցեր: Ուշադրություն է դարձվել կիսահաղորդչի պարամետրերի և էներգետիկ կառուցվածքի հետազոտման օպտիկական մեթոդների հնարավորությունների, կլանման և անդրադարձման սպեկտրների տեսական հաշվարկների վրա:

Ձեռնարկը նախատեսված է Հայաստանի բուհերի բնագիտական և տեխնիկական ֆակուլտետների բակալավրիատի, մագիստրատուրայի ուսանողների, ինչպես նաև ասպիրանտների համար: Այն կարող է օգտակար լինել նաև կիսահաղորդիչների և պինդ մարմնի ֆիզիկայի, ֆիզիկական էլեկտրոնիկայի, միկրոէլեկտրոնիկայի, օպտիկայի, օպտոէլեկտրոնիկայի և սպեկտրոսկոպիայի բնագավառներում մասնագիտացած գիտաշխատողների համար:

ՀՏԳ- 537.31(07)

ԳՄԳ- 22.379 ց7

ISBN 978-5-8084-2011-3

© ԵՊՀ հրատ., 2015

© Մելքոնյան Ս. Վ., 2015

*Նվիրում եմ մայրիկիս՝
Քնարիկ Վանոյի Մելքոնյանի հիշատակին:*

*Հեղինակն իր շնորհակալությունն է հայտնում
ԵՊՀ ռադիոֆիզիկայի ֆակուլտետի շրջանավարտներ՝
մագիստրոս Տիգրան Չալինյանին և բակալավր Վահե Առաքելյանին
ուսումնամեթոդական ձեռնարկի նախապարաստական
աշխատանքներին անմիջական մասնակցության և ընթացիկ
համակարգչային ձևավորումներին ցուցաբերած զգալի օգնության համար:*

ԲՈՎԱՆԳԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ներածություն7

Գլուխ 1. Էլեկտրադինամիկական ներածություն:

Օպտիկական հաստատուններ

- 1.1. Էլեկտրամագնիսական ալիքը համասեռ միջավայրում..... 10
- 1.2. Օպտիկական բնութագրեր և հաստատուններ..... 15
- 1.3. Լուսային ալիքները դիէլեկտրիկ և հաղորդիչ միջավայրերում ..20
- 1.4. Կլանման և անդրադարձման սպեկտրներ22
- 1.5. Օպտիկական հաստատունների դասական տեսություն26
- 1.6. Պինդ մարմնի օպտիկական հաստատուններն
ըստ դասական տեսության28
- 1.7. Դիէլեկտրիկ թափանցելիության քվանտային տեսություն.....35

Գլուխ 2. Օպտիկական կլանման հիմնական մեխանիզմները

- 2.1. Ջոկման կանոնները և միջգոտային օպտիկական
անցումների տեսակները.....41
- 2.2. Ուլիդ անցումներով սեփական կլանում46
- 2.3. Էքստրապոլացիայի մեթոդ54
- 2.4. Թեք անցումներով սեփական կլանում.....56
- 2.5. Կլանման եզրի ֆոնոնային կառուցվածքը.....61
- 2.6. Էքսիտոն: Էքսիտոնի էներգետիկ սպեկտրը65
- 2.7. Էքսիտոնային կլանում72
- 2.8. Խառնուրդային մակարդակներ և գոտիներ78
- 2.9. Խառնուրդային կլանումը չայլասերված
կիսահաղորդիչներում.....85
- 2.10. Սեփական կլանումը չայլասերված կիսահաղորդիչներում:
Բուրշտեյն-Մոսի էֆեկտ91
- 2.11. Ներգոտային կլանում.....96

Գլուխ 3. Արտաքին գործոնների ազդեցությունը կլանման սպեկտրի վրա

3.1. Ծնշման ազդեցությունը կլանման սպեկտրի վրա..... 103

3.2. Ջերմաստիճանի ազդեցությունը կլանման սպեկտրի վրա 106

3.3. Էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը կլանման սպեկտրի վրա: Ֆրանց-Կելդիշի էֆեկտ 111

3.4. Մագնիսական դաշտի ազդեցությունը սեփական կլանման սպեկտրի վրա 116

3.5. Ցիկլոտրոնային ռեզոնանս 122

3.6. Ցիկլոտրոնային ռեզոնանսի էլեմենտար տեսություն..... 124

3.7. Ֆարադեյի էֆեկտ 128

Գլուխ 4. Ներքին ֆոտոէֆեկտի հետ կապված երևույթները

4.1. Ելքի աշխատանք 132

4.2. Ներքին ֆոտոէֆեկտը նկարագրող հավասարումները 136

4.3. Ֆոտոհաղորդականություն 140

4.4. Սեփական ֆոտոհաղորդականության ռելաքսացիա 145

4.5. Դեմքերի էֆեկտ 147

Գրականություն..... 154

Ներածություն

Այն բոլոր ֆիզիկական երևույթները, որոնք առաջանում են կիսահաղորդիչ-օպտիկական ճառագայթ փոխազդեցության արդյունքում, հանդիսանում են «կիսահաղորդիչների օպտիկա և օպտոէլեկտրոնիկա» բնագավառի ուսումնասիրության առարկան: Այդ երևույթների շարքին են դասվում ինչպես լույսի բեկումը, անդրադարձումը, ցրումը, կլանումը և ճառագայթումը, այնպես էլ ֆոտոէֆեկտը՝ իր ամենատարբեր դրսևորումներով, ֆոտոքիմիական, ֆոտոմեխանիկական և այլ երևույթներ ու էֆեկտներ:

Կիսահաղորդիչներում դիտվող օպտիկական երևույթներն իրենց լայն կիրառությունն են գտել գիտության և տեխնիկայի ամենատարբեր ոլորտներում: Լույսի կլանման երևույթն օգտագործվում է լուսաֆիլտրերում, բարձր զգայունության ֆոտոընդունիչներում, ճառագայթային էներգիայի փոխակերպիչներում: Էլեկտրական դաշտի միջոցով գրգռված կիսահաղորդչում ընթացող ստիպողական ճառագայթման և լուսարձակման երևույթներն ընկած են լույսի կիսահաղորդչային աղբյուրների և կիսահաղորդչային լազերների աշխատանքի հիմքում: Բարձր ինտենսիվությամբ լուսային ճառագայթի դեպքում առաջացող ոչ գծային օպտիկական էֆեկտները հաջողությամբ օգտագործվում են լույսի մոդուլյատորների, հաճախության փոխակերպիչների, ինֆորմացիայի օպտիկական գրանցման սարքերի ստեղծման նպատակով:

Օպտոէլեկտրոնիկայի հիմնական խնդիրը օպտիկական երևույթների կիրառումը և դրանց հիման վրա նոր սարքերի նախագծումն ու մշակումն է: Օպտոէլեկտրոնիկայի զարգացման հաջողությունները հնարավոր դարձան կիսահաղորդիչների հիմնարար հատկությունների՝ հատկապես էներգետիկ գոտիական կառուցվածքի ավելի խորը և մանրակրկիտ վերլուծության շնորհիվ: Կիսահաղորդիչների գոտիական կառուցվածքն ուսումնասիրվում է ամենատարբեր մեթոդներով, սակայն դրանցից և ոչ մեկն իր ինֆորմատիվությամբ, հուսա-

լիությանը և ճշգրտությանը առայժմ չի կարող մրցակցել օպտիկական մեթոդների հետ: Ընդհանրապես ասած, լույսի անդրադարձման երևույթը շատ թույլ է կախված պինդ մարմնի էներգետիկ սպեկտրի կառուցվածքի մանրամասներից: Բացի դրանից՝ անդրադարձման սպեկտրի վրա զգալի ազդեցություն կարող են ունենալ նմուշի մակերևույթի վիճակը, դեֆորմացիաները, օքսիդային շերտերը, ադսորբցված ատոմները և մոլեկուլները:

Չանազան օպտիկական երևույթներից միայն լույսի կլանումն է, որ ուղղակիորեն կապված է կիսահաղորդչի գոտիական կառուցվածքի հետ: Լույսի կլանումը պայմանավորված է կիսահաղորդչի և՛ կապված, և՛ ազատ էլեկտրոնների ու խոռոչների էներգետիկ վիճակների, ինչպես նաև բյուրեղային ցանցի ջերմային տատանումների էներգիայի և իմպուլսի փոփոխություններով: Չանազանում են օպտիկական կլանման հետևյալ հինգ հիմնական տեսակները կամ մեխանիզմները՝

- սեփական կամ ֆունդամենտալ կլանում,
- խառնուրդային կլանում,
- էքսիտոնային կլանում,
- ազատ լիցքակիրներով պայմանավորված կլանում,
- ցանցային կլանում:

Վալենտային գոտուց հաղորդականության գոտի միջգոտային էլեկտրոնային անցումներ առաջացնող լույսի կլանման սպեկտրն ունի երկարալիքային սահման: Հետագոտելով այդ սահմանի դիրքը և ձևը՝ կարելի է որոշել, օրինակ, կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնությունը: Իսկ եթե կիրառվի նաև արտաքին ճնշում, ապա կարելի է որոշել թույլատրելի գոտիների էքստրեմումների դիրքերը Բրիլյոնի գոտում: Այլասերված և չայլասերված կիսահաղորդչի կլանման եզրերի համեմատական վերլուծության միջոցով կարելի է որոշել էլեկտրոնի էֆեկտիվ զանգվածը, բացահայտել գոտիներում դիսպերսիայի օրենքները:

Ազատ լիցքակիրների կողմից լույսի կլանումն իրականանում է մի գոտու սահմաններում կամ միևնույն գոտու տարբեր հովիտների միջև օպտիկական անցումների ճանապարհով: Այդպիսի կլանման կամ անդրադարձման սպեկտրի վերլուծության հիման վրա կարելի է որոշել ազատ լիցքակիրների էֆեկտիվ զանգվածները, վալենտային գոտու սպին-օրբիտալ ճեղքման էներգիան, բացահայտել հոսանքակիրների ցրման մեխանիզմները և այլն: Այդ տեղեկությունների հուսալիությունը կարելի է բարձրացնել ռեզոնանսային էֆեկտների հետազոտման ճանապարհով, երբ բյուրեղի վրա կիրառվում է նաև ուժեղ մագնիսական դաշտ: Վերջապես, խառնուրդային կենտրոնների կամ բյուրեղային ցանցի այլ արատների վրա տեղայնացված (լուկալիզացված) էլեկտրոնների կողմից լույսի կլանման չափումներից կարելի է որոշել էլեկտրոնի կապի էներգիան, տեղային մակարդակների կոնցենտրացիաները և լցվածության աստիճանները:

Եթե ֆոտոնի էներգիան ծախսվում է բյուրեղային ցանցի տատանումների գրգռման վրա, ապա օպտիկական կլանման սպեկտրից կարելի է տեղեկություններ ստանալ ատոմների կապի բնույթի, ատոմների էֆեկտիվ լիցքերի, ֆոնոնների բնութագրական հաճախությունների մասին: Իսկ եթե լույսի կլանումը կապված է էլեկտրոնի վիճակի փոփոխության հետ, ապա կլանման սպեկտրի միջոցով կարելի է բացահայտել էլեկտրոնների էներգետիկ մակարդակների բնույթը, դրանց բաշխումը և այլն:

Գլուխ 1.

Էլեկտրադինամիկական ներածություն:

Օպտիկական հաստատուններ

1.1. Էլեկտրամագնիսական ալիքը համասեռ միջավայրում

Օպտիկայում ուսումնասիրվում են այն երևույթները, որոնք կապված են վակուումում 10 մմ-ից մինչև 1 մմ ալիքի λ_0 երկարություն ունեցող էլեկտրամագնիսական ալիքների (լույսի) տարածման և միջավայր-լուսային ալիք փոխազդեցության հետ: Տեսանելի լույսի սպեկտրալ միջակայքը գտնվում է $400 \text{ նմ} < \lambda_0 < 800 \text{ նմ}$ տիրույթում: Այստեղ և հետագայում կքննարկվեն հիմնականում գծային օպտիկական երևույթները, երբ լուսային ալիքի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը շատ անգամ փոքր է միջավայրի ներատոմային և միջատոմային փոխազդեցության դաշտերի լարվածություններից:

Օպտիկական երևույթների տեսական ուսումնասիրությունների ժամանակ երբեմն կարելի է սահմանափակվել պարզ, ձևաբանական մոտեցմամբ՝ հիմնված Մաքսվելի հավասարումների վրա: Մաքսվելի հավասարումները լույսի տարածման, անդրադարձման, բեկման և կլանման օպտիկական երևույթները կապում են միջավայրը բնութագրող երեք հիմնական էլեկտրական պարամետրերի՝ դիէլեկտրիկ ε թափանցելիության, մագնիսական μ թափանցելիության և (տեսակարար) σ էլեկտրահաղորդականության հետ: Համասեռ և իզոտրոպ միջավայրի պարզ դեպքում, երբ կարելի է անտեսել ε , μ և σ մեծությունների թեղադրական հատկությունները, Մաքսվելի հավասարումներից հետևում է ալիքային հավասարումը: Միջավայրում, որտեղ բացակայում են ծավալային լիցքերը, ալիքային հավասարումն ունի հետևյալ տեսքը (SI համակարգ)՝

$$\frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial z^2} = \mu_0 \mu \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} + \mu_0 \mu \sigma \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} : \quad (1.1)$$

Այստեղ $\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ Ֆ/մ և $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Հն/մ պարամետրերը էլեկտրական և մագնիսական հաստատուններն են, իսկ $\vec{\xi}$ -ն՝ էլեկտրամագնիսական ալիքի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը: Մասնավորապես z առանցքով տարածվող ալիքի դեպքում՝

$$\frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial z^2} = \mu_0 \mu \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \vec{\xi}}{\partial t^2} + \mu_0 \mu \sigma \frac{\partial \vec{\xi}}{\partial t} : \quad (1.2)$$

Այս հավասարման լուծումը հարթ ալիքի հավասարումն է՝

$$\vec{\xi} = \vec{\xi}_0 \exp\left[-i\omega\left(t - \frac{z}{v}\right)\right] = \vec{\xi}_0 e^{-i(\omega t - qz)}, \quad (1.3)$$

որտեղ $\vec{\xi}_0$ -ն ալիքի լայնույթն է (ամպլիտուդը), ω -ն ալիքի հաճախությունն է, \vec{q} -ն՝ ալիքային վեկտորը, որը տվյալ դեպքում ուղղված է z -առանցքով, և, հետևաբար, $|\vec{q}| = q = q_z$, $v = \omega/q$ -ն ալիքի փուլային արագությունն է:

(1.3) հավասարումը տեղադրելով (1.2)-ի մեջ՝ կատանանք՝

$$\frac{q^2}{\omega^2} = \mu_0 \mu \varepsilon_0 \varepsilon + i \frac{\mu_0 \mu \sigma}{\omega} : \quad (1.4)$$

Եթե հաշի առնենք, որ $\mu_0 \varepsilon_0 = 1/c^2$, որտեղ c -ն լույսի արագությունն է վակուումում ($c \approx 3 \times 10^8$ մ/վ), ապա ստացվում է հետևյալ առնչությունը՝

$$\frac{c^2}{v^2} = \mu \varepsilon + i \frac{\mu_0 \mu \sigma c^2}{\omega} : \quad (1.5)$$

Օպտիկական հաճախությունների տիրույթում մագնիսական թափանցելիությունը շատ քիչ է տարբերվում մեկից ($\mu \approx 1$, ոչ մագնի-

սական միջավայր), այնպես որ (1.5) առնչությունը կարելի է գրել այսպես՝

$$\frac{c^2}{v^2} = \varepsilon + i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} : \quad (1.6)$$

Ներմուծելով $c^2/v^2 \equiv \tilde{\varepsilon}$ և $c/v \equiv \tilde{n}$ (կամ $\tilde{n} = \sqrt{\tilde{\varepsilon}}$) նշանակումները՝ (1.6) հավասարումը կարելի է ներկայացնել հետևյալ երկու համարժեք տեսքերով՝

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon + i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega}, \quad (1.7)$$

կամ

$$\tilde{n}^2 = \varepsilon + i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} : \quad (1.8)$$

Այստեղ $\tilde{\varepsilon}$ և \tilde{n} մեծություններն անվանում են, համապատասխանաբար, կոմպլեքս դիէլեկտրիկ թափանցելիություն և կոմպլեքս բեկման ցուցիչ: Մյուս կողմից, որպես կոմպլեքս ֆունկցիաներ, $\tilde{\varepsilon}$ և \tilde{n} պարամետրերը կարելի է ներկայացնել իրական և կեղծ մասերի գումարի տեսքով՝

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2, \quad (1.9)$$

$$\tilde{n} = n_1 + in_2 : \quad (1.10)$$

Հետևաբար կարելի է ասել, որ (1.7) արտահայտության մեջ ε -ը կոմպլեքս դիէլեկտրիկ թափանցելիության իրական մասն է ($\varepsilon = \varepsilon_1$), իսկ $\sigma/\varepsilon_0\omega$ -ն՝ կեղծ մասը ($\sigma/\varepsilon_0\omega = \varepsilon_2$): (1.10) առնչությունը տեղադրելով ալիքի (1.3) հավասարման մեջ և նկատի ունենալով $1/v = \tilde{n}/c$ կապը՝ կստանանք՝

$$\vec{\tilde{\varepsilon}} = \vec{\tilde{\varepsilon}}_0 \exp[-i\omega(t - zn_1/c)] \exp[-\omega n_2 z/c] : \quad (1.11)$$

Այս արտահայտությունը թույլ է տալիս պարզաբանել կոմպլեքս բեկման ցուցչի ֆիզիկական իմաստը: (1.11)-ի առաջին էքսպոնենտը

իրենից ներկայացնում է միջավայրում $v = c/n_1$ արագությամբ վազող ալիք: Հետևաբար, բեկման ցուցչի իրական մասը որոշում է ալիքի տարածման փուլային արագությունը: Երկրորդ էքսպոնենտից երևում է, որ z -ի աճից ալիքի լայնույթը էքսպոնենցիալ նվազում է: Նվազման օրենքը բնութագրվում է n_2 պարամետրով, որն անվանում են կլանման ցուցիչ (կամ էքստինկցիայի գործակից): Նկատենք, որ իրական փորձի պայմաններում անմիջականորեն չափվում է ոչ թե լուսային ալիքի լայնույթը, այլ էներգիան կամ ինտենսիվությունը: Վերջինս որոշվում է ըստ ալիքի պարբերության միջինացված Ունդվ-Պոյտինգի $\vec{\epsilon} \times \vec{H}$ վեկտորով: Քանի որ լուսային ալիքի և էլեկտրական $\vec{\epsilon}$ և մագնիսական \vec{H} դաշտերի լարվածությունները համեմատական են $\exp(-z\omega n_2/c)$ -ին, ապա լույսի I ինտենսիվության համար ստացվում է մարման հետևյալ օրենքը՝

$$I = I_0 e^{-2\omega n_2 z/c} = I_0 e^{-\alpha z} : \quad (1.12)$$

Այս արտահայտությունը կրում է Լամբերտ-Բերի օրենք անվանումը: Ինչպես տեսնում ենք, եթե $\alpha \neq 0$, ապա z -ի աճից միջավայրում տարածվող ալիքի ինտենսիվությունը նվազում է $e^{-2z\omega n_2/c}$ օրենքով: $\alpha = 2\omega n_2/c$ մեծությունը ստացել է կլանման գործակից անվանումը: Անդրադառնալով կլանման գործակցի ֆիզիկական իմաստին՝ կարելի է ասել, որ կլանման գործակցի հակադարձ մեծությունը՝ $1/\alpha$ -ն, հավասար է այն շերտի հաստությանը, որն անցնելիս լույսի ինտենսիվությունը նվազում է $e \approx 2.71$ անգամ:

(1.7)-(1.10) բանաձևերից հետևում է, որ

$$\begin{aligned} n_1^2 - n_2^2 &= \varepsilon_1 , \\ 2n_1 n_2 &= \varepsilon_2 = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} : \end{aligned} \quad (1.13)$$

Այս հավասարումների համակարգը լուծելով n_1 -ի և n_2 -ի նկատմամբ՝ կստանանք՝

$$\begin{aligned} n_1^2 &= \frac{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} + \varepsilon_1}{2}, \\ n_2^2 &= \frac{\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} - \varepsilon_1}{2} : \end{aligned} \quad (1.14)$$

(1.13) և (1.14) արտահայտությունները կապ են հաստատում միջավայրի էլեկտրական պարամետրերի և օպտիկական հաստատունների միջև: Չնայած այդ կապերը ստացվել են այն ենթադրությամբ, որ ε և σ մեծությունները կախված չեն լույսի հաճախությունից, այնուամենայնիվ, այդ բանաձևերն իրավացի են մաս ցանկացած հաճախության համար: Կարևորն այն է, որ (1.13) կամ (1.14) արտահայտության պարամետրերի չափումները կատարվեն միևնույն հաճախության դեպքում:

Օպտիկական հաստատունների և էլեկտրական պարամետրերի (1.13) ֆունկցիոնալ կապը կարելի է ներկայացնել $\varepsilon_1 = f_1(n_1, n_2)$ և $\varepsilon_2 = f_2(n_1, n_2)$ ընդհանրացված տեսքերով: Այստեղից կարելի է եզրակացնել, որ ε_1 և ε_2 մեծություններն անկախ չեն: Նման ձևով (1.14)-ից հետևում է, որ անկախ չեն մաս n_1 և n_2 մեծությունները: Կոմպլեքս դիէլեկտրիկ թափանցելիության իրական և կեղծ մասերի ֆունդամենտալ կապերը տրվում են Կրամերս-Կրոնիգի դիսպերսիոն առնչություններով՝

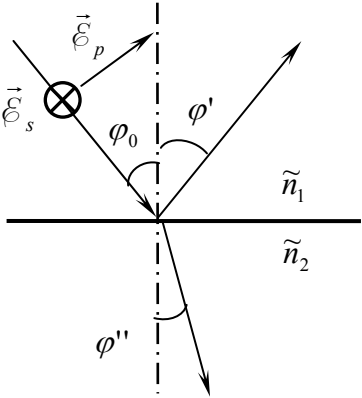
$$\begin{aligned} \varepsilon_1(\omega_0) &= 1 + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty d\omega \frac{\omega \varepsilon_2(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2}, \\ \varepsilon_2(\omega_0) &= -\frac{2\omega_0}{\pi} \int_0^\infty d\omega \frac{\varepsilon_1(\omega)}{\omega^2 - \omega_0^2} : \end{aligned} \quad (1.15)$$

Այստեղ ω_0 -ն $[0, \infty)$ տիրույթի կամայական հաճախություն է, իսկ ինտեգրալները հասկացվում են գլխավոր արժեքի իմաստով:

Կրամերս-Կրոնիգի առնչություններով կապված են նաև բեկման ցուցչի իրական և կեղծ մասերը: Այդ կապերի կարևոր առանձնահատկությունը հետևյալն է. եթե հաճախությունների ամբողջ (կամ շատ լայն) տիրույթում հայտնի է (օրինակ՝ գիտավորձից) $\varepsilon_2(\omega)$ հաճախային կախումը, ապա (1.15) առնչությունների հիման վրա կարելի է որոշել $\varepsilon_1(\omega_0)$ -ն ցանկացած հաճախության համար, և ընդհակառակը: Այս հանգամանքը ընդլայնում է օպտիկական մեթոդներով կիսահաղորդիչների ուսումնասիրության հնարավորությունները: Կրամերս-Կրոնիգի առնչությունները կարելի է օգտագործել չափումների տվյալների մշակման համար, քանի որ $\varepsilon_1(\omega)$ և $\varepsilon_2(\omega)$ մեծություններն անմիջականորեն կապված են միջավայրի օպտիկական հաստատունների՝ բեկման ցուցչի և կլանման գործակցի հետ:

1.2. Օպտիկական բնութագրեր և հաստատուններ

Էլեկտրամագնիսական ալիքը բնութագրվում է հետևյալ հինգ անկախ մեծություններով՝ ալիքի տարածման արագություն, ալիքի երկարություն, տատանման լայնույթ (ամպլիտուդ), տատանման փուլ և բևեռացում: Երկու միջավայրերի բաժանման սահմանով անցնելիս, ընդհանուր դեպքում, այս հինգ մեծություններն էլ փոփոխվում են: Դիտարկենք համասեռ և իզոտրոպ միջավայրերի բաժանման սահման



Նկ. 1.1.

նը, որի վրա առաջին միջավայրից ընկնում է էլեկտրական դաշտի $\vec{\mathcal{E}} = \vec{\mathcal{E}}_p + \vec{\mathcal{E}}_s$ լարվածությամբ լուսային հարթ ալիք (նկ. 1.1.): Այստեղ $\vec{\mathcal{E}}_p$ -ն և $\vec{\mathcal{E}}_s$ -ը դաշտի լարվածության $\vec{\mathcal{E}}$ վեկտորի, համապատասխանաբար, ճառագայթի անկման հարթությանը զուգահեռ և ուղղահայաց p և s բաղադրիչներն են: Անդրադարձած և բեկված ալիքների էլեկտրական դաշտերի p և s բաղադրիչները համապատասխանաբար նշանակենք $(\vec{\mathcal{E}}'_s, \vec{\mathcal{E}}'_p)$ և $(\vec{\mathcal{E}}''_s, \vec{\mathcal{E}}''_p)$: Անդրադարձած և բեկված ալիքների տարածման ուղղությունները որոշվում են Սնելիուսի անդրադարձման և բեկման օրենքներով՝

$$\varphi_0 = \varphi', \quad (1.16)$$

$$\tilde{n}_1 \sin \varphi_0 = \tilde{n}_2 \sin \varphi'', \quad (1.17)$$

իսկ անդրադարձած ալիքի էլեկտրական դաշտի լարվածությունը՝ Ֆրենելի բանաձևերով՝

$$\begin{aligned} \vec{\mathcal{E}}'_s &= -\frac{\sin(\varphi_0 - \varphi'')}{\sin(\varphi_0 + \varphi'')} \vec{\mathcal{E}}_s, \\ \vec{\mathcal{E}}'_p &= -\frac{\operatorname{tg}(\varphi_0 - \varphi'')}{\operatorname{tg}(\varphi_0 + \varphi'')} \vec{\mathcal{E}}_p : \end{aligned} \quad (1.18)$$

Այստեղ φ_0 -ն, φ' -ը և φ'' -ը անկման, անդրադարձման և բեկման անկյուններն են, որոնք, ընդհանուր դեպքում, կոմպլեքս մեծություններ են, իսկ \tilde{n}_1 -ը և \tilde{n}_2 -ը առաջին և երկրորդ միջավայրերի կոմպլեքս բեկման ցուցիչներն են:

Երկու միջավայրերի բաժանման սահմանի վրա դիտվող օպտիկական երևույթներն ընդունված է նկարագրել լույսի անդրադարձման R և անցման (թափանցիկության) T էներգետիկ գործակիցներով: Անդրադարձման R գործակիցը սահմանվում է որպես լույսի

անդրադարձած և ընկնող ալիքների I_R և I_0 ինտենսիվությունների¹ հարաբերություն՝ $R = I_R/I_0$: Անդրադարձման գործակցով որոշվում է էներգիայի այն մասը, որն անդրադառնում է երկու միջավայրերի բաժանման սահմանից (մարմնի մակերևութից) :

Իրական գիտափորձի պայմաններում միշտ գործ ունենք վերջավոր չափերով նմուշների (մարմինների) հետ : Այդ դեպքում կարելի է ներմուծել նաև լույսի անցման (կամ մարմնի թափանցիկության) T գործակից կոչվող մեծությունը, որն իրենից ներկայացնում է նմուշից դուրս եկած լույսի I_T և նմուշի վրա ընկնող լույսի I_0 ինտենսիվությունների հարաբերություն՝ $T = I_T/I_0$: Անցման T գործակիցը բնութագրում է լուսային էներգիայի այն մասը, որը անցնելով նմուշով, նորից դուրս է գալիս արտաքին միջավայր : Բաժանման սահմանի վրա ($z = 0$) տեղի ունեն $I_R + I_T = I_0$ և $R + T = 1$ առնչությունները :

Անդրադարձման և անցման գործակիցներ կարելի է ներմուծել նաև p և s բևեռացումների համար.

$$R_s = \left| \frac{\mathcal{E}'_s}{\mathcal{E}_s} \right|^2 = \left| \frac{\sin(\varphi_0 - \varphi'')}{\sin(\varphi_0 + \varphi'')} \right|^2, \quad (1.19)$$

$$R_p = \left| \frac{\mathcal{E}'_p}{\mathcal{E}_p} \right|^2 = \left| \frac{\operatorname{tg}(\varphi_0 - \varphi'')}{\operatorname{tg}(\varphi_0 + \varphi'')} \right|^2 :$$

Ոչ մագնիսական միջավայրերի բաժանման $z = 0$ սահմանի վրա, երբ բացակայում է անդրադարձման ժամանակ բևեռացման հարթության պտտման երևույթը, արդարացի են հետևյալ առնչությունները՝

$$R_s + T_s = 1, \quad R_p + T_p = 1 :$$

¹ Լույսի ինտենսիվությունն էներգիայի այն քանակն է, որը միավոր ժամանակում անցնում է ալիքի տարածման ուղղությամբ ուղղահայաց միավոր մակերեսով :

Ֆրենելի բանաձևերից հետևում է, որ նորմալ անկման դեպքում $\varphi_0 = \varphi' = \varphi'' = 0$, իսկ

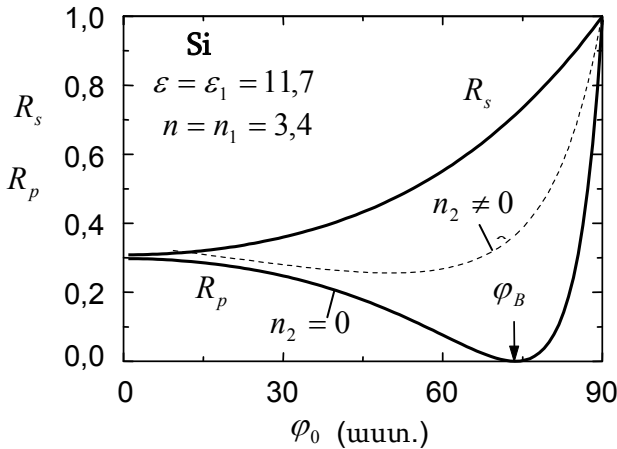
$$R_s = R_p = \left| \frac{\sin \varphi_0 - \sin \varphi''}{\sin \varphi_0 + \sin \varphi''} \right|^2 = \left| \frac{\tilde{n}_2 - \tilde{n}_1}{\tilde{n}_2 + \tilde{n}_1} \right|^2 : \quad (1.20)$$

Բրյուստերի անկյուն: Անկման անկյունը, որի դեպքում անդրադարձած և բեկված ճառագայթները փոխտողահայաց են ($\varphi' + \varphi'' = \pi/2$), կոչվում է Բրյուստերի անկյուն (φ_B): (1.18)-ից հետևում է, որ $\varphi_0 = \varphi_B$ դեպքում՝ $\operatorname{tg}(\varphi_0 + \varphi'') \rightarrow \infty$: Սա նշանակում է, որ անդրադարձած ճառագայթում բացակայում է p բևեռացմամբ բաղադրիչը՝ $R_p \rightarrow 0$: Բեկման օրենքից հետևում է՝

$$\tilde{n}_1 \sin \varphi_B = \tilde{n}_2 \sin(\pi/2 - \varphi_B) = \tilde{n}_2 \cos \varphi_B :$$

Հետևաբար, $\operatorname{tg} \varphi_B = \tilde{n}_2 / \tilde{n}_1$:

Նկ. 1.2-ում ցույց է տրված միաբյուրեղային սիլիցիումից ($n \approx 3,4$,



Նկ. 1.2.

$\varphi_B \approx 74^0$) բևեռացված լույսի անդրադարձման գործակցի կախումն անկման անկյունից: Ինչպես տեսնում ենք, կլանման բացակայության պայմաններում ($n_2 = 0$) Բրյուստերի φ_B անկյանը հավասար անկման անկյան դեպքում R_p գործակցը ընդունում է իր փոքրագույն արժեքը: Նկ. 1.2-ում պատկերված կետագծերով կորը համապատասխանում է կլանման առկայության դեպքին ($n_2 \neq 0$): Կլանումը բերում է R_p գործակցի փոքրագույն արժեքի աճի: Բրյուստերի անկյանը մոտ $\varphi_0 \approx \varphi_B$ անկման անկյուն ունեցող լույսի անդրադարձման R_p գործակիցը շատ զգայուն է կլանման նկատմամբ: Այս հանգամանքի վրա է հիմնված կիսահաղորդիչներում խառնուրդների և արատների հայտնաբերման «խորը մակարդակների բրյուստերյան սպեկտրասկոպիա» կոչվող մեթոդը, որտեղ օգտագործվում է այն փաստը, որ $R_p(\varphi_0 \approx \varphi_B)$ գործակցի աճը պայմանավորված է լույսի խառնուրդային կլանման երևույթով:

Կլանման հետևանքով միջավայրում տարածվող լուսային էներգիան նվազում է: Միջավայրի կլանման հատկությունը բնութագրվում է

$$A = \frac{I_0 - I_R - I_T}{I_0} = 1 - R - T$$

պարամետրի միջոցով, որն անվանում են միջավայրի կլանման ունակություն:

Մի շարք դեպքերում բաժանման սահմանի վրա օպտիկական երևույթների նկարագրության ժամանակ անհրաժեշտ է հաշվի առնել լուսային ալիքի ոչ միայն լայնությանին, այլ նաև փուլային փոփոխությունները, քանի որ լուսային ալիքի անդրադարձման և բեկման ժամանակ առաջանում են նաև փուլային δ_R և δ_T տեղաշարժեր: R , T , A , δ_R և δ_T մեծությունների համախմբին ընդունված է անվանել նյութի կամ միջավայրի օպտիկական բնութագրեր: Դրանք

կախված են ինչպես նյութի բնույթից, այնպես էլ լուսային ճառագայթի անկման անկյունից, հաճախությունից, իսկ մասամբ էլ՝ նմուշի հաստությունից: Այդ կախվածությունների որոշման համար անհրաժեշտ է բացահայտել և ուսումնասիրել բյուրեղի հետ լուսային ճառագայթի փոխազդեցության միկրոսկոպիկ մեխանիզմները: Ընդհանրացնելով կարելի է ասել՝ ցանկացած միջավայրում տարածվող էլեկտրամագնիսական ալիքի վարքը հայտնի է, եթե հայտնի են միջավայրի էլեկտրական պարամետրերը:

1.3. Լուսային ալիքները դիէլեկտրիկ և հաղորդիչ միջավայրերում

Գիէլեկտրիկ միջավայր: Վակուումից համասեռ դիէլեկտրիկ միջավայր անցնելիս ալիքի ձևը պահպանվում է, սակայն փոխվում է արագությունը՝ դառնալով $v = c/\sqrt{\epsilon\mu}$: Իդեալական դիէլեկտրիկում, որտեղ բացակայում է էլեկտրահաղորդականության երևույթը ($\sigma = 0$ և, հետևաբար, $n_2 = 0$, տե՛ս (1.13)), հիմնական օպտիկական երևույթների նկարագրության համար բավական է միայն $n = n_1$ բեկման ցուցիչը: Այսպես՝ վակուումում ալիքի λ_0 երկարությունը միջավայրում փոխվում է՝ $\lambda = \lambda_0/n$: Հարթ ալիքի տարածման ուղղությունը վակուումից դիէլեկտրիկ անցնելիս որոշվում է Սնելիուսի (1.17) օրենքով, որը տվյալ դեպքում ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$n \times \sin \varphi'' = \sin \varphi_0 : \tag{1.21}$$

Բեկման ցուցիչը որոշում է նաև անդրադարձած և բեկված ալիքների հարաբերական լայնությունները և ինտենսիվությունները (տե՛ս Ֆրենելի (1.18) բանաձևերը): Եթե (1.21)-ից որոշենք բեկման φ'' անկյունը և տեղադրենք (1.19)-ի մեջ, ապա կարելի է համոզվել, որ անդ-

րադարձման R_s և R_p գործակիցները որոշվում են միևնույն՝ φ_0 և n մեծություններով, այսինքն՝ $R = R(\varphi_0, n)$: Մասնավորապես նորմալ անկման դեպքում, երբ $\varphi_0 = 0$, ստացվում է՝

$$R_s = R_p = R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 : \quad (1.22)$$

Այստեղից դժվար չէ ստանալ, որ

$$n = \frac{1 + \sqrt{R}}{1 - \sqrt{R}} : \quad (1.23)$$

Հետևաբար, նորմալ անկման դեպքում, չափելով անդրադարձման գործակիցը, կարելի է որոշել դիելեկտրիկ միջավայրի բեկման ցուցիչը:

Հաղորդիչ միջավայր: Հաղորդիչ միջավայրում լույսի տարածման երևույթը կարելի է նկարագրել ճիշտ մոյն ալիքային հավասարումներով, ինչ դիելեկտրիկների դեպքում, եթե դիելեկտրիկ ε թափանցելիությունը փոխարինվի $\tilde{\varepsilon}$ կոմպլեքս մեծությամբ: Հետևաբար, հաղորդիչ միջավայրը բնութագրվում է n_1 և n_2 (կամ n_1 և α) երկու օպտիկական հաստատուններով: Այդ պարամետրերի միջոցով կարելի է նկարագրել հաղորդիչ միջավայրում լույսի անդրադարձման, բեկման և կլանման երևույթները: Այսպես, օրինակ, վակուում-հաղորդիչ միջավայր բաժանման սահմանի վրա լույսի նորմալ անկման դեպքում (1.22)-ի փոխարեն կունենանք՝

$$R = \left| \frac{\tilde{n} - 1}{\tilde{n} + 1} \right|^2 = \frac{(n_1 - 1)^2 + n_2^2}{(n_1 + 1)^2 + n_2^2} : \quad (1.24)$$

Հաղորդիչ միջավայրի օպտիկական հատկությունները նկարագրելու համար մոյն հաջողությամբ կարելի է օգտագործել նաև ε և σ էլեկտրական պարամետրերը կամ կոմպլեքս դիելեկտրիկ թափանցելիության ε_1 իրական և ε_2 կեղծ մասերը:

1.4. Կլանման և անդրադարձման սպեկտրներ

Անդրադարձման R գործակցի կախումը ընկնող լույսի ω հաճախությունից (կամ ալիքի երկարությունից) կոչվում է անդրադարձման սպեկտր:

Կլանման պատճառով պինդ մարմնում տարածվող լույսի ինտենսիվությունը նվազում է: Ըստ Լամբերտ-Բերի օրենքի՝

$$I(x) = I_0(1 - R)e^{-\alpha x},$$

որտեղ x -ը ճառագայթի տարածման ուղղությամբ պինդ մարմնի մակերևույթից մինչև տվյալ կետը հեռավորությունն է: Նկատենք, որ այս քանաձևում հաշվի է առնվել լուսային I_0 էներգիայի մի մասի անդրադարձումը բյուրեղի մակերևույթից:

Լամբերտ-Բերի օրենքը կարելի է ստանալ նաև ամենաընդհանուր ֆիզիկական սկզբունքների հիման վրա: Այսպես՝ միավոր մակերեսով dz հաստությամբ նյութի շերտում միավոր ժամանակում կլանված էներգիայի քանակը պետք է համեմատական լինի շերտի dz հաստությանը և շերտի վրա ընկնող լույսի $I(z)$ ինտենսիվությանը: Եթե համեմատականության գործակիցը նշանակենք α -ով, ապա կարելի է գրել՝

$$-dI(z) = \alpha I dz :$$

Չախ մասում դրված է մինուս նշան, քանի որ էներգիայի կլանումը հանգեցնում է լույսի ինտենսիվության նվազման ($dI < 0$): Այս հավասարման լուծումն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$I(z) = I(0)e^{-\alpha z} :$$

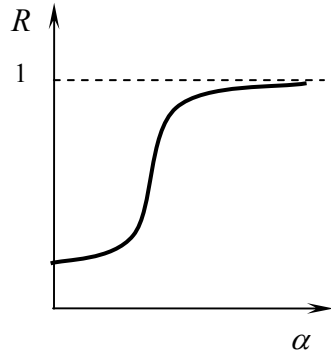
Կլանման գործակցի կախումն ընկնող լույսի հաճախությունից ($\alpha(\omega)$) կամ ալիքի երկարությունից ($\alpha(\lambda_0)$) կոչվում է կլանման սպեկտր: Քանի որ

$$\alpha = \frac{2\omega n_2}{c} = \frac{4\pi n_2}{\lambda n_1},$$

իսկ $\lambda = \lambda_0/n_1$, որտեղ λ_0 -ն լուսային ալիքի երկարությունն է վակուումում, ապա (1.24)-ը կարելի է գրել հետևյալ ձևով՝

$$R = \frac{(n_1 - 1)^2 + \lambda_0^2 \alpha^2 / 16\pi^2}{(n_1 + 1)^2 + \lambda_0^2 \alpha^2 / 16\pi^2}: \quad (1.25)$$

Նորմալ անկման մասնավոր դեպքի համար գրված այս արտահայտությունից հետևում է այն կարևոր առանձնահատկությունը, որ անդրադարձման R և կլանման α գործակիցները փոխկապակցված մեծություններ են: Կլանման աճի հետ մեկտեղ աճում է նաև անդրադարձումը: Եթե $n_2 \gg 1$, ապա $R \approx 1$, այսինքն՝ տեղի ունի ընկնող լուսային ալիքի գրեթե լրիվ անդրադարձում (նկ. 1.3.):



Նկ. 1.3.

Եթե հաճախությունների որոշակի տիրություն նյութը ուժեղ կլանում է լույսը, ապա հաճախությունների այդ նույն տիրություն այն նաև ուժեղ անդրադարձնում է: (1.25)-ից հետևում է, որ եթե $\alpha = 0$, ապա $R \neq 0$, այսինքն՝ անդրադարձում կա նաև կլանման բացակայության դեպքում: Մասնավորապես ապակուբեկման ցուցիչը $n = 1,5$: Հետևաբար, կլանման բացակայության պայմաններում ապակու անդրադարձման գործակիցը, տոկոսներով արտահայտված, 4% է: Կիսահաղորդիչների մեծ մասն ունի բեկման ցուցիչի համեմատաբար բարձր արժեքներ, օրինակ՝ գերմանիումի համար $n = 4$: Եթե անտեսենք գերմանիումի σ հաղորդականությունը, ապա ստացվում է՝ $R_{Ge}(\alpha = 0) = 36\%$:

Ելնելով լույսի մասնիկային պատկերացումից՝ կլանման գործակցին կարելի է տալ ավելի ակնհայտ ֆիզիկական իմաստ: Դրա համար լույսի I ինտենսիվությունն արտահայտենք ֆոտոնների թվի միջոցով: Եթե ճառագայթի միավոր ծավալում ֆոտոնների թիվը (կոնցենտրացիան) նշանակենք n_{ph} , ապա միավոր ժամանակում միավոր մակերեսով կանցնի $J_{ph} = cn_{ph}$ ֆոտոն, որն իր հետ տանում է $J_{ph}\hbar\omega = cn_{ph}\hbar\omega$ էներգիա: Այստեղ $J_{ph} = cn_{ph}$ -ն ֆոտոնների հոսքն է վակուումում: Հետևաբար, $I(z) = \hbar\omega J_{ph}$: Միջավայրում լույսի ինտենսիվության նվազումը նշանակում է փնջում ֆոտոնների թվի նվազում: Այն կարող է պայմանավորված լինել ֆոտոնների ցրումներով և/կամ կլանումով: Մեկ կլանող կենտրոնի կողմից մեկ ֆոտոնի կլանման էֆեկտիվ կտրվածքի մակերեսը նշանակենք σ_{ph} -ով, իսկ միավոր ծավալում կլանման կենտրոնների թիվը նշանակենք N_t : Միավոր մակերեսով dz հաստությամբ շերտում կա $N_t dz$ հատ կլանման կենտրոն: Միավոր ժամանակում կլանված ֆոտոնների թիվը կարելի է որոշել

$$-dJ_{ph} = \sigma_{ph} J_{ph}(x) N_t dx,$$

հավասարումից, որի լուծումն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$J_{ph}(x) = J_{ph}(0) e^{-\sigma_{ph} N_t x}:$$

Վերջինս բազմապատկելով $\hbar\omega$ -ով՝ կստանանք Լամբերտ-Բերի օրենքը՝

$$I(x) = I(0) e^{-\sigma_{ph} N_t x}:$$

Տեսնում ենք, որ տվյալ դեպքում $\alpha = \sigma_{ph} N_t$ կլանման գործակիցը որոշվում է կլանման կենտրոնների N_t կոնցենտրացիայով և ֆո-

տոնի կլանման σ_{ph} էֆեկտիվ կտրվածքով: $l_{ph} = 1/\sigma_{ph}N_i = 1/\alpha$ մեծությունը կարելի է անվանել կլանող միջավայրում ֆոտոնի ազատ վազքի միջին երկարություն: Կլանման σ_{ph} էֆեկտիվ կտրվածքի մակերեսը կախված է ֆոտոնի $\hbar\omega$ էներգիայից և կլանող կենտրոնի բնույթից: Եթե կիսահաղորդչում կան N_i կոնցենտրացիաներով տարբեր բնույթի ($i = 1, 2 \dots$) կլանման կենտրոններ, որոնք բնութագրվում են $\sigma_{ph,i}(\omega)$ էֆեկտիվ կտրվածքներով, ապա i -րդ տեսակի կենտրոններով պայմանավորված կլանման գործակիցը որոշվում է այսպես՝ $\alpha_i(\omega) = \sigma_{ph,i}(\omega)N_i$, իսկ կլանման լրիվ գործակիցը՝

$$\alpha = \sum_i \alpha_i(\omega) = \sum_i \sigma_{ph,i}(\omega)N_i :$$

Այսպիսով՝ կլանման լրիվ սպեկտրը ձևավորվում է տարբեր բնույթ ունեցող կլանման կենտրոններով որոշվող կլանման սպեկտրների գումարման միջոցով: Կլանման գործակիցն աղիտիվ մեծություն է, եթե իհարկե կլանման կենտրոններն իրարից անկախ են: Բեկման ցուցչի իրական մասի նման այն հանդիսանում է նյութի օպտիկական հատկությունների կարևորագույն բնութագիր: Նյութի հետ լույսի փոխազդեցության միկրոսկոպիկ մեխանիզմների բացահայտման և ուսումնասիրության հիմնական խնդիրներից մեկը կլանման սպեկտրի որոշումն է:

Գնահատենք կլանման գործակցի թվային արժեքը: Եթե համարենք, որ բյուրեղի սեփական ատոմների կողմից ֆոտոնի կլանման կտրվածքը մոտավորապես հավասար է ատոմի տրամագծային կտրվածքի մակերեսին, ապա $\sigma_{ph} \approx 10^{-17} \div 10^{-16}$ սմ²: Բյուրեղի հիմնական (սեփական) ատոմների կոնցենտրացիան $N_i \approx 10^{22 \div 23}$ սմ⁻³ կարգի մեծություն է: Այստեղից նյութի սեփական

ատոմներով պայմանավորված կլանման¹ գործակցի համար ստացվում է հետևյալ արժեքը՝ $\alpha \approx 10^5 \div 10^6 \text{ սմ}^{-1}$: Չնայած այս գնահատումների խիստ մոտավոր լինելու հանգամանքին՝ α -ի համար ստացված թվային արժեքը կարգով բավականին մոտ է չափումների արդյունքներին: Եթե լույսը կլանվում է խառնուրդային ատոմների կողմից (խառնուրդային կլանում), ապա գնահատումների համար կարելի է համարել, որ $N_t \sim 10^{16} \text{ սմ}^{-3}$, իսկ $\sigma_{ph} \approx 10^{-16} \text{ սմ}^2$: Այդ դեպքում ստացվում է՝ $\alpha \approx 1 \text{ սմ}^{-1}$:

1.5. Օպտիկական հաստատումների դասական տեսություն

Օպտիկական հաստատումների հաճախային կախվածությունների բնույթի մասին ընդհանուր պատկերացում կարելի է ստանալ պինդ մարմնի Դրուդեյի դասական էլեկտրոնային տեսության հիման վրա, ըստ որի՝ միջավայրը դիտվում է որպես կապված և ազատ լիցքերի համակարգ: Կապված լիցքեր են հանդիսանում ատոմի ներքին թաղանթների էլեկտրոնները, բյուրեղային ցանցի արատների վրա տեղայնացված էլեկտրոններն ու խոռոչները, իոնները և այլն: Ազատ լիցքակիրներ են հանդիսանում հաղորդականության գոտու էլեկտրոնները և վալենտային գոտու խոռոչները: Մեզ հետաքրքրող խընդիրների մեծ մասում լույսի կլանման և բևեռացման երևույթների մեջ տարբեր տեսակի լիցքերի ներդրումները կարելի է համարել ադիտիվ: Այնպես որ՝ կիսահաղորդիչը կարելի է մոդելավորել որպես m_i զանգվածով, e_i լիցքով, ω_{0i} սեփական հաճախությամբ, $1/\tau_i$ մարման գործակցով (կամ τ_i ինպուլսի ռելաքսացիայի ժամանակով) և N_i պարզիալ կոնցենտրացիայով չվիթխագրող, մարող, հարմոնիկ

¹ Այդպիսի կլանումը կոչվում է սեփական կամ ֆունդամենտալ կլանում:

օսցիլյատորների հավաքածու: Այստեղ i ինդեքսը ($i = 1, 2, 3 \dots$) բնութագրում է լիցքի տեսակը:

Կոմպլեքս դիէլեկտրիկ թափանցելիության որոշման պարզեցված մոտեցման շրջանակներում համարենք, որ յուրաքանչյուր էլեկտրոնի վրա ազդում է էլեկտրական դաշտ, որի լարվածությունը հավասար է արտաքին, տվյալ դեպքում՝ լուսային ալիքի էլեկտրական դաշտի լարվածությանը: Ավելի խիստ մոտեցման դեպքում պետք է հաշվի առնել նաև մնացած լիցքերի ստեղծած դաշտերը: Դա բերում է նրան, որ տվյալ լիցքակրի վրա ազդում է որոշակի $\vec{\epsilon}_{loc}$ տեղային դաշտ, որը, ընդհանրապես ասած, հավասար չէ արտաքին դաշտին: Տեղային և արտաքին դաշտերի տարբերությունը հատկապես էական է բյուրեղային դիէլեկտրիկների դեպքում: Սիևնույն ժամանակ մետաղների համար այդ տարբերությունը զգալի չէ:

Լուսային ալիքի էլեկտրական $\vec{\epsilon}_0 e^{-i\omega t}$ դաշտի ազդեցության տակ լիցքի շեղումը հավասարակշռության դիրքից կարելի է որոշել լիցքի շարժման հավասարումից՝

$$m_i \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2} + m_i \omega_{0i}^2 \vec{r}_i + \frac{m_i}{\tau_i} \frac{d\vec{r}_i}{dt} = e_i \vec{\epsilon}_0 e^{-i\omega t} : \quad (1.26)$$

Այս հավասարման լուծումն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\vec{r}_i(t) = \vec{r}_{0i} e^{-i\omega t} = \frac{e_i}{m_i} \frac{\vec{\epsilon}_0 e^{-i\omega t}}{\omega_{0i}^2 - \omega^2 - i\omega\tau_i^{-1}} : \quad (1.27)$$

Օգտվելով պինդ մարմնի \vec{P} բևեռացման

$$\vec{P} = \sum_i N_i e_i \vec{r}_i \quad (1.28)$$

հայտնի արտահայտությունից և

$$\vec{\epsilon} \epsilon_0 \vec{\epsilon} = \epsilon_0 \vec{\epsilon} + \vec{P} \quad (1.29)$$

կապից՝ կոմպլեքս դիէլեկտրիկ $\vec{\epsilon}$ թափանցելիության համար կարելի է ստանալ՝

$$\tilde{\varepsilon} = (n_1 + in_2)^2 = 1 + \sum_i \frac{N_i e_i^2}{\varepsilon_0 m_i} \frac{1}{\omega_{0i}^2 - \omega^2 - i\omega\tau_i^{-1}} : \quad (1.30)$$

Հաշվի առնելով, որ $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ և հավասարեցնելով այս արտահայտության աջ ու ձախ կողմերի իրական և կեղծ մասերը՝ կստանանք՝

$$\varepsilon_1(\omega) = n_1^2(\omega) - n_2^2(\omega) = 1 + \sum_i \frac{N_i e_i^2}{\varepsilon_0 m_i} \frac{\omega_{0i}^2 - \omega^2}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \tau_i^{-2}}, \quad (1.31)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = 2n_1(\omega)n_2(\omega) = \sum_i \frac{N_i e_i^2}{\varepsilon_0 m_i} \frac{\omega\tau_i^{-1}}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \tau_i^{-2}} : \quad (1.32)$$

Նշենք, որ օսցիլյատորի ω_{0i} և τ_i կարևորագույն պարամետրերը, ընդհանրապես ասած, հնարավոր չէ մեծ ճշգրտությամբ հաշվարկել: Այդ պարամետրերը պետք է որոշել գիտափորձի միջոցով: (1.30), ինչպես նաև (1.31) և (1.32) արտահայտություններում հաշվի են առնվել ինչպես ազատ, այնպես էլ կապված լիցքերի ներդրումները նյութի բևեռացման մեջ: Հետևաբար, այդ արտահայտությունները կիրառելի են ինչպես մետաղների, այնպես էլ կիսահաղորդիչների և դիէլեկտրիկների համար:

1.6. Պինդ մարմնի օպտիկական հաստատուններն ըստ դասական տեսության

Մետաղներ (Գրուլեյի մոդել): Ազատ լիցքի սեփական տատանումների հաճախությունը հավասար է զրոյի: Համարենք, որ լիցքի տեսակը բնութագրող i ինդեքսի, օրինակ, $i = 1$ արժեքը վերաբերում է մետաղի ազատ էլեկտրոններին: Հետևաբար, $\omega_{0i}|_{i=1} = \omega_{01} = 0$ (հետագա արտահայտություններում $i = 1$ ինդեքսը պարզության

համար չի գրվի): Օգտվելով (1.30) ընդհանուր արտահայտությունից՝ մետաղի միայն ազատ էլեկտրոններով պայմանավորված $\tilde{\varepsilon}$ դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\tau^{-1}}, \quad (1.33)$$

որտեղ $\omega_p = \sqrt{n_0 e^2 / \varepsilon_0 m}$ մեծությունը կոչվում է պլազմային հաճախություն, $N_{i=1} \equiv n_0$ -ն ազատ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան է: Այստեղից՝

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \tau^{-2}} = n_1^2 - n_2^2, \quad (1.34)$$

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2 \tau^{-1}}{\omega(\omega^2 + \tau^{-2})} = 2n_1 n_2: \quad (1.35)$$

Դրուդեյի տեսության հիմնական արդյունքները ներկայացնող այս արտահայտությունները նկարագրում են ω հաճախությամբ էլեկտրամագնիսական ալիքի ադեցության նկատմամբ ազատ էլեկտրոնային գազի արձագանքը:

$\tilde{\varepsilon}(\omega)$ -ի և դրա հետ կապված օպտիկական հաստատունների սպեկտրալ կախվածությունների մասին պատկերացում կազմելու համար վերլուծենք թույլ մարումների մասնավոր դեպքը, երբ $\omega \gg \tau^{-1}$: (1.34) և (1.35) բանաձևերից հետևում է՝

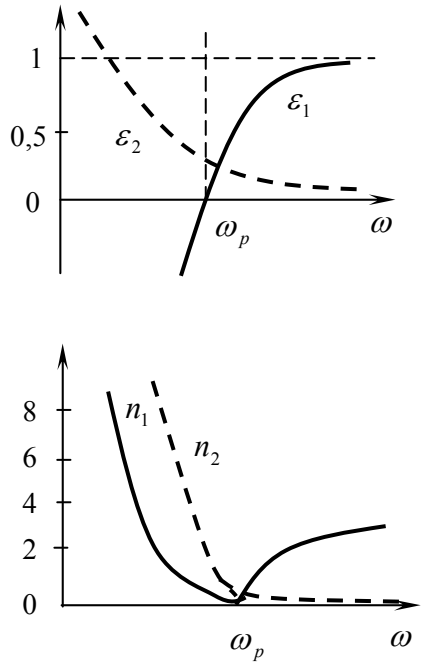
$$\begin{aligned} \varepsilon_1(\omega) &\approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \\ \varepsilon_2(\omega) &\approx \frac{\omega_p^2}{\omega^3 \tau}: \end{aligned} \quad (1.36)$$

Ինչպես տեսնում ենք, $\omega < \omega_p$ ցածր հաճախությունների տիրույթում $\varepsilon_1 < 0$: Բարձր հաճախությունների $\omega \gg \omega_p$ տիրույթում $\varepsilon_2 \approx 0$, $\varepsilon_1 \approx 1$, իսկ $n_2 \approx 0$: $\varepsilon_1, \varepsilon_2, n_1, n_2$ պարամետրերի հաճախային կախվածությունները բերված են նկ. 1.4-ում:

Դրուպեյի մոդելի կարևորագույն արդյունքը $\omega < \omega_p$ սպեկտրալ տիրույթում մետաղների անդրադարձման գործակցի մեծ արժեքի՝ այսպես կոչված պլազմային անդրադարձման բացատրությունն է: Իրոք, $\omega < \omega_p$ հաճախությունների տիրույթում $\varepsilon_1 < 0$: Հետևաբար, $n_1 < n_2$, քանի որ $\varepsilon_1 = n_1^2 - n_2^2$: Հաշվի առնելով (1.24)-ը՝ կստանանք՝

$$R = \frac{(n_1 - 1)^2 + n_2^2}{(n_1 + 1)^2 + n_2^2} \approx \frac{n_2^2}{n_2^2} \approx 1:$$

Որպես օրինակ՝ նկ. 1.5-ում բերված է մետաղական կալիումի անդրադարձման սպեկտրը, երբ $n_0 = 10^{23} \text{ սմ}^{-3}$, $\omega_p = 5,7 \times 10^{15} \text{ վ}^{-1}$ կամ $\lambda_p = 2\pi c / \omega_p = 330 \text{ նմ}$: Մետաղների մեծ մասի համար պլազմային անդրադարձումը ($R \cong 1$) բնութագրական է լույսի սպեկտրի տեսանելի և ինֆրակարմիր (ԻԿ) տիրույթների համար: Դա թույլ է տալիս մետաղներն օգտագործել նշված սպեկտրալ տիրույթում աշխատող հայելիներ պատրաստելու համար:

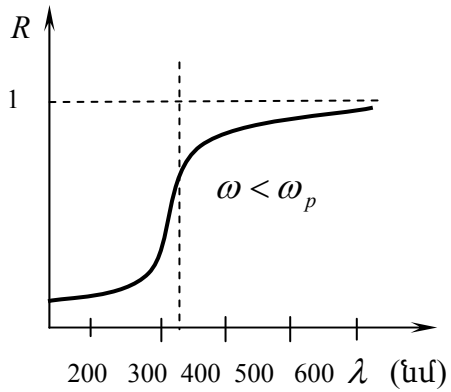


Նկ. 1.4.

Գրուդեյի մոդելը բավականին լավ բացատրում է նաև մետաղների այնպիսի լավ հայտնի հատկությունը, ինչպիսին է հաճախության փոքրացումից (կամ ալիքի երկարության աճից) կլանման գործակցի աճի երևույթը: Իրոք, ինչպես երևում է (1.33) բանաձևից և նկ. 1.4-ից, $\omega < \omega_p$ տիրույթում n_2 -ը կտրուկ աճում է: Օգտվելով (1.36)-ից՝ կլանման գործակիցը կարելի է ներկայացնել հետևյալ ձևով՝

$$\alpha = \frac{2\omega n_2}{c} = \frac{\omega \varepsilon_2}{cn_1} = \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \tau cn_1} \propto \frac{n_0}{\omega^2} \sim n_0 \lambda^2 :$$

Ինչպես տեսնում ենք, ազատ լիցքակիրներով պայմանավորված կլանումը համեմատական է ազատ լիցքակիրների n_0 կոնցենտրացիային և հակադարձ համեմատական ω^2 -ին: Քանի որ մետաղների պլազմային հաճախությունը բավականին բարձր է ($\omega_p = 10^{15} \div 10^{16}$ վ⁻¹), ապա $\omega < \omega_p$ տիրույթում կլանման գործակիցը հասնում է մինչև $\alpha \sim 10^6 \div 10^7$ սմ⁻¹ արժեքների: Դա բերում է լույսի կլանման խորության ծայրահեղ փոքր մեծությունների՝ $\alpha^{-1} \sim 1 \div 10$ նմ:



Նկ. 1.5.

Դիէլեկտրիկներ (Լորենցի մոդել): Դիէլեկտրիկական հատկություններ ունեցող պինդ մարմնի օպտիկական հատկությունների նկարագրության համար անհրաժեշտ է հաշվի առնել միջավայրի առաձգական բևեռացման մեխանիզմը՝ պայմանավորված կապված լիցքերի, էլեկտրոնային թաղանթների տարածական տեղաշարժով:

Դասական տեսության շրջանակներում վերջինիս նկարագրության համար օգտվում են Լորենցի մոդելից: Ըստ Լորենցի մոդելի՝ բյուրեղային դիէլեկտրիկը դիտվում է որպես մոլեկուլների (ատոմների) հավաքածու, որոնցից յուրաքանչյուրն իրենից ներկայացնում է միևնույն ω_0 հաճախությամբ օսցիլյատոր: Համարենք, որ միջավայրը այնքան նոսր է, որ մոլեկուլի վրա ազդող լոկալ էլեկտրական $\vec{\mathcal{E}}_{loc}$ դաշտը շատ քիչ է տարբերվում մակրոսկոպիկ $\vec{\mathcal{E}}$ դաշտից: Եթե բևեռացումը պայմանավորված է միայն սեփական տատանումների ω_0 հաճախությամբ ունեցող մի տեսակի կապված լիցքերով (մոլեկուլներով), ապա (1.31) և (1.32) հավասարումների հիման վրա կարելի է գրել՝

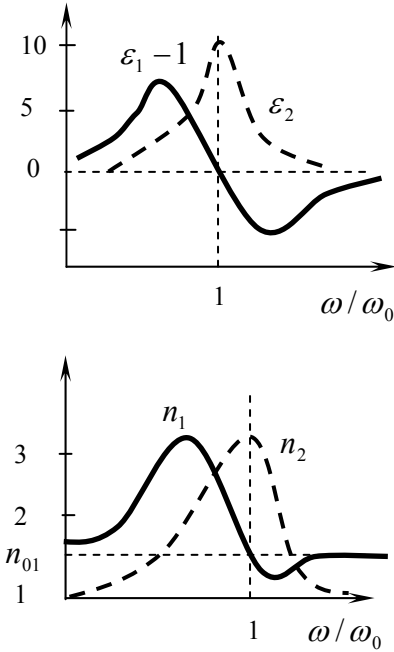
$$\varepsilon_1 = 1 + \frac{N_M e^2}{M \varepsilon_0} \cdot \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)}{[\omega_0^2 - \omega^2]^2 + \omega^2 \tau^{-2}} = n_1^2 - n_2^2, \quad (1.37)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{N_M e^2}{M \varepsilon_0} \cdot \frac{\omega \tau^{-1}}{[\omega_0^2 - \omega^2]^2 + \omega^2 \tau^2} = 2n_1 n_2: \quad (1.38)$$

Այստեղ N_M -ը մոլեկուլների կոնցենտրացիան է, իսկ M -ը՝ մոլեկուլի զանգվածը:

$\varepsilon_1(\omega)$, $\varepsilon_2(\omega)$ և $n_1(\omega)$, $n_2(\omega)$ հաճախային տիպիկ կախումները ներկայացված են նկ. 1.6-ում: Ինչպես տեսնում ենք, ω_0 ռեզոնանսային հաճախությունից հեռու $\omega \gg \omega_0$ տիրույթում n_2 կլանման ցուցիչը ձգտում է զրոյի: Էլեկտրոնային առաձգական բևեռացման դեպքում ω_0 հաճախությունը գտնվում է ավելի ուլտրամանուշակագույն տիրույթում: Այդ պատճառով դիէլեկտրիկների մեծ մասը թափանցիկ է տեսանելի լույսի նկատմամբ: Ցածր հաճախությունների $\omega \ll \omega_0$ տիրույթում բեկման ցուցչի իրական մասը որոշվում է հետևյալ կերպ՝

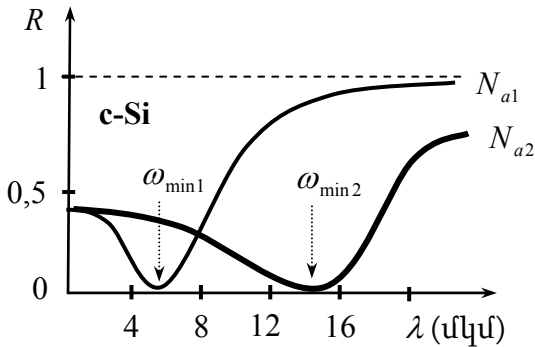
$$n_1^2 \approx 1 + \frac{N_M e^2}{M \epsilon \omega_0^2} \equiv n_{01}^2:$$



Նկ. 1.6.

լեզիրացված կիսահաղորդչի դեպքում, երբ $n_0 = 10^{13} \text{ սմ}^{-3}$, ռեզոնանսային ալիքի երկարությունը հավասար է $\lambda_p = 33 \text{ մմ}$, որն արդեն գտնվում է ԳԲՀ միկրոալիքային տեղամասում: Նկ. 1.7-ում բերված են ակցեպտորային խառնուրդով լեզիրացված սիլիցիումի անդրադարձման $R(\lambda)$ սպեկտրները:

Կիսահաղորդչներ: Վերը ներկայացված դասական մոտեցումները հաջողությամբ նկարագրում են նաև կիսահաղորդչների անդրադարձման գործակցի առանձնահատկությունները սպեկտրի ԻԿ տիրույթում: Կիսահաղորդչի ազատ լիցքակիրների հետ լույսի փոխազդեցությունը ևս բերում է պլազմային անդրադարձման, որի եզրը շեղված է դեպի սպեկտրի երկարալիքային տիրույթ: Այսպես՝ եթե ուժեղ լեզիրացված կիսահաղորդչում ազատ էլեկտրոնների կոնցենտրացիան $n_0 = 10^{19} \text{ սմ}^{-3}$ է, ապա $\lambda_p = 33 \text{ մկմ}$, ինչը համապատասխանում է միջին ԻԿ տիրույթին: Չլեզիրացված կամ թույլ



Նկ. 1.7. $N_{a1} = 8 \times 10^{19}$ սմ⁻³, $N_{a2} = 6 \times 10^{18}$ սմ⁻³,

$$\omega_{\min 2} / \omega_{\min 1} = \sqrt{N_{a1} / N_{a2}} \approx 3,65:$$

Կիսահաղորդիչների օպտիկական հատկությունների համեմատաբար ընդհանուր դասական նկարագրության համար անհրաժեշտ է հաշվի առնել ոչ միայն ազատ լիցքակիրների, այլ նաև բյուրեղային միջավայրի բևեռացման այլ մեխանիզմների (ներքին թաղանթների և վալենտային էլեկտրոնների, բյուրեղային ցանցի ատոմների (իոնների) և այլն) ներդրումները:

Դրուդեյի և Լորենցի մոդելների շրջանակներում անդրադարձման գործակցի սպեկտրալ կախվածության համար ստացված արդյունքները լավ համաձայնության մեջ են գտնվում համապատասխան չափումների տվյալների հետ: Այնուամենայնիվ, դասական մոտեցումը չի կարող լիարժեքորեն նկարագրել դիէլեկտրիկներում, մետաղներում կամ կիսահաղորդիչներում տարբեր տեսակի լիցքերի, այդ թվում՝ ազատ լիցքակիրների, բյուրեղային ցանցի հիմնական և խառնուրդային ատոմների (կամ իոնների) հետ լույսի փոխազդեցության բոլոր առանձնահատկությունները: Բյուրեղի օպտիկական հատկությունների լիարժեք նկարագրության համար դասական մոտեցումը բավարար չէ: Անհրաժեշտ է հարցի քվանտային քննարկում:

1.7. Գիլեկտրիկ թափանցելիության քվանտային տեսություն

Կիսահաղորդիչներում լույսի կլանումը արդյունք է լուսային ալիքի՝ էլեկտրական դաշտի հետ հետևյալ մասնիկների և քվազիմասնիկների փոխազդեցության՝

- ազատ էլեկտրոններ և խռոչներ,
- ֆոնոններ (բյուրեղային ցանցի ջերմային տատանումներ),
- կապված էլեկտրոններ (խառնուրդների կամ այլ տեսակի արատների վրա տեղայնացված էլեկտրոններ, վալենտային էլեկտրոններ):

Եթե նշված առաջին երկու դեպքերը կարելի է քննարկել Դրուդե-Լորենցի դասական մոդելի շրջանակներում, ապա երրորդ դեպքի լիարժեք քննարկում հնարավոր է միայն քվանտամեխանիկական պատկերացումների հիման վրա:

Կիսահաղորդչի օպտիկական հատկությունների տեսական նկարագրության համար նպատակահարմար է նախևառաջ պարզել կոմպլեքս դիէլեկտրիկ թափանցելիության $\varepsilon_1(\omega)$ իրական և $\varepsilon_2(\omega)$ կեղծ մասերի հաճախային կախվածությունները (դիսպերսիաները): Ընդ որում՝ բավական է ուսումնասիրել միայն, օրինակ, $\varepsilon_2(\omega)$ կախումը, իսկ $\varepsilon_1(\omega)$ ֆունկցիայի տեսքը կարելի է որոշել Կրամերս-Կրոնիգի դիսպերսիոն առնչությունների օգնությամբ:

Ենթադրենք՝ բյուրեղ է ներթափանցել \vec{q} ալիքային վեկտոր ($|\vec{q}| = 2\pi/\lambda$) և $\vec{\xi}$ բևեռացման միավոր վեկտոր ունեցող հարթ բևեռացված լուսային ալիք՝

$$\vec{\mathcal{E}} = \vec{\xi} \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - \vec{q}\vec{r}): \quad (1.39)$$

Էլեկտրամագնիսական ալիքի էլեկտրական դաշտը միջավայրում գրգռում է $\vec{j}(\omega) = \sigma(\omega)\vec{\mathcal{E}}(\omega, t)$ խտությամբ էլեկտրական հոսանք: Այդ հոսանքով պայմանավորված ալիքի էներգիայի Q միջին կո-

րուստները միավոր ժամանակում միավոր ծավալում որոշվում են հետևյալ կերպ՝

$$Q = \langle \vec{j} \vec{\mathcal{E}} \rangle = \sigma \langle \mathcal{E}^2 \rangle = \frac{1}{2} \sigma \mathcal{E}_0^2: \quad (1.40)$$

Քանի որ ըստ (1.13)-ի $\varepsilon_2 = \sigma / \omega \varepsilon_0$, ապա կարելի է գրել՝

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{2Q(\omega)}{\omega \varepsilon_0 \mathcal{E}_0^2}: \quad (1.41)$$

Քվանտային մեխանիկայի տեսանկյունից ալիքի էներգիայի Q միջին կորուստները պայմանավորված են դեպի ավելի բարձր էներգետիկ մակարդակներ էլեկտրոնային անցումներով և էներգիայի հետագա ցրումներով՝ $Q = Q_a - Q_r$: Հետևաբար, տվյալ հաճախությամբ լուսային ալիքից կլանված Q_a էներգիան կարելի է որոշել էներգիայի աճով ուղեկցվող բոլոր հնարավոր էլեկտրոնային անցումների էներգիաները գումարելով, այսինքն՝

$$Q_a = \sum_{i,j} (E_j - E_i) W_{ji} f(E_i) [1 - f(E_j)]: \quad (1.42)$$

Այստեղ գումարումը կատարվում է ըստ էլեկտրոնի բոլոր հնարավոր i սկզբնական և j վերջնական վիճակների ($E_j > E_i$)՝ հաշվի առնելով E էներգետիկ մակարդակի վրա էլեկտրոն գտնվելու $f(E)$ հավանականությունը: W_{ji} -ն միավոր ժամանակում $i \rightarrow j$ անցման հավանականությունն է: Բյուրեղի V ծավալը համարվել է հավասար միավորի:

W_{ji} հավանականության հաշվարկը տիպիկ քվանտամեխանիկական խնդիր է, որը լուծվում է գրգռումների ոչ ստացիոնար տեսության օգնությամբ: Ըստ Ֆերմիի «ոսկե կանոնի»՝

$$W_{ji} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \int_V \psi_j^*(\vec{r}) \hat{H}(\vec{r}) \psi_i(\vec{r}) d\vec{r} \right|^2 \delta(E_j - E_i - \hbar\omega): \quad (1.43)$$

Այստեղ ենթադրվել է, որ ստացիոնար վիճակների միաէլեկտրոնային ալիքային ֆունկցիաներն ունեն հետևյալ տեսքը՝

$$\Psi(\vec{r}, t) = \psi(\vec{r}) e^{-iEt/\hbar},$$

իսկ $\hat{H}(\vec{r})$ օպերատորը բերված է ներքևում (տե՛ս (1.48)):

Էլեկտրամագնիսական դաշտի հետ էլեկտրոնի վոլտազդեցության Համիլթոնի $\hat{H}(\vec{r}, t)$ օպերատորը գծային օպտիկայի շրջանակներում ներկայացվում է հետևյալ տեսքով՝

$$\hat{H}(\vec{r}, t) = \frac{e}{m_0} e\vec{A}\hat{p}, \quad (1.44)$$

որտեղ $\hat{p} = -i\hbar\vec{\nabla}$ -ն քվազիիմպուլսի օպերատորն է, \vec{A} -ն էլեկտրամագնիսական ալիքի վեկտոր-պոտենցիալն է, որը $\vec{\mathcal{E}}$ -ի հետ կապված է $\vec{\mathcal{E}} = -\partial\vec{A}/\partial t$ առնչությամբ: Քննարկվող դեպքում՝

$$\vec{A} = \frac{\xi\mathcal{E}_0}{\omega} \cos(\omega t - \vec{q}\vec{r}): \quad (1.45)$$

(1.45)-ը տեղադրելով (1.44) արտահայտության մեջ՝ վերջինս ներկայացնենք երկու գումարելիների տեսքով՝

$$\hat{H}(\vec{r}, t) = \frac{e\mathcal{E}_0}{2m_0\omega} \vec{\mathcal{E}}\hat{p} \left[e^{i(\omega t - \vec{q}\vec{r})} + e^{-i(\omega t - \vec{q}\vec{r})} \right], \quad (1.46)$$

կամ ավելի հարմար տեսքով՝

$$\hat{H}(\vec{r}, t) = \hat{H}(\vec{r}) e^{-i\omega t} + \hat{H}^*(\vec{r}) e^{i\omega t}, \quad (1.47)$$

որտեղ

$$\hat{H}(\vec{r}) = \frac{e\mathcal{E}_0}{2m_0\omega} \vec{\mathcal{E}}\hat{p} e^{i\vec{q}\vec{r}}: \quad (1.48)$$

Քվանտային մեխանիկայից հայտնի է, որ (1.47)-ի աջ մասի առաջին օպերատորը բնութագրում է կլանումը, իսկ երկրորդ օպերատորը՝ ստիպողական ճառագայթումը: Հետևաբար, $i \rightarrow j$ անցումներով պայմանավորված ֆոտոնի կլանման հետ միաժամանակ տեղի են ունենում նաև հակառակ՝ $j \rightarrow i$ անցումներ, որոնք ուղեկցվում են $\hbar\omega$ էներգիայով ֆոտոնի ճառագայթմամբ: Ընդ որում՝ $i \rightarrow j$ և $j \rightarrow i$ անցումների հավանականությունները հավասար են՝ $W_{ji} = W_{ij}$: Ստիպողական անցումների ճառագայթած Q_r էներգիան (1.42)-ի մնանությամբ կարելի է ներկայացնել այսպես՝

$$Q_r = \sum_{i,j} (E_j - E_i) W_{ji} f(E_j) [1 - f(E_i)]: \quad (1.49)$$

Հետևաբար, (1.40) բանաձևում հանդես եկող էներգիայի իրական Q կորուստները որոշվում են հետևյալ տարբերությամբ՝

$$Q = Q_a - Q_r = \sum_{i,j} (E_j - E_i) W_{ji} [f(E_i) - f(E_j)]: \quad (1.50)$$

Վերադառնալով W_{ji} -ի հաշվարկին և հաշվի առնելով (1.47)-ը՝ կարելի է ցույց տալ, որ

$$W_{ji} = \frac{2\pi}{\hbar} \left(\frac{e\mathcal{E}_0}{2m_0\omega} \right)^2 \left| M_{ji}^{(\xi)} \right|^2 \delta(E_j - E_i - \hbar\omega), \quad (1.51)$$

որտեղ

$$M_{ji}^{(\xi)} \equiv \int_V \psi_j^*(\vec{r}) \left(e^{i\vec{q}\vec{r}} \hat{\vec{z}} \hat{\vec{p}} \right) \psi_i(\vec{r}) d\vec{r}: \quad (1.52)$$

(1.51)-ը (1.49)-ի մեջ տեղադրման արդյունքում ստացված արտահայտությունը տեղադրելով (1.41)-ի մեջ և հաշվի առնելով δ -ֆունկցիան՝ կոմպլեքս դիէլեկտրիկ թափանցելիության կեղծ մասի համար ստացվում է՝

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{\pi e^2}{m_0^2 \omega^2 \varepsilon_0} \sum_{i,j} \left| M_{ji}^{(\xi)} \right|^2 \delta(E_j - E_i - \hbar\omega) [f(E_i) - f(E_j)]: \quad (1.53)$$

Այժմ անցնենք կոմպլեքս դիէլեկտրիկ թափանցելիության իրական մասի $\varepsilon_1(\omega)$ դիսպերսիայի հաշվարկին: Դրա համար $\varepsilon_2(\omega)$ -ի (1.53) արտահայտությունը տեղադրենք Կրամերս-Կրոնիզի առաջին դիսպերսիոն (1.15) առնչության մեջ: Օգտագործելով δ -ֆունկցիայի լավ հայտնի հատկությունները՝ կստանանք՝

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 + \frac{2e^2}{m_0^2 \hbar \varepsilon_0} \sum_{i,j} \frac{\left| M_{ji}^{(\xi)} \right|^2}{\omega_{ji} (\omega_{ji}^2 - \omega^2)} [f(E_i) - f(E_j)], \quad (1.54)$$

որտեղ $\omega_{ji} \equiv (E_j - E_i)/\hbar$:

(1.53) և (1.54) բանաձևերը սկզբունքորեն թույլ են տալիս որոշել կիսահաղորդչի օպտիկական հատկությունները, եթե հայտնի են կիսահաղորդչի գոտիական կառուցվածքը, մասնավորապես էներգետիկ մակարդակները և $M_{ji}^{(\xi)}$ մատրիցական էլեմենտները: Այստեղ պետք է նկատի ունենալ հետևյալ երկու կարևոր հանգամանքները: Նախ՝ (1.53) բանաձևի ստացման ժամանակ սահմանափակվել ենք գրգռումների տեսության առաջին կարգի մոտավորությամբ, որն անտեսում է էլեկտրոնի փոխազդեցությունը երրորդ մասնիկի՝ բյուրեղային ցանցի ցանկացած արատի (ֆոնոններ, խառնուրդային ատոմներ ու իոններ և այլն) հետ: Հետևաբար, (1.54) արտահայտությունը գործնականում համընկնում է դասական տեսության հիման վրա ε_1 -ի համար ստացված (1.31) արտահայտության հետ, որտեղ սակայն պետք է անտեսել մարումները ($1/\tau_i = 0$): Բացի դրանից՝ ի տարբերություն (1.53)-ի՝ ε_1 -ի (1.54) արտահայտությունը չի պարունակում δ -ֆունկցիա: Դա նշանակում է, որ ε_1 -ը որոշվում է այն բո-

լոր անցումներով, որոնց համար $\left| M_{ji}^{(\xi)} \right|^2 \neq 0$ և $f(E_i) - f(E_j) \neq 0$,
 ներառյալ առանց էներգիայի պահպանման ընթացող անցումները:
 Հետևաբար կիսահաղորդչի էներգետիկ կառուցվածքի մասին հիմ-
 նական ինֆորմացիան կրում է $\varepsilon_2(\omega)$ ֆունկցիան, որն իր հերթին

$$\varepsilon_2(\omega) = \frac{n_1 c}{\omega} \alpha(\omega) \quad (1.55)$$

առնչությամբ կապված է $\alpha(\omega)$ կլանման սպեկտրի հետ:

Գլուխ 2.

Օպտիկական կլանման հիմնական մեխանիզմները

2.1. Ջոկման կանոնները և միջգոտային օպտիկական անցումների տեսակները

Ճիշտ այնպես, ինչպես մեկուսացված ատոմում, բյուրեղում ևս էլեկտրոնների օպտիկական անցումները պետք է բավարարեն ջոկման կանոնների: Ջոկման կանոնները կարելի է ստանալ՝ վերլուծելով $M_{ji}^{(\xi)}$ մատրիցական էլեմենտի (1.52) արտահայտությունը: Հաշվի առնելով, որ $\hat{p} = -i\hbar\vec{\nabla}$, կարելի է գրել՝

$$M_{ji}^{(\xi)} \equiv -i\hbar \int_V \psi_j^*(\vec{r}) \left(e^{i\vec{q}\vec{r}} \vec{\xi} \vec{\nabla} \right) \psi_i(\vec{r}) d\vec{r} : \quad (2.1)$$

Ենթադրենք՝ թույլատրված գոտում էլեկտրոնի վիճակը բնութագրվում է Բլոխի ֆունկցիայով՝

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = u_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}}, \quad (2.2)$$

որտեղ \vec{k} -ն էլեկտրոնի ալիքային վեկտորն է, իսկ \vec{r} -ը՝ շառավիղ վեկտորը, $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ -ն \vec{r} -ից և \vec{k} -ից պարբերական ֆունկցիա է: Ընդ որում՝ ըստ \vec{r} շառավիղ վեկտորի՝ պարբերությունը հավասար է ցանցի պարբերությանը, իսկ ըստ \vec{k} ալիքային վեկտորի՝ պարբերությունը որոշվում է հակադարձ ցանցի \vec{G} վեկտորով:

Պարզության համար սահմանափակվենք գոտիների մի գույգով: (2.2) ալիքային ֆունկցիան տեղադրելով (2.1) արտահայտության մեջ, այնուհետև օգտվելով $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ -ի վերը նշված պարբերականության հատկություններից՝ $M_{ji}^{(\xi)}$ մատրիցական էլեմենտը մի շարք

ձևափոխություններից հետո կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$M_{ji}^{(\xi)} = P_{ji}^{(\xi)} \delta_{\vec{k}_j, \vec{k}_i + \vec{q}}, \quad (2.3)$$

որտեղ

$$P_{ji}^{(\xi)} \equiv -i\hbar \int_V u_{\vec{k}_j}^* \left(\vec{\xi} \vec{\nabla} \right) u_{\vec{k}_i} d\vec{r}, \quad (2.4)$$

իսկ $\delta_{\vec{k}_j, \vec{k}_i + \vec{q}}$ -ն Կրոնեկերի սիմվոլն է՝

$$\delta_{\vec{k}_j, \vec{k}_i \pm \vec{q}} = \begin{cases} 0, & \vec{k}_j \neq \vec{k}_i + \vec{q} \\ 1, & \vec{k}_j = \vec{k}_i + \vec{q} \end{cases} :$$

(2.3) բանաձևի ստացման ժամանակ համարվել է, որ էլեկտրոնի \vec{k} ալիքային վեկտորի մեծությունը սահմանափակված է Բրիլյոնեի առաջին գոտու եզրերով ($G = 0$, նորմալ պրոցեսներ): Ինչպես տեսնում ենք, $M_{ji}^{(\xi)} \neq 0$, երբ $\vec{k}_j = \vec{k}_i + \vec{q}$: Վերջինս իրենից ներկայացնում է օպտիկական անցման քվազիիմպուլսի (ալիքային վեկտորի) պահպանման օրենքը և հանդիսանում է ջոկման կանոններից մեկը: Նշենք, որ էլեկտրոնի սկզբնական և վերջնական վիճակները կարող են գտնվել ինչպես միևնույն գոտում (ներգոտային անցումներ), այնպես էլ տարբեր՝ վալենտային և հաղորդականության գոտիներում (միջգոտային անցումներ):

Ֆունկցիոնալ և արգելված անցումներ: Բյուրեղում օպտիկական անցումների ջոկման երկրորդ կանոնը կապված է էլեկտրոնի սկզբնական և վերջնական վիճակների ալիքային ֆունկցիաների սիմետրիայի հետ: $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ ֆունկցիայի սիմետրիան հաճախ բնութագրում են գույգությամբ: Եթե $u_{\vec{k}_i}(\vec{r})$ և $u_{\vec{k}_j}(\vec{r})$ ֆունկցիաների գույգությունները տարբեր են, ապա $\vec{\nabla}$ օպերատորը, ազդելով $u_{\vec{k}_i}(\vec{r})$ ֆունկցիայի վրա, վերջինիս գույգությունը փոխում է հակառակի: Արդյուն-

քում (2.4)-ի ենթահետեզրալային արտահայտությունը վերածվում է \vec{r} -ից գույգ ֆունկցիայի հետևաբար $P_{ji}^{\xi} \neq 0$: Այդպիսի անցումները կոչվում են թույլատրված անցումներ: Իսկ եթե $u_{\vec{k}_i}(\vec{r})$ և $u_{\vec{k}_j}(\vec{r})$ ֆունկցիաներն ունեն նույն գույգությունը, ապա $P_{ji}^{\xi} = 0$, և անցումներն արգելված են:

Այսպես, օրինակ, եթե թույլատրելի գոտիները ձևավորվում են ատոմային s և p օրբիտալներից, ապա այդ գոտիների միջև անցումները թույլատրված են: Անցումներն արգելված են, եթե թույլատրելի գոտիներն առաջացել են ատոմային s և d օրբիտալներից: Թույլատրված են, մասնավորապես, թեթև խոռոչների (p տիպի սիմետրիա) և հաղորդականության գոտու (s տիպի սիմետրիա) միջև անցումները GaAs-ում: Արգելված են, օրինակ, Ge-ի ծանր և թեթև խոռոչային գոտիների միջև անցումները: Հատկանշական է, որ թույլատրված և արգելված անցումներ կան նաև մեկուսացված ատոմում:

Պետք է ասել, որ ալիքային ֆունկցիայի սիմետրիայով որոշվող $P_{ji}^{\xi} = 0$ պայմանը խստորեն կատարվում է միայն Բրիլյոնեհի գոտու բարձր սիմետրիայով կետերում: Բրիլյոնեհի գոտու մյուս տեղամասերում $P_{ji}^{\xi} \neq 0$ մատրիցական էլեմենտը հանդիսանում է \vec{k} ալիքային վեկտորից սահուն ֆունկցիա: Հետևաբար, բարձր սիմետրիայով \vec{k}_0 կետի շրջակայքում $P_{ji}^{\xi}(\vec{k})$ ֆունկցիան կարելի է վերլուծել Թեյլորի շարքի՝

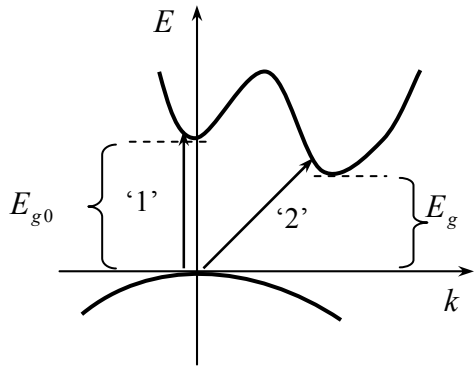
$$P_{ji}^{\xi}(\vec{k}) = P_{ji}^{\xi}(\vec{k}_0) + (\vec{k} - \vec{k}_0) \left[\vec{\nabla}_{\vec{k}} P_{ji}^{\xi}(\vec{k}) \right]_{\vec{k}=\vec{k}_0} + \dots : \quad (2.5)$$

Եթե $P_{ji}^{\xi}(\vec{k}_0) \neq 0$, ապա անցումները թույլատրված են, և կարելի է սահմանափակվել շարքի առաջին անդամով՝ $P_{ji}^{\xi}(\vec{k}) \cong P_{ji}^{\xi}(\vec{k}_0) = const$: Իսկ եթե $\vec{k} = \vec{k}_0$ կետում անցումներն ար-

գելված են, այսինքն՝ $P_{ji}^{\xi}(\vec{k}_0) = 0$, ապա $\vec{k} \neq \vec{k}_0$ կետերում $P_{ji}^{\xi}(\vec{k})$ ֆունկցիան որոշվում է (2.5) շարքի երկրորդ անդամով: Այդ տիպի անցումները պայմանականորեն անվանում են արգելված անցումներ:

Ուղիղ և թեք անցումներ: Լույսի սպեկտրի տեսանելի և ինֆրակարմիր տիրույթում, որտեղ սովորաբար գտնվում է կիսահաղորդչի սեփական կլանման եզրը, ֆոտոնի q ալիքային թիվը զգալի փոքր է էլեկտրոնի k ալիքային թվից: Իրոք, ընդհուպ մինչև ուլտրամանուշակագույն ($\lambda \geq 100$ նմ) տիրույթ $q \leq 10^6$ սմ⁻¹, այն դեպքում, երբ k -ն փոփոխվում է Բրիլյուենի գոտու $[0, \pi/a]$ սահմաններում: Եթե հաշվի առնենք, որ ցանցի a հաստատունը մի քանի անգատրեմի կարգի մեծություն է, ապա $0 \leq k \leq 2 \div 5 \times 10^8$ սմ⁻¹: Հետևաբար, բացառությամբ $k \sim 0$ վիճակների միջև անցումների ոչ մեծ բաժնեմասի՝ կարելի է համարել, որ $q \ll k_i, k_j$: Դա նշանակում է, որ հակադարձ ցանցի վեկտորի ճշտությամբ քվազիիմպուլսի պահպանման օրենքը կարելի է ներկայացնել ինչպես $\vec{k}_j \cong \vec{k}_i$: Այսինքն՝ կարելի է համարել, որ ֆոտոնի կլանումը գործնականում չի փոխում էլեկտրոնի ալիքային վեկտորը (կամ $\vec{p}_i = \hbar\vec{k}_i$ քվազիիմպուլսը):

Անցումները, որոնք ցույց են տրված նկ. 2.1-ում՝ ‘1’ սլաքով, կիսահաղորդչների ֆիզիկայում անվանում են ուղիղ (կամ ուղղաձիգ) անցումներ: Ուղիղ գոտիական կառուցվածքով կիսահաղորդչներում ուղիղ անցումների ω_g ցածրհաճախային սահ-



Նկ. 2.1.

մանը որոշվում է կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնությամբ՝ $\omega_g = E_g / \hbar$: Թեք գոտիական կառուցվածքով կիսահաղորդիչներում ուղիղ անցումների ամենափոքր էներգիան համապատասխանում է արգելված գոտու այսպես կոչված օպտիկական E_{g0} լայնությամբ ($E_{g0} = E_c(k=0) - E_v(k=0)$, նկ. 2.1): Սակայն, անգամ $\hbar\omega < E_{g0}$ էներգիայով ֆոտոնների դեպքում թեք գոտիական կառուցվածքով, նույնիսկ սեփական կիսահաղորդչում կլանումը չի անհետանում: Դա նշանակում է, որ գոյություն ունեն անցումներ, որոնց ժամանակ էլեկտրոնի ալիքային վեկտորը զգալի փոփոխվում է: Այդպիսի անցումները կոչվում են թեք (կամ ոչ-ուղիղ) անցումներ, որոնք նկ. 2.1-ում պատկերված են ‘2’ պլաքով: Թեք անցումներն առաջանում են ֆոտոնի և ցանցի արատների, այդ թվում՝ ցանցի ջերմային տատանումների (ֆոնոնների) հետ էլեկտրոնի փոխազդեցության հետևանքով: Փոխազդեցության արդյունքում էլեկտրոնը կարող է իմպուլս և էներգիա փոխանակել ցանցի հետ:

Եթե մինչև անցումը էլեկտրոնի քվազիիմպուլսը նշանակենք \vec{p}_i , իսկ անցումից հետո՝ \vec{p}_j , ապա ֆոտոնի և ֆոնոնի մասնակցությամբ էլեկտրոնի թեք անցման էներգիայի և քվազիիմպուլսի պահպանման օրենքները կարտահայտվեն հետևյալ կերպ՝

$$E_j - E_i = \hbar\omega \pm \hbar\Omega,$$

$$\hbar\vec{k}_j - \hbar\vec{k}_i = \pm \hbar\vec{q}_{ph} :$$

Այստեղ $\hbar\Omega$ -ն $\hbar\vec{q}_{ph}$ քվազիիմպուլսով ֆոնոնի էներգիան է, իսկ ֆոտոնի $\hbar\vec{q}$ իմպուլսը անտեսվել է՝ որպես շատ փոքր մեծություն: « + » նշանը համապատասխանում է ֆոնոնի կլանման, իսկ « - » նշանը՝ առաքման պրոցեսներին:

Ինչպես երևում է պահպանման օրենքներից, թեք անցումների կլանման սպեկտրը բնութագրվում է երկու եզրերով, որոնցից մեկը պայմանավորված է ֆոնոնի կլանմամբ (« + » նշան), իսկ մյուսը՝ ֆո-

նոնի առաքմամբ (« - » նշան) ուղեկցվող անցումներով: Եթե հաղորդականության և վալենտային գոտիների բացարձակ էքստրեմումներն իրար նկատմամբ շեղված են $\Delta\vec{k}_0$ մեծությամբ, ապա կլանման սպեկտրի երկու եզրերի համար կարելի է գրել՝

$$\hbar\omega_{01} = E_g - \hbar\Omega_0,$$

$$\hbar\omega_{01} = E_g + \hbar\Omega_0:$$

Այստեղ $\hbar\Omega_0$ -ն $\vec{q}_{ph} = \Delta\vec{k}_0$ ալիքային վեկտորով ֆոնոնի էներգիան է:

Կարևոր է նշել, որ ինչպես ուղիղ, այնպես էլ թեք անցումները կարող են լինել և՛ արգելված, և՛ թույլատրված:

2.2. Ուղիղ անցումներով սեփական կլանում

Կլանումը կոչվում է սեփական (կամ ֆունդամենտալ), եթե վալենտային գոտու էլեկտրոնը, կլանելով կիսահաղորդչի՝ մոտավորապես արգելված գոտու լայնությանը հավասար էներգիայով ֆոտոն, անցում է հաղորդականության գոտի: Այդպիսի անցումները հաճախ անվանում են նաև գոտի-գոտի (կամ միջգոտային) անցումներ: Անհրաժեշտ է տարբերել երկու տեսակի անցումներ՝ անցումներ, որոնց մասնակցում են միայն ֆոտոն կամ ֆոտոններ, և անցումներ, որոնց դեպքում ֆոտոնի կլանմամբ պայմանավորված էլեկտրոնի էներգիայի փոփոխությունը ուղեկցվում է նաև բյուրեղային ցանցի էներգիայի փոփոխությամբ: Վերջին դեպքում ֆոտոնի (կամ ֆոտոնների) հետ միաժամանակ էլեկտրոնային անցումներից մասնակցում են նաև ֆոնոն կամ ֆոնոններ: Բազմաֆոտոնային և բազմաֆոնոնային կլանման պրոցեսներն այստեղ չեն քննարկվի: Կշռշավվեն հիմնականում միաֆոտոնային և միաֆոնոնային կլանման պրոցեսների հետ կապված հարցերը:

Նկատենք, որ ուղիղ և թեք անցումները համարժեք ձևով կարելի է դասակարգել՝ ելնելով մաս այն հանգամանքից, որ ֆոնոնները համեմատաբար փոքր էներգիա, բայց մեծ քվազիիմպուլս ունեցող քվազիմասնիկներ են: Այսպես՝ առանց ֆոնոնի մասնակցության էլեկտրոնային անցումները կոչվում են ուղիղ, իսկ ֆոնոնի մասնակցությամբ անցումները՝ թեք անցումներ:

Սեփական կլանման համար կարևոր նշանակություն ունի կիսահաղորդչի գոտիական կառուցվածքը: Ըստ գոտիական կառուցվածքի՝ կիսահաղորդիչները բաժանվում են երկու հիմնական տեսակների՝ ուղիղ և թեք գոտիական կառուցվածքով կիսահաղորդիչներ: Առաջին տեսակի կիսահաղորդիչներում հաղորդականության գոտու հիմնական մինիմումը և վալենտային գոտու մաքսիմումը գտնվում են Բրիլյուենի գոտու միևնույն կետում, սովորաբար $\vec{k}_{\min} = \vec{k}_{\max} = 0$ կետում (օրինակ՝ InSb, GaAs, PbS): Երկրորդ տեսակի կիսահաղորդիչներում հաղորդականության գոտու հիմնական մինիմումը և վալենտային գոտու մաքսիմումը գտնվում են Բրիլյուենի գոտու տարբեր կետերում՝ $\vec{k}_{\min} \neq \vec{k}_{\max}$ (օրինակ՝ Si, Ge):

Քննարկենք ուղիղ գոտիական կառուցվածքով կիսահաղորդչի կլանման գործակցի հաճախային կախումը այն դեպքում, երբ սեփական կլանումը պայմանավորված է ուղիղ անցումներով: (1.55)-ից հետևում է, որ կլանման α գործակիցը ε_2 -ի հետ կապված է

$$\alpha = \frac{\omega}{n_1 c} \varepsilon_2$$

առնչությամբ: Քվանտային տեսության շրջանակներում ε_2 -ի համար ստացված (1.53) արտահայտությունը տեղադրելով այս կապի մեջ, միաժամանակ հաշվի առնելով (2.3)-ը՝ կլանման գործակցի համար կունենանք՝

$$\alpha(\omega) = \frac{\pi e^2}{m_0^2 c n_1 \varepsilon_0 \omega} \sum_{i,j} \left| P_{ji}^{\xi} \right|^2 \delta(E_j - E_i - \hbar\omega) \delta(\vec{k}_j - \vec{k}_i) [f(E_i) - f(E_j)]: \quad (2.6)$$

Պարզության համար ենթադրենք, որ վալենտային գոտին ամբողջությամբ լցված է էլեկտրոններով, իսկ հաղորդականության գոտին ամբողջովին դատարկ է: Այդ դեպքում կարելի է համարել, որ $f(E_i) = 1$, իսկ $f(E_j) = 0$: Այս պայմանները խստորեն բավարարվում են միայն $T = 0$ K ջերմաստիճանում գտնվող չլեզիրացված կիսահաղորդչի դեպքում: Սակայն, որոշակի վերապահումներով, այն կարելի է կիրառել նաև չայլասերված կիսահաղորդիչների նկատմամբ, եթե $k_B T \ll E_g$: Համարենք նաև, որ **անցումները քույր-պրված են ջոկման կանոններով**: Այդ դեպքում P_{ji}^{ξ} մատրիցական էլեմենտը լավ մոտավորությամբ կարելի է համարել հաստատուն և հավասար $\vec{k}_0 = 0$ կետում (2.5) շարքի վերլուծության առաջին անդամին՝

$$P_{ji}^{\xi}(\vec{k}_0) = P_{ji}^{\xi}(0) \equiv P_{cv}^{\xi}:$$

Հետևաբար, (2.6)-ը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

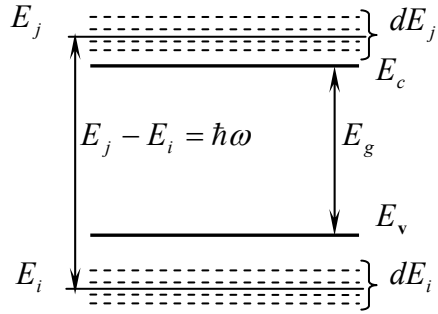
$$\alpha(\omega) = \frac{\pi e^2}{m_0^2 c n \varepsilon_0 \omega} \left| P_{cv}^{\xi} \right|^2 \rho(\hbar\omega), \quad (2.7)$$

որտեղ ներմուծվել է հետևյալ նշանակումը՝

$$\rho(\hbar\omega) \equiv \sum_{i,j} \delta(E_j - E_i - \hbar\omega) \delta(\vec{k}_j - \vec{k}_i): \quad (2.8)$$

$\rho(\hbar\omega)$ ֆունկցիան, որը կախված է սկզբնական և վերջնական վիճակների խտություններից, կոչվում է վիճակների օպտիկական խտություն կամ կոմբինացված վիճակների խտություն: $\rho(\hbar\omega)$ ֆունկցիայի հաշվարկը առանձնակի դժվարություն չի ներկայացնում, քանի որ էլեկտրոնի սկզբնական և վերջնական վիճակները մի-

մյանցից անկախ չեն: Էներգիայի $E_j - E_i = \hbar\omega$ և քվազիիմպուլսի $\vec{k}_j = \vec{k}_i$ պահպանման օրենքները միարժեքորեն որոշում են այն վիճակների գույգերը, որոնք մասնակցում են անցումներին (նկ. 2.2.): Այսպես՝ $\hbar\omega$ -ից մինչև $\hbar\omega + d(\hbar\omega)$ էներգիայով ֆոտոններն անցումներ են առաջացնում վալենտային գոտու



Նկ. 2.2.

dE_i միջակայքում գտնվող վիճակների և հաղորդականության գոտու dE_j միջակայքում գտնվող վիճակների միջև: Ընդ որում՝ dE_i միջակայքը իր մեջ ներառում է E_i , իսկ dE_j միջակայքը՝ E_j մակարդակը, այնպես, որ $E_j - E_i = \hbar\omega$ կամ $dE_j - dE_i = d(\hbar\omega)$: Ակնհայտ է, որ գույգավորված վիճակների լրիվ թիվը՝ $\rho(\hbar\omega)d(\hbar\omega)$ -ն, հավասար է dE_i կամ dE_j միջակայքերից որևէ մեկում գտնվող վիճակների թվին՝

$$\rho(\hbar\omega)d(\hbar\omega) = N(E_i)dE_i = N(E_j)dE_j: \quad (2.9)$$

Հետագա հաշվարկներում ավելի հարմար է էլեկտրոնի սկզբնական և վերջնական վիճակների էներգիաները հաշվել համապատասխան թույլատրելի գոտիների E_c և E_v եզրերից: Այդ դեպքում էներգիայի պահպանման օրենքը ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$\hbar\omega = E_g + E_i + E_j: \quad (2.10)$$

Ինչպես տեսնում ենք (2.9)-ից, կոմբինացված վիճակների խտությունը որոշվում է վալենտային գոտու $N(E_i)$ կամ հաղորդականու-

թյան գոտու $N(E_j)$ վիճակների խտությամբ, որոնք իրենց հերթին կախված են $E(\vec{k})$ դիսպերսիայի օրենքից: $E(\vec{k})$ կախվածությունը, ընդհանրապես ասած, բավականին բարդ տեսք ունի: Սակայն կլանման եզրի մոտակայքում $\alpha(\hbar\omega)$ ֆունկցիայի որոշման համար կարելի է օգտվել թույլատրելի գոտու պարզեցված մոդելից: Գնդային իզոէներգետիկ մակերևույթներով կիսահաղորդչի պարզ դեպքում, երբ գոտիների էքստրեմումները գտնվում են $\vec{k} = 0$ կետում, հաղորդականության և վալենտային գոտիների դիսպերսիայի օրենքները տրվում են քառակուսային ֆունկցիաներով՝

$$E_i = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_p}, \quad (2.11)$$

$$E_j = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n}, \quad (2.12)$$

իսկ թույլատրելի գոտիներում վիճակների խտությունները որոշվում են հետևյալ հայտնի արտահայտություններով՝

$$N(E_i) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_p)^{3/2} \sqrt{E_i}, \quad (2.13)$$

$$N(E_j) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n)^{3/2} \sqrt{E_j}, \quad (2.14)$$

որտեղ m_n -ը և m_p -ն էլեկտրոնի ու խոռոչի էֆեկտիվ զանգվածներն են:

(2.11) և (2.12) բանաձևերը (2.10)-ի մեջ տեղադրման արդյունքում ստացված հավասարումից որոշենք k -ն՝

$$k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_r(\hbar\omega - E_g)}: \quad (2.15)$$

Այստեղ $m_r = m_n m_p / (m_n + m_p)$ -ն էլեկտրոն-խոռոչ գույզի բերված զանգվածն է:

Այնուհետև (2.15)-ը տեղադրելով, օրինակ, (2.12)-ի մեջ՝ կատանանք՝

$$E_j = \frac{m_p}{m_n + m_p} (\hbar\omega - E_g) : \quad (2.16)$$

Հետևաբար՝

$$dE_j = \frac{m_p}{m_n + m_p} d(\hbar\omega) : \quad (2.17)$$

Օգտվելով հաղորդականության գոտու վիճակների խտության (2.14) արտահայտությունից և (2.17) կապից՝ վիճակների (2.9) օպտիկական խտության համար կունենանք՝

$$\rho(\hbar\omega) = N(E_i) \frac{dE_i}{d\hbar\omega} = \frac{4\pi(2m_r)^{3/2}}{\hbar^3} \sqrt{\hbar\omega - E_g} : \quad (2.18)$$

Այսպիսով՝ **բույլադրված ուղիղ անցումների** կլանման գործակցի (2.7) արտահայտությունը ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$\alpha(\hbar\omega) = A_1(\omega) \sqrt{\hbar\omega - E_g} , \quad (2.19)$$

որտեղ

$$A_1(\omega) \equiv \frac{e^2}{2\pi m_0^2 c n_1 \varepsilon_0 \omega} \left(\frac{2m_r}{\hbar^2} \right)^{3/2} \left| P_{cv}^\xi \right|^2 : \quad (2.20)$$

Եթե ուղիղ անցումներն արգելված են, ապա $P_{ji}^\xi(\vec{k})$ մատրիցական էլեմենտը որոշվում է $k_0 = 0$ կետում (2.5) շարքի վելուծության ոչ գրոյական երկրորդ անդամով՝

$$\left| P_{ji}^\xi(\vec{k}) \right|^2 = k^2 \left| \vec{\nabla}_{\vec{k}} P_{ji}^\xi(\vec{k}) \right|_{\vec{k}=0}^2 : \quad (2.21)$$

Ինչպես տեսնում ենք, $\left| P_{ji}^\xi(\vec{k}) \right|^2 \sim k^2$:

Օգտվելով (2.15) և (2.21) արտահայտություններից՝ կարելի է գրել՝

$$\left| P_{ji}^{\xi}(\vec{k}) \right|^2 = \frac{2m_r}{\hbar^2} (\hbar\omega - E_g) \left| \vec{\nabla}_{\vec{k}} P_{ji}^{\xi}(\vec{k}) \right|_{\vec{k}=0}^2 : \quad (2.22)$$

Այս մատրիցական էլեմենտը, ի տարբերություն P_{cv}^{ξ} -ի, որոշակի ներդրում ունի $\alpha(\omega)$ հաճախային կախվածության մեջ: Եթե սահմանափակվենք կլանման եզրի մոտակա տիրույթի անցումներով, ապա ուղիղ արգելված անցումներով պայմանավորված կլանման գործակիցը ստանալու համար բավական է (2.7) արտահայտության մեջ $\left| P_{cv}^{\xi} \right|^2$ -ն փոխարինել (2.22)-ով: Արդյունքում **ուղիղ արգելված անցումների** համար ստացվում է հետևյալ արտահայտությունը՝

$$\alpha(\hbar\omega) = A_2(\omega) (\hbar\omega - E_g)^{3/2}, \quad (2.23)$$

որտեղ

$$A_2(\omega) \equiv \frac{e^2}{2\pi m_0^2 c n_1 \varepsilon_0 \omega} \left(\frac{2m_r}{\hbar^2} \right)^{5/2} \left| \vec{\nabla}_{\vec{k}} P_{ji}^{\xi}(\vec{k}) \right|_{\vec{k}=0}^2 : \quad (2.24)$$

Կլանման գործակցի հաշվարկները կատարվեցին պարաբոլային գոտիների համար: Հետևաբար, կարելի է ասել, որ $\rho(\hbar\omega)$ -ի վերը ստացված (2.18), հետևաբար նաև $\alpha(\hbar\omega)$ -ի (2.19) և (2.23) բանաձևերը իրավացի են միմիայն $\hbar\omega - E_g$ տարբերության փոփոխման սահմանափակ տիրույթում, երբ անցումներն ընդգրկում են միայն գոտիների էքստրեմումներին մոտ վիճակները, որտեղ դիսպերսիայի օրենքը դեռևս պարաբոլային է, և արդարացված է (2.5) վերլուծությունը:

Եվ թույլատրված, և՛ արգելված ուղիղ անցումների կլանման եզրի ձևը որոշվում է $\rho(\hbar\omega)$ ֆունկցիայով, իսկ վերջին հաշվով՝ գոտիներում դիսպերսիայի օրենքներով: Հետևաբար, ստացված արդյունքները կարելի է հեշտությամբ ընդհանրացնել ավելի բարդ, բայց պարաբոլային գոտիների համար: Այսպես՝ կարելի է հաշվի առնել $\vec{k} = 0$ կետում պարաբոլային վալենտային գոտու այլասերված լինելու

հանգամանքը: Քանի որ վալենտային գոտու $\vec{k} \neq 0$ վիճակներից դեպի հաղորդականության գոտի ուղիղ անցումները կարող են կատարվել և՛ թեթև, և՛ ծանր խոռոչների ենթագոտիներից, ապա կլանման գործակիցը կարելի է ներկայացնել

$$\alpha(\omega) = \alpha_l(\omega) + \alpha_h(\omega) \quad (2.25)$$

գումարի տեսքով, որտեղ $\alpha_l(\omega)$ -ն թեթև, իսկ $\alpha_h(\omega)$ -ն ծանր խոռոչների ենթագոտիներից հաղորդականության գոտի անցումներով պայմանավորված կլանման գործակիցներն են: Երկու գումարելիների համար էլ $\rho(\hbar\omega)$ ֆունկցիան որոշվում է (2.18) բանաձևով, որտեղ, սակայն, $\alpha_l(\omega)$ և $\alpha_h(\omega)$ գումարելիների մեջ m_r -ը պետք է փոխարինել համապատասխանաբար m_{rl} էլեկտրոն-թեթև խոռոչ և m_{rh} էլեկտրոն-ծանր խոռոչ զույգերի բերված զանգվածներով: Եթե համարենք նաև, որ $\left|P_{cv}^{\xi}\right|_l^2 = \left|P_{cv}^{\xi}\right|_h^2$, ապա (2.19) բանաձևում կփոխվի միայն $A_1(\omega)$ արտադրիչը ($m_r^{3/2}$ -ը կփոխարինվի $m_{rl}^{3/2} + m_{rh}^{3/2}$ -ով): $\alpha(\hbar\omega)$ կախվածության բնույթը չի փոխվի, կմնա այնպիսին, ինչպիսին էր չայլասերված պարզ վալենտային գոտու դեպքում: Նման ձևով կարելի է քննարկել այն դեպքը, երբ գոտիների հիմնական էքստրեմումները գտնվում են $\vec{k}_0 \neq 0$ կետում (ինչպես, օրինակ, A_2B_6 կիսահաղորդիչներում):

Եթե լույսը բևեռացած չէ, ապա (2.7)-ում $\left|P_{cv}^{\xi}\right|^2$ -ն պետք է փոխարինել $\left|P_{cv}^{\xi}\right|^2$ -ի՝ ըստ ուղղությունների միջինացված մեծությամբ, այսինքն՝ $\frac{1}{3}\left|P_{cv}\right|^2$ -ով, քանի որ $\left|P_{cv}^{\xi}\right|^2 = \left|P_{cv}^x}\right|^2 + \left|P_{cv}^y}\right|^2 + \left|P_{cv}^z}\right|^2$ և

$|P_{cv}^x|^2 = |P_{cv}^y|^2 = |P_{cv}^z|^2$: Հետևաբար, իզոտրոպ բյուրեղներում կլանման եզրի ձևը և դիրքը կախված չեն լուսային փնջի բևեռացումից:

2.3. Էքստրապոլացիայի մեթոդ

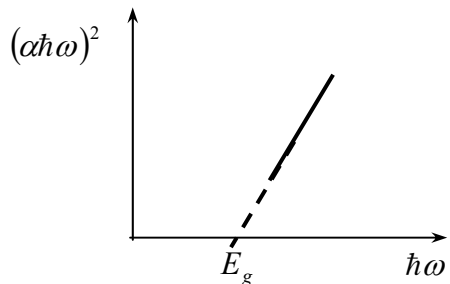
Ուղիղ անցումների կլանման եզրի տեսությունը բազմիցս ենթարկվել է փորձարարական ստուգման: Այդպիսի հետազոտությունների միջոցով կարելի է նախևառաջ որոշել կիսահաղորդչի ամենակարևոր պարամետրը՝ արգելված գոտու լայնությունը: Ըստ (2.19) և (2.23) բանաձևերի՝ կլանման եզրը որոշվում է արգելված գոտու լայնությամբ՝ $\hbar\omega_0 = E_g$: Մյուս կողմից՝ (2.20)-ում A_1 գործակիցը պարունակում է օպտիկական անցման երկու կարևորագույն պարամետրեր՝ m_r , բերված էֆեկտիվ զանգվածը և P_{cv}^ξ իմպուլսի մատրիցական էլեմենտը: Համադրելով $\alpha(\omega)$ կլանման սպեկտրի փորձարարական և տեսական տվյալները՝ կարելի է որոշել $m_r^{3/2} |P_{cv}^\xi|^2$ արտադրյալը, իսկ եթե դրանցից մեկը հայտնի է, ապա հնարավորություն է ստեղծվում որոշելու մյուսը՝ m_r -ը կամ P_{cv}^ξ -ն:

Արգելված գոտու E_g լայնությունը որոշվում է որպես միջգոտային անցումների շեմային (մինիմալ) էներգիա: Սակայն $\hbar\omega \approx E_g$ դեպքում կլանումն այնքան թույլ է, որ չափող սարքի ոչ բավարար զգայնության կամ կլանման այլ մեխանիզմների առկայության պատճառով կլանման եզրը գործնականում հնարավոր չէ անմիջականորեն չափել: Կլանման եզրը, որպես կանոն, հստակ արտահայտված չէ: Այդպիսի պայմաններում օպտիկական ճանապարհով E_g -ի որոշման էֆեկտիվ միջոց է հանդիսանում էքստրապոլացիայի մեթոդը, որը հիմնված է հետևյալ դատողությունների վրա: Ըստ (2.19)

բանաձևի՝ $\alpha(\omega)$ հաճախային կախումը որոշվում է ոչ միայն $(\hbar\omega - E_g)$, այլ նաև $A_1(\omega)$ արտադրիչով, քանի որ A_1 -ի հայտարարում առկա է $\omega n_1(\omega)$ արտադրյալը: Կիսահաղորդիչների $n_1(\omega)$ բեկման ցուցիչը կլանման եզրի $\hbar\omega \sim E_g$ մոտակայքին համապատասխանող հաճախությունների տիրույթում $\hbar\omega$ -ից սովորաբար թույլ ֆունկցիա է, քանի որ այն հիմնականում որոշվում է բյուրեղային ցանցով և վալենտային էլեկտրոններով պայմանավորված բևեռացումներով: Եթե (2.20)-ը (2.19)-ի մեջ տեղադրման արդյունքում ստացված բանաձևի աջ մասի հայտարարի ω -ն տեղափոխենք ձախ մաս և $\sqrt{\hbar\omega - E_g}$ կախման համեմատ անտեսենք $n(\omega)$ հաճախային թույլ կախումը, ապա (2.19)-ը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\hbar\omega\alpha(\hbar\omega) = A_{11}\sqrt{\hbar\omega - E_g} : \quad (2.26)$$

Այստեղ $A_{11} \equiv \hbar\omega A_1$ -ը գործնականում կախված չէ լույսի ω հաճախությունից: Հետևաբար, կարելի է համարել, որ լույսի քվանտի $\hbar\omega$ էներգիայից $(\alpha\hbar\omega)^2$ մեծության կախումը գծային է (նկ. 2.3.): Ուղիղ գիծը հատում է $\hbar\omega$ առանցքը $\hbar\omega = E_g$ կետում, իսկ գծի թեքությունը որոշվում է A_{11}^2 գործակցի թվային արժեքով: Արգելված ուղիղ անցումների դեպքում այդպիսի ուղիղ գիծ է ստացվում $(\alpha\hbar\omega)^{2/3}$ ֆունկցիայի համար (տե՛ս (2.23)): Կլանման գործակցի փոքր արժեքների տիրույթում ($\alpha \ll 1$) սովորաբար դիտվում են շեղումներ գծային օրենքից, ինչը պայմանավորված է ոչ-սեփական



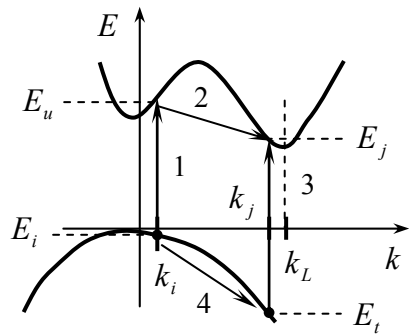
Նկ. 2.3.

կլանման էֆեկտներով: Այդ դեպքում E_g -ի որոշման համար օգտվում են կլանման գործակցի համեմատաբար մեծ արժեքների տիրույթում դիտվող գծային տեղամասի էքստրապոլացիայի պարզ եղանակից, եթե իհարկե գծային տեղամասն ունի անհրաժեշտ ձրգվածություն:

Այսպիսով՝ ուղիղ անցումների տեսությունից հետևում է, որ հետագոտելով $\alpha(\hbar\omega)$ փորձարարական կախվածությունը՝ կարելի է որոշել ոչ միայն E_g -ն, այլ նաև պարզել անցումների բնույթը՝ անցումները թույլատրված են, թե արգելված: Դա, իր հերթին, թույլ է տալիս դատել \vec{k} -տարածության մեջ գոտիների եզրերի փոխադարձ դասավորության և ալիքային ֆունկցիաների սիմետրիայի մասին:

2.4. Թեք անցումներով սեփական կլանում

Քննարկենք թեք անցումները թեք գոտիական կառուցվածքով կիսահաղորդչում, օրինակ՝ Ge-ում, որի վալենտային գոտու մաքսիմումը գտնվում է Γ կետում ($k = 0$), իսկ հաղորդականության գոտու մինիմումը գտնվում է L կետում ($k = k_L$) (տե՛ս նկ. 2.4.): Թեք անցումներով պայմանավորված կլանման գործակցի տեսական հաշվարկը բավականին բարդ խնդիր է, քանի որ անհրաժեշտ է հաշվի առնել նաև երրորդ մասնիկի՝ ֆոնոնի կամ ցանցի այլ տեսակի արատի մասնակցությունը կլանման պրոցեսին: Սակայն ինչպես ուղիղ անցումների դեպքում, այստեղ ևս հարցը հանգում է անցման մատրիցական

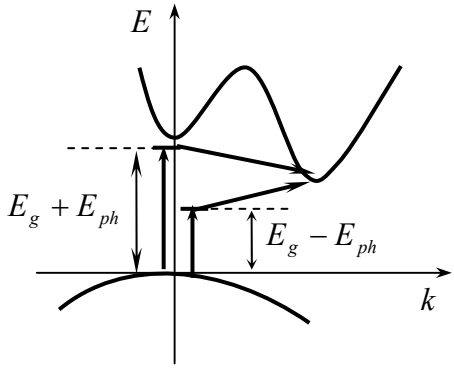


Նկ. 2.4.

էլեմենտի և կոմբինացված վիճակների խտության որոշմանը: Միավոր ժամանակում, միավոր ծավալում թեք անցման հավանականությունը պետք է հաշվել գրգռումների տեսության երկրորդ կարգի մոտավորության հիման վրա: Մովորաբար $i \rightarrow j$ թեք անցումը ներկայացվում է որպես երկաստիճան պրոցես. նախ էլեկտրոնը E_i վիճակից ֆոտոնի ազդեցության տակ կատարում է ուղիղ անցում դեպի հաղորդականության գոտու E_u միջանկյալ վիճակ (նկ. 2.4., անցում '1'), իսկ այնուհետև, կլանելով կամ առաքելով $\vec{q} = \pm(\vec{k}_j - \vec{k}_i) \approx \pm\vec{k}_L$ ալիքային վեկտորով ֆոնոն, անցնում է հաղորդականության գոտու E_j վերջնական վիճակի (նկ. 2.4., անցում '2'): Նկատենք, որ '1' և '2' միջանկյալ անցումները կատարվում են առանց էներգիայի պահպանման: Այս հանգամանքը համապատասխանության մեջ է գտնվում անորոշությունների առնչությունների հետ այն պայմանով, որ միջանկյալ վիճակում էլեկտրոնի կյանքի τ_u տևողությունը բավականին փոքր է: Միևնույն ժամանակ երկու միջանկյալ անցումների դեպքերում էլ իմպուլսի պահպանման օրենքը խստորեն կատարվում է:

Հնարավոր է նաև $i \rightarrow j$ կլանման պրոցեսի մեկ այլ տարբերակ, երբ E_i միջանկյալ վիճակը գտնվում է վալենտային գոտու $\vec{k}_j = \vec{k}_L$ կետում (նկ. 2.4.): էլեկտրոնը E_i միջանկյալ վիճակից, կլանելով ֆոտոն, ուղիղ անցում է կատարում դեպի E_j վերջնական վիճակ (նկ. 2.4., անցում '3'), որից հետո վալենտային գոտու $\vec{k} = \vec{k}_i$ ալիքային վեկտորով մեկ այլ էլեկտրոն կլանելով կամ առաքելով $\vec{q} = \pm(\vec{k}_j - \vec{k}_i) \approx \pm\vec{k}_L$ ֆոնոն, անցնում է վալենտային գոտու $\vec{k}_j \approx \vec{k}_L$ վիճակում առաջացած թափուր տեղը (նկ. 2.4., անցում '4'): Այս պրոցեսը կարելի է ներկայացնել որպես E_i միջանկյալ վիճակի միջոցով E_j վիճակից E_i վիճակ խոռոչի անցում:

Չնայած բյուրեղում կարող են գոյություն ունենալ տարբեր տեսակի ֆոնոններ, օպտիկական անցումների, սակայն, մասնակցում են միայն այն ֆոնոնները, որոնք ապահովում են էլեկտրոնի քվազիիմպուլսի պահանջվող փոփոխությունը: Սովորաբար այդպիսի ֆոնոններ են հանդիսանում երկայնական և լայնական ակուստիկական ֆոնոնները:



Նկ. 2.5.

Թեք անցումներ կարող են տեղի ունենալ նաև կյանքի շատ կարճ տևողություն ունեցող կարծեցյալ (վիրտուալ) միջանկյալ վիճակներով: Վիրտուալ վիճակները գտնվում են արգելված գոտում, ինչպես ցույց է տրված նկ. 2.5-ում, որտեղ E_{ph} -ն ճառագայթված կամ կլանված ֆոնոնի էներգիան է: Այսպիսով՝ գոյություն ունեն չորս տարբեր պրոցեսներ, որոնք հանգեցնում են E_i -ից E_j էլեկտրոնի գրգռման:

Կիսահաղորդիչների մեծ մասի էներգետիկ գոտիների կոնֆիգուրացիան (կամ դիսպերսիոն կորերի դիֆրությունը) այնպիսին է, որ կլանման եզրի մոտ անցումների համար E_i միջանկյալ վիճակով անցումների ներդրումը կարելի է անտեսել: Բացի դրանից՝ կարելի է համարել նաև, որ $E_u - E_i \approx E_{g0}$: Քանի որ ֆոտոնի և ֆոնոնի հետ էլեկտրոնի փոխազդեցությունները դիտվում են որպես անկախ գրգռումներ, ապա թեք անցման մատրիցական էլեմենտը կարելի է ներկայացնել էլեկտրոն-ֆոտոն և էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցությունների մատրիցական էլեմենտների արտադրյալի ձևով: Եթե դեպի միջանկյալ վիճակ անցումները թույլատրված են, ապա կլանման եզրի

վերլուծության ժամանակ կարելի է ընդունել, որ $|P_{ji}^{\xi}|^2 = \text{const}|P_{cv}^{\xi}|^2$:

Նշված նոտավորությունների շրջանակներում կլանման գործակցի հաճախային կախվածությունը կորոշվի մեզ արդեն հայտնի (2.7) արտահայտությամբ, այսինքն, վերջին հաշվով, կոմբինացված վիճակների $\rho(\hbar\omega)$ խտությամբ:

Քննարկենք $\rho(\hbar\omega)$ կախվածությունը: Ինչպես ուղիղ անցումների դեպքում (տես պարագրաֆ 2.2.), այստեղ ևս հարմար է էլեկտրոնի սկզբնական և վերջնական վիճակների էներգիաները հաշվարկել համապատասխան թույլատրելի գոտիների E_c և E_v եզրերից: Ըստ էներգիայի և քվազիիմպուլսի պահպանման օրենքների՝

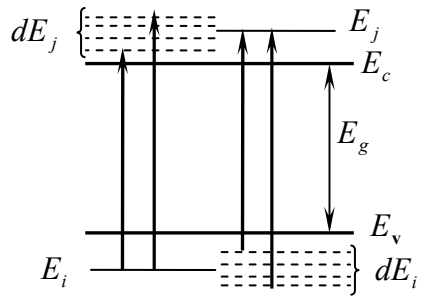
$$\hbar\omega = E_g + E_i + E_j \pm \hbar\Omega, \quad (2.27)$$

$$\vec{k}_j - \vec{k}_i = \pm \vec{q}_{ph}: \quad (2.28)$$

Հաշվի առնելով ֆոնոնների $E_{ph} = \hbar\Omega(\vec{q}_{ph})$ դիսպերսիան՝ (2.27)

և (2.28) առնչությունները կարելի է դիտել որպես երեք անհայտներով երկու հավասարումների համակարգ: Համակարգում անհայտների թիվը մեծ է հայտնիների թվից: Հետևաբար, այն ունի անվերջ թվով լուծումներ: Այլ կերպ ասած՝ վիճակները, որոնց միջև տեղի են ունենում տվյալ էներգիայով ֆոտոնի մասնակցությամբ էլեկտրոնային թեք անցումներ, որոշվում են ոչ միարժեքորեն: $\hbar\omega$ -ից մինչև

$\hbar\omega + d(\hbar\omega)$ էներգիայով ֆոտոնները կարող են առաջացնել անցումներ որոշակի E_i վիճակից դեպի $dE_j = d(\hbar\omega)$ միջակայքի ցանկացած E_j վիճակ (նկ. 2.6.): Այդպիսի վիճակների թիվը հավասար է $N(E_j)dE_j$ -ի: Մյուս կողմից՝ դեպի հաղորդականու-



Նկ. 2.6.

թյան գոտու E_j վիճակ անցումներ կարող են կատարվել վիճակների մի ամբողջ $dE_i = d(\hbar\omega)$ միջակայքից: $dE_i = d(\hbar\omega)$ միջակայքում վիճակների թիվը հավասար է $N(E_i)dE_i$ -ի:

Չույգավորված վիճակների $\rho(\hbar\omega)d(\hbar\omega)$ լրիվ թիվը որոշվում է ըստ այն բոլոր սկզբնական և վերջնական վիճակների գումարման ճանապարհով, որոնք բաժանված են $\hbar\omega \pm d(\hbar\Omega)$ էներգետիկ միջակայքով, այսինքն՝ համապատասխան վիճակների խտությունների արտադրյալի ինտեգրալով՝

$$\rho(\hbar\omega)d(\hbar\omega) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} N(E_i)N(E_j)dE_idE_j : \quad (2.29)$$

(2.27)-ի միջոցով E_i -ն արտահայտելով E_j -ով և հաշվի առնելով, որ $dE_i = d(\hbar\omega)$, իսկ վիճակների խտությունները որոշվում են (2.13) և (2.14) բանաձևերով, (2.29)-ը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\rho(\hbar\omega) = \rho_0 \int_0^{\varepsilon_m} \sqrt{E_j} \sqrt{\varepsilon_m - E_j} dE_j = \rho_0 \frac{\pi}{8} \varepsilon_m^2 : \quad (2.30)$$

Այստեղ $\varepsilon_m \equiv \hbar\omega - E_g \pm \hbar\Omega$, իսկ ρ_0 -ն էլեկտրոնի և խոռոչի էֆեկտիվ զանգվածներից կախված որոշակի հաստատուն է:

Այսպիսով՝ **միջգոտային թույլատրված քեր անցումների** կլանման գործակցի հաճախային կախումը նկարագրվում է

$$\alpha(\hbar\omega)\hbar\omega = \text{const}(\hbar\omega - E_g \pm \hbar\Omega)^2 \quad (2.31)$$

ֆունկցիայով: Այստեղ « + » նշանը համապատասխանում է ֆոնոնի կլանման, իսկ « - » նշանը՝ առաքման պրոցեսներին:

Քանի որ Բրիլյոնեի գոտու եզրի մոտակայքում ֆոնոնների դիսպերսիան շատ թույլ է արտահայտված, ապա (2.31)-ում $\hbar\Omega(\vec{q})$ -ն կարելի է համարել հաստատուն և հավասար $\vec{q}_{ph} = \vec{k}_L$ ալիքային

վեկտորով ֆոնոնի էներգիային: Սովորաբար ֆոնոնի էներգիան շատ անգամ փոքր է E_g -ից: Դա նշանակում է, որ ֆոնոնների ազդեցությունը զգալի է միայն կլանման եզրի մոտակայքում՝ $\hbar\omega \approx E_g$: Կլանման եզրից համեմատաբար հեռու տեղամասերում, երբ $\hbar\omega - E_g \gg \hbar\Omega$, կարելի է համարել, որ

$$\alpha(\hbar\omega) \sim \frac{(\hbar\omega - E_g)^2}{\hbar\omega}: \quad (2.32)$$

Եթե դեպի միջանկյալ վիճակ անցումներն **արգելված անցումներ** են, ապա (2.32) կախվածության փոխարեն կունենանք՝

$$\alpha(\hbar\omega) \sim \frac{(\hbar\omega - E_g \pm \hbar\Omega)^3}{\hbar\omega} \quad (2.33)$$

կախվածությունը:

Կարելի է սպասել, որ ֆոնոնների մասնակցության պատճառով թեք անցումներն ավելի պակաս հավանական են, քան ուղիղ անցումները: Իրոք, ըստ տեսական հաշվարկների և գիտափորձի տվյալների՝ թեք անցումների կլանման գործակիցը մեծ չէ, այն $10 \div 10^{-2}$ սմ⁻¹ կարգի մեծություն է: Թեք անցումները սկսում են դեր խաղալ միայն այն դեպքում, երբ ուղիղ անցումներն ինչ-որ պատճառով անհնարին են դառնում: Այդպիսին է իրավիճակը, օրինակ, թեք գոտիական կառուցվածքով կիսահաղորդիչներում, երբ $\hbar\omega < E_{g0}$, կամ ուղիղ գոտիական կառուցվածքով կիսահաղորդչում, որի գոտիներից մեկը այլասերված է, իսկ $\hbar\omega < E_g + F$: Այստեղ F -ը Ֆերմիի էներգիան է:

2.5. Կլանման եզրի ֆոնոնային կառուցվածքը

Օպտիկական անցումներին ֆոնոնների մասնակցության փաստը կարելի է պարզել $\hbar\omega \approx E_g$ կլանման եզրի մոտակայքում կլանման

սպեկտրի ձևի մանրակրկիտ վերլուծության ճանապարհով: Դրա համար անհրաժեշտ է, հիմնվելով (2.31) և (2.33) կախվածությունների վրա, գնահատել ֆոնոնի կլանմամբ և առաքմամբ ուղեկցվող անցումների ներդրումը: Էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության ձևաբանական քննարկման ժամանակ բնական է ենթադրել, որ միջանկյալ ‘2’ անցման (նկ. 2.4.) հավանականությունը պետք է համեմատական լինի $\hbar\Omega$ էներգիայով տվյալ տեսակի ֆոնոնների $N(\hbar\Omega)$ թվին: Քանի որ $N(\hbar\Omega)$ -ն որոշվում է Բոզե-Էյնշտեյնի բաշխման ֆունկցիայով, ապա ֆոնոնի կլանմամբ ուղեկցվող թույլատրված թեք անցումների կլանման α_a գործակիցը $\hbar\omega \geq E_g - \hbar\Omega$ էներգիաների տիրույթում կընդունի հետևյալ տեսքը՝

$$\alpha_a(\hbar\omega) = \frac{B}{\hbar\omega} \frac{(\hbar\omega - E_g + \hbar\Omega)^2}{e^{\hbar\Omega/k_B T} - 1}, \quad (2.34)$$

որտեղ B -ն համեմատականության գործակից է:

Ի տարբերություն ֆոնոնի կլանման ստիպողական պրոցեսի՝ ֆոնոնի առաքման պրոցեսը կարող է լինել և՛ ստիպողական, և՛ ինքնական: Հետևաբար, ֆոնոնի առաքման հավանականությունը պետք է համեմատական լինի $N(\hbar\Omega) + 1$ -ին: Այնպես որ՝ ֆոնոնի առաքմամբ ուղեկցվող թույլատրված թեք անցումների կլանման α_e գործակիցը $\hbar\omega \geq E_g + \hbar\Omega$ էներգիաների տիրույթում կորոշվի հետևյալ կերպ՝

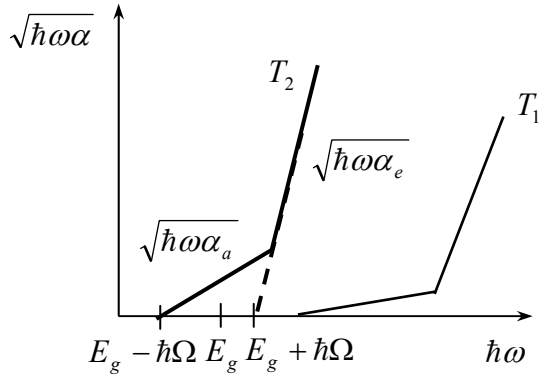
$$\alpha_e(\hbar\omega) = \frac{B}{\hbar\omega} \frac{(\hbar\omega - E_g - \hbar\Omega)^2}{1 - e^{-\hbar\Omega/k_B T}}: \quad (2.35)$$

Քանի որ $\hbar\omega \geq E_g + \hbar\Omega$ դեպքում նշված երկու տիպի անցումներն էլ հնարավոր են, ապա կլանման լրիվ α գործակիցը պետք է գրել գումարի ձևով՝

$$\alpha(\hbar\omega) = \alpha_e(\hbar\omega) + \alpha_a(\hbar\omega) = \frac{B(\hbar\omega - E_g + \hbar\Omega)^2}{\hbar\omega(e^{\hbar\Omega/k_B T} - 1)} + \frac{B(\hbar\omega - E_g - \hbar\Omega)^2}{\hbar\omega(1 - e^{-\hbar\Omega/k_B T})} : \quad (2.36)$$

Կլանման եզրի ձևի վերլուծության համար նպատակահարմար է $\alpha(\hbar\omega)$ -ն արտահայտել $[\hbar\omega\alpha(\hbar\omega)]^{1/2}$ և $\hbar\omega$ կոորդինատներով:

Այդ դեպքում, ըստ (2.36) բանաձևի, $f(\hbar\omega) = [\hbar\omega\alpha(\hbar\omega)]^{1/2}$ ֆունկցիան կունենա երկու ուղղագիծ տեղամասեր, ինչպես ցույց է տրված նկ. 2.7-ում: Ուղղագիծ տեղամասերը $\hbar\omega$ առանցքը հատում են $E_g - \hbar\Omega$ և $E_g + \hbar\Omega$ կետերում: Հատման կետերով որոշվող միջակայքի միջնակետում գտնվում է $\hbar\omega = E_g$ կետը:



Նկ. 2.7.

(2.36) բանաձևը

նկարագրում է նաև թույլատրված թեք անցումներով պայմանավորված կլանման գործակցի ջերմաստիճանային կախումը: Ինչպես երևում է (2.34)-ից, ջերմաստիճանի նվազումից $[\hbar\omega\alpha_a(\hbar\omega)]^{1/2}$ կորի թեքությունը ձգտում է զրոյի: Դա տեղի է ունենում այն պարզ պատճառով, որ ցածր ջերմաստիճաններում գրգռվում են շատ քիչ թվով ֆոնոններ, և դրանց կլանումը դառնում է քիչ հավանական: Սիևնույն ժամանակ $[\hbar\omega\alpha_e(\hbar\omega)]^{1/2}$ կորի թեքությունը վտիտիվում է աննշան չափով: Պատճառն այն է, որ ֆոնոնի առաքման հավանականությունը համեմատական է $N(\hbar\Omega) + 1$ -ին, որտեղ երկրորդ գումարելին

ջերմաստիճանից անկախ մեծություն է: Նկատենք, որ $E_g(T)$ կախվածության պատճառով նկ. 2.7-ում պատկերված T_1 և T_2 տարբեր ջերմաստիճաններին ($T_2 > T_1$) համապատասխանող կորերը մեկը մյուսի նկատմամբ շեղված են: Նման ձևով ճշգրտելով (2.33) կախվածությունը՝ կարելի է քննարկել արգելված թեք անցումների դեպքը:

Այսպիսով՝ հետազոտելով թեք անցումների կլանման եզրի ձևը՝ կարելի է որոշել ոչ միայն կիսահաղորդչի E_g -ն, այլ նաև ֆոնոնի $\hbar\Omega$ էներգիան: Գերմանիումի համար կատարված չափումների արդյունքները հիմնականում հաստատեցին վերը ներկայացված օրինաչափությունները: Սակայն ավելի ճշգրիտ չափումները ցույց տվեցին, որ կլանման եզրի կառուցվածքը շատ ավելի բարդ է, քան պատկերված է նկ. 2.7-ում: Մասնավորապես կլանման սպեկտրը կարող է կազմված լինել երկուսից ավելի ուղղազիծ տեղամասերից: Դա նշանակում է, որ թեք անցումներին կարող են մասնակցել տարբեր տեսակի ֆոնոններ (երկայնական և լայնական ակուստիկական ու օպտիկական), ինչը հաշվի չառնվեց վերը ներկայացված պարզ տեսության մեջ: Սկզբունքորեն կլանման պրոցեսներին կարող են մասնակցել և՛ ակուստիկական, և՛ օպտիկական ֆոնոններ: Ընդհանրացնելով ստացված արդյունքները՝ կարելի է գրել՝

$$\alpha = \sum_s (\alpha_{a,s} + \alpha_{e,s}):$$

Այստեղ s -ը բնութագրում է ֆոնոնային ճյուղերը: Ընդհանուր դեպքում $f(\hbar\omega) = [\hbar\omega\alpha(\hbar\omega)]^{1/2}$ կախվածությունն ունի ուղղազիծ տեղամասերով աստիճանային բարդ կառուցվածք: Ընդ որում՝ պարտադիր չէ, որ աստիճանների կամ ուղղազիծ տեղամասերի քանակը համընկնի ֆոնոնային ճյուղերի քանակի հետ: Այս հանգամանքը պայմանավորված է ջոկման կանոններով: Կլանման եզրի ֆոնոնային կառուցվածքի փորձարարական ուսումնասիրությունների համար առավել նպաստավոր են հատկապես այն կիսահաղորդիչները,

որոնց ուղիղ և թեք անցումների E_{g0} և E_g շեմերը զգալի տարբերվում են միմյանցից, իսկ թեք անցումների ուղղազիծ տեղամասն ունի անհրաժեշտ ձգվածություն: Կարևոր է նշել, որ ուղիղ և թեք անցումներով պայմանավորված լույսի կլանումներ սկզբունքորեն կարող են դիտվել ինչպես ուղիղ, այնպես էլ թեք գոտիական կառուցվածքով կիսահաղորդիչներում:

2.6. Էքսիտոն: Էքսիտոնի էներգետիկ սպեկտրը

Կիսահաղորդիչներում և դիէլեկտրիկներում հնարավոր է $\hbar\omega < E_g$ էներգիայով ֆոտոնի կլանում, որը, սակայն չի ուղեկցվում անհավասարակշիռ ազատ լիցքակիրների առաջացմամբ: Ինչպես ցույց տվեցին չափումները, մի շարք կիսահաղորդչային նյութերում (օրինակ՝ V_2O_5) լույսի սեփական կլանումը չի հանգեցնում ֆոտոհաղորդականության անհրաժեշտ չափով աճի: Որոշ կիսահաղորդիչներում էլ (օրինակ՝ Cu_2O , CdS) լույսի սեփական կլանումը առաջացնում էր ֆոտոհաղորդականություն, սակայն ֆոտոհոսանքի մեծությունը համեմատական էր խառնուրդների կոնցենտրացիային: Նշված երևույթները բացատրելու նպատակով Ֆրենկելը ներմուծեց չեզոք քվազիմասնիկի՝ էքսիտոնի գաղափարը: Էքսիտոնը էլեկտրոնի և խոռոչի կապված վիճակ է, որն առաջանում է էլեկտրոնի և խոռոչի միջև կուլոնյան ձգողության հետևանքով: Կապված էլեկտրոն-խոռոչ գույգը էլեկտրաչեզոք մի նոր քվազիմասնիկ է, որը բյուրեղում շարժվում է որպես մի ամբողջություն: Էքսիտոնն ունի զրոյական սպին, քանի որ էլեկտրոնը և խոռոչը ունեն հակադիր սպիններ:

Վերը նշված փորձարարական փաստերը դժվար չէ բացատրել, եթե համարենք, որ կիսահաղորդչում լույսի սեփական կլանման ժամանակ հնարավոր է վալենտային գոտու էլեկտրոնի այնպիսի գրգռում, որի դեպքում էլեկտրոնը չի անցնում հաղորդականության գո-

տի, այլ առաջացնում է խոռոչի հետ կապված վիճակ՝ էքսիտոն: Իրոք, լինելով էլեկտրաչեզոք մասնիկ՝ էքսիտոնը չի կարող առաջացնել էլեկտրական հոսանք, իսկ ցանցի արատների հետ բախվելիս այն կարող է տրոհվել երկու ազատ լիցքակիրների:

Քանի որ խոռոչն ավելի ծանր քվազիմասնիկ է, ապա հնարավոր է խոռոչի շուրջը էլեկտրոնի այնպիսի օրբիտալ շարժում, ինչպիսին գոյություն ունի ջրածնի ատոմում: Էքսիտոնի r_{ex} շառավղի և ցանցի a հաստատունի հարաբերակցությունից կախված՝ ծավալային կիսահաղորդիչներում և դիէլեկտրիկներում էքսիտոնները դասակարգվում են Ֆրենկելի կամ փոքր շառավղով էքսիտոնի ($r_{ex} \leq a$) և Վանյե-Մոտի կամ մեծ շառավղով էքսիտոնի ($r_{ex} \gg a$):

Ֆրենկելի էքսիտոնները կապի համեմատաբար մեծ էներգիա ունեցող քվազիմասնիկներ են, որոնց նկատմամբ էլեկտրոն-խոռոչ կապված գույզի պատկերացումը խիստ ասած կիրառելի չէ: Այն կարելի է ներկայացնել որպես բյուրեղի հիմնական ատոմի գրգռված վիճակ, որը կարող է փոխանցվել ատոմից ատոմ քվանտամեխանիկական ռեզոնանսի միջոցով: Ֆրենկելի էքսիտոնները հիմնականում դիտվում են մոլեկուլային բյուրեղներում և նեղ արգելված գոտով ու մեծ դիէլեկտրիկ թափանցելիությամբ կիսահաղորդիչներում: Վանյե-Մոտի էքսիտոնները, ընդհակառակը, կապի փոքր էներգիա ունեցող մասնիկներ են, որոնք, որպես կանոն, դիտվում են կիսահաղորդիչներում:

Ստորև կքննարկենք միայն Վանյե-Մոտի կամ թույլ կապի էքսիտոնի դեպքը, երբ էլեկտրոն-խոռոչ փոխազդեցությունը լավ մոտավորությամբ կարելի է դիտել որպես ε դիէլեկտրիկ թափանցելիությամբ միջավայրում երկու կետային լիցքերի կուլոնյան փոխազդեցություն: Թույլ փոխազդեցության էքսիտոնը լավ մոտավորությամբ նկարագրվում է մակրոսկոպիկ մոդելով, որտեղ օգտագործվում է էֆեկտիվ զանգվածի մեթոդը: Էլեկտրոն-խոռոչ փոխազդեցությունը բերում է պինդ մարմնի միաէլեկտրոնային էներգետիկ սպեկտրի փոփոխու-

թյան, որն անվանում են էքսիտոնային էֆեկտ: Վանյե-Մոտի էքսիտոնի էներգետիկ սպեկտրի հաշվարկը համեմատաբար պարզ տեսք ունի ստանդարտ գոտիական կառուցվածքով չայլասերված կիսահաղորդչի դեպքում, երբ հաղորդականության և վալենտային գոտիների հիմնական էքստրեմումները գտնվում են Բրիլյոնեի գոտու կենտրոնում, իսկ դիսպերսիայի օրենքները նկարագրվում են քառակուսային օրենքներով: $r_{ex} \gg a$ պայմանը թույլ է տալիս օգտվել էֆեկտիվ զանգվածի մեթոդից, ըստ որի՝ էլեկտրոն-խոռոչ գույզի համար Շրյոդինգերի հավասարումն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla_{\vec{r}_n}^2 - \frac{\hbar^2}{2m_p} \nabla_{\vec{r}_p}^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 |\vec{r}_n - \vec{r}_p|} \right] \Phi(\vec{r}_n, \vec{r}_p) = E\Phi(\vec{r}_n, \vec{r}_p): \quad (2.37)$$

Այստեղ $\Phi(\vec{r}_n, \vec{r}_p)$ -ն երկու մասնիկներից կազմված էլեկտրոն-խոռոչ գույզի ալիքային ֆունկցիան է, իսկ E -ն՝ լրիվ էներգիան, \vec{r}_n -ը և \vec{r}_p -ն էլեկտրոնի և խոռոչի շառավիղ վեկտորներն են, ϵ -ը կիսահաղորդչի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունն է E/\hbar հաճախության դեպքում:

(2.37) հավասարման լուծման համար նպատակահարմար է \vec{r}_n և \vec{r}_p փոփոխականներից անցնել \vec{R} և \vec{r} նոր փոփոխականների՝

$$\vec{R} = \frac{m_n \vec{r}_n + m_p \vec{r}_p}{m_n + m_p}, \quad (2.38)$$

$$\vec{r} = \vec{r}_n - \vec{r}_p :$$

Այստեղ \vec{R} -ը էլեկտրոն-խոռոչ գույզի ծանրության կենտրոնի շառավիղ վեկտորն է, որը բնութագրում է էլեկտրոն-խոռոչ գույզի՝ որպես մի մասնիկի դիրքը, իսկ \vec{r} շառավիղ վեկտորը նկարագրում է էլեկտրոնի և խոռոչի փոխադարձ դիրքը: Նոր փոփոխականներով (2.37) հավասարումն ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_{\vec{R}}^2 - \frac{\hbar^2}{2m_r} \nabla_{\vec{r}}^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0|\vec{r}|} \right] \Phi(\vec{R}, \vec{r}) = E\Phi(\vec{R}, \vec{r}) : (2.39)$$

Այստեղ M -ը և m_r -ը էլեկտրոն-խոռոչ զույգի (էքսիտոնի) համապատասխանաբար լրիվ և բերված զանգվածներն են՝

$$M = m_n + m_p,$$

$$m_r = \frac{m_n m_p}{m_n + m_p} :$$

(2.39) հավասարումը կարելի է լուծել փոփոխականների բաժանման եղանակով: Դրա համար ալիքային ֆունկցիան ներկայացնենք $\Phi(\vec{R}, \vec{r}) = \chi(\vec{R})\psi(\vec{r})$ արտադրյալի տեսքով և այն տեղադրենք (2.39)-ի մեջ: Ստացվում է հետևյալ հավասարումը՝

$$-\frac{1}{\chi(\vec{R})} \frac{\hbar^2}{2M} \nabla_{\vec{R}}^2 \chi(\vec{R}) - \frac{1}{\psi(\vec{r})} \left[\frac{\hbar^2}{2m_r} \nabla_{\vec{r}}^2 + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} \right] \psi(\vec{r}) = E : (2.40)$$

Այստեղից գալիս ենք հետևյալ երկու ալիքային հավասարումների՝

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_{\vec{R}}^2 \chi(\vec{R}) = E_R \chi(\vec{R}), \quad (2.41)$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_r} \nabla_{\vec{r}}^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \right] \psi(\vec{r}) = E_r \psi(\vec{r}), \quad (2.42)$$

ընդ որում՝ $E = E_R + E_r$:

(2.41) հավասարման լուծումը $\chi(\vec{R}) = C e^{i\vec{k}_{ex}\vec{R}}$ հարթ ալիք է, որը նկարագրում է $E_R = \hbar^2 k_{ex}^2 / 2M$ կինետիկ էներգիայով և $\vec{k}_{ex} = \vec{k}_n + \vec{k}_p$ ալիքային վեկտորով մասնիկի (էքսիտոնի) ազատ շարժումը (\vec{k}_n -ը և \vec{k}_p -ն էլեկտրոնի և խոռոչի ալիքային վեկտորներն են): (2.42) հավասարումը, որն իր տեսքով կրկնում է ջրածնի ատոմի համար գրված Շրյոդինգերի հավասարումը, նկարագրում է էքսիտո-

նի ներքին շարժման վիճակը՝ էլեկտրոնի և խոռոչի շարժումները զանգվածի կենտրոնի նկատմամբ: Հետևաբար, այստեղ կարելի է պարզապես օգտվել ջրածնի ատոմի խնդրի լուծումից: Ինչպես հայտնի է, (2.42) տիպի հավասարումն ունի երկու տեսակի լուծումներ, որոնք համապատասխանում են մասնիկի (տվյալ դեպքում՝ էքսիտոնի) կապված և ոչ կապված վիճակներին:

ա) Վիճակը կապված է, եթե $E_r < 0$: Այդ դեպքում էքսիտոնի $r_{ex,n}$ շառավիղը և էներգիայի E_r սեփական արժեքները որոշվում են Բորի բանաձևերով՝

$$r_{ex,n} = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon\hbar^2}{m_r e^2} n^2 = a_B \epsilon \frac{m_0}{m_r} n^2, \quad (2.43)$$

$$E_r = -\frac{m_r e^4}{8h^2 \epsilon^2 \epsilon_0^2} \frac{1}{n^2} \equiv -\frac{E_{ex}}{n^2}: \quad (2.44)$$

Այստեղ

$$r_{ex} = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon\hbar^2}{m_r e^2}, \quad E_{ex} \equiv \frac{m_r e^4}{8h^2 \epsilon^2 \epsilon_0^2}, \quad (2.45)$$

$n = 1, 2, \dots$ -ը գլխավոր քվանտային թիվն է, $a_B = 0.053$ նմ-ը ջրածնի ատոմի Բորի շառավիղն է, r_{ex} -ը $n = 1$ հիմնական վիճակում էքսիտոնի շառավիղն է, իսկ E_{ex} -ը էքսիտոնային $n = 1$ առաջին մակարդակի էներգիան է, որը կոչվում է նաև Ռիդբերգի էքսիտոնային հաստատուն:

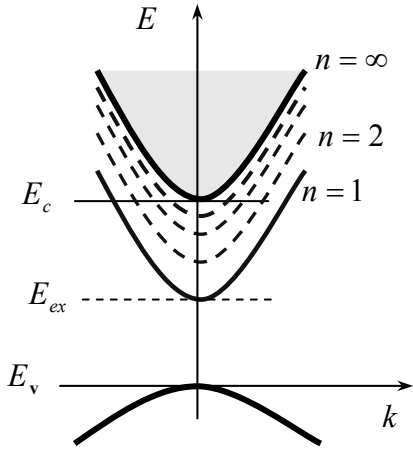
Վալենտային գոտու առաստաղն ընտրելով որպես էներգիայի հաշվարկի գրոյական մակարդակ՝ կապված վիճակի էքսիտոնի լրիվ էներգիան կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$E(\vec{k}_{ex}, n) = E_R(\vec{k}_{ex}) + E_r = E_g + \frac{\hbar^2 k_{ex}^2}{2M} - \frac{E_{ex}}{n^2}: \quad (2.47)$$

Կիսահաղորդիչների մեծ մասի համար $\varepsilon = 11 \div 16$, իսկ m_r բերված է ֆեկտիվ զանգվածը բավականին փոքր է՝ $m_r \approx 0.1m_0$: (2.43) բանաձևի հիման վրա կատարված թվային գնահատումները ցույց են տալիս, որ $r_{ex} = 6 \div 10$ նմ: Ինչպես տեսնում ենք, նախապես ենթադրված $r_{ex} \gg a$ պայմանը լիովին բավարարվում է:

Դադարի վիճակում գտնվող էքսիտոնի դեպքում, երբ $\vec{k}_{ex} = 0$, ստացվում է ջրածնանման մակարդակների դիսկրետ հավաքածու, որոնք գտնվում են $(E_g - E_{ex}, E_g)$ միջակայքում: Հետևաբար, E_{ex} -ը կարելի է մեկնաբանել նաև որպես էքսիտոնի կապի էներգիա՝ այն էներգիան, որն անհրաժեշտ է $n = 1$ հիմնական վիճակում գտնվող էքսիտոնը առանձին էլեկտրոնի և խոռոչի տրոհելու համար: Ընդհանուր դեպքում, երբ $\vec{k}_{ex} \neq 0$, գլխավոր քվանտային թվի յուրաքանչյուր արժեքին համապատասխանում է էքսիտոնային մի ենթագոտի: Այլ կերպ ասած՝ էքսիտոնային դիսկրետ մակարդակները վերածվում են էքսիտոնային ենթագոտիների:

$E(\vec{k}_{ex}, n)$ որակական կախվածությունները պատկերված են նկ. 2.8-ում, որտեղ ստվերագրված տեղամասը ոչ կապված վիճակների կամ անընդհատ էներգիաների տիրույթն է, որի սկիզբը համապատասխանում է $n = \infty$ արժեքին: Էքսիտոնի կապված (դիսկրետ) վիճակը և համապատասխան ալիքային ֆունկցիան, ինչպես ջրածնի ատոմի դեպքում, նկարագրվում են չորս քվանտային թվերով՝ n գլխավոր



Նկ. 2.8.

քվանտային թիվ, l օրբիտալ քվանտային թիվ, m մագնիսական քվանտային թիվ և s սպին: Ալիքային ֆունկցիան էքսպոնենցիալ օրենքով արագ նվազում է էլեկտրոնի և խոռոչի r հեռավորության աճից: Նորմավորված ալիքային ֆունկցիայի $\psi(r)$ տարածական մասն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$\psi(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi r_{ex}^3 n^3}} e^{-r/r_{ex}}; \quad (2.48)$$

Ջրածնի կամ ջրածնանման ատոմի դեպքում միջուկի զանգվածը շատ անգամ մեծ է էլեկտրոնի զանգվածից, և, հետևաբար, միջուկ-էլեկտրոն համակարգի բերված զանգվածը գրեթե հավասար է էլեկտրոնի զանգվածին: Ի տարբերություն ջրածնի ատոմի՝ էքսիտոնի բերված զանգվածը փոքր է և՛ էլեկտրոնի, և՛ խոռոչի էֆեկտիվ զանգվածներից, քանի որ էլեկտրոնի և խոռոչի էֆեկտիվ զանգվածները նույն կարգի մեծություններ են: Դա նշանակում է, որ էքսիտոնի E_{ex} կապի էներգիան ավելի փոքր է, քան ջրածնի ատոմի կամ ջրածնանման դոնորի իոնացման էներգիան: Բացի դրանից՝ էքսիտոնի ծանրության կենտրոնն այդ նույն պատճառով կարող է գտնվել խոռոչից բազմաթիվ ցանցի հաստատուններ հեռավորության վրա: Այնպես որ՝ նմանությունը ջրածնի ատոմի և էքսիտոնի միջև լիարժեք չէ:

բ) էքսիտոնի ոչ կապված վիճակներին (2.42)-ում համապատասխանում են էներգիայի դրական արժեքներ՝ $E_r > 0$: Այդ դեպքում էլեկտրոնի և խոռոչի հարաբերական շարժումը բնութագրվում է $k_r = \sqrt{2m_r E_r / \hbar^2}$ ալիքային վեկտորով, իսկ ոչ կապված վիճակների էներգիաները որոշվում են հետևյալ կերպ՝

$$E(\vec{k}_{ex}, \vec{k}_r) = E_g + \frac{\hbar^2 k_{ex}^2}{2M} + \frac{\hbar^2 k_r^2}{2m_r}; \quad (2.49)$$

(2.49) քվազիանընդհատ էներգետիկ սպեկտրը շատ քիչ է տարբերվում ազատ լիցքակրի, օրինակ՝ հաղորդականության էլեկտրոնի

էներգետիկ սպեկտրից ($E = E_g + \hbar^2 k^2 / 2m_n$): Ջրածնանման ատոմի անընդհատ սպեկտրի ավիքային ֆունկցիաները, ինչպես հայտնի է քվանտային մեխանիկայից, համապատասխանում են էլեկտրոնի կոմետանման ուղեծրերի: Լույսի կլանման մեզ հետաքրքրող խնդիրների համար բավական է միայն վերհիշել, որ զրոյական կետում ($r = 0$) ավիքային ֆունկցիայի մոդուլի քառակուսին ունի հետևյալ տեսքը՝

$$|\psi(0)|^2 = \frac{ze^z}{shz}, \quad (2.50)$$

որտեղ $z = \pi\sqrt{E_{ex} / E_r}$:

2.7. Էքսիտոնային կլանում

Կլանման սպեկտրի վրա էքսիտոնային էֆեկտների ազդեցությունը հաշվի առնելու համար բնական է անցման մատրիցական էլեմենտի մեջ որպես կշռային արտադրիչ ներմուծել $\psi(0)$ մեծությունը, քանի որ բյուրեղային տարածության միևնույն կետում էլեկտրոն և խոռոչ գտնվելու հավանականությունը որոշվում է $|\psi(0)|^2$ -ով: Այս դատողությունների հիման վրա կարելի է գրել՝

$$\left| P_{cv}^{\xi} \right|^2 = \left| P_{cv}^{\xi} \right|_0^2 |\psi(0)|^2 : \quad (2.51)$$

Համաձայն (2.7)-ի՝ $|\psi(0)|^2$ արտադրիչ է ձեռք բերում մաս կլանման գործակցի բանաձևը, այսինքն՝

$$\alpha_{ex}(\hbar\omega) = \alpha(\hbar\omega) |\psi(0)|^2, \quad (2.52)$$

որտեղ $\alpha(\hbar\omega)$ -ն կլանման գործակիցն է էքսիտոնային փոխազդեցության բացակայության դեպքում:

ա) Նախ քննարկենք «*վալենդային գոտի-էքսիտոնային վիճակ*» էլեկտրոնի ուղիղ թույլապրված անցումներով պայմանավորված լույսի կլանումը: Այդ անցումների համար ալիքային վեկտորի պահպանման օրենքը պահանջում է, որ $\vec{k}_{ex} = \vec{q}$: Էքսիտոնային գոտու չափերի համեմատությամբ անտեսելով q մեծությունը՝ կարելի է համարել՝ $q \sim 0$, այսինքն՝ $\vec{k}_{ex} = \vec{q} \approx 0$: Այս պայմանը համարժեք է $\vec{k}_n = -\vec{k}_p$ պայմանին՝ էլեկտրոնի և խոռոչի ալիքային վեկտորները պետք է լինեն մեծությամբ հավասար, ուղղությամբ՝ հակադիր: Հետևաբար, կլանվող ֆոտոնի էներգիան պետք է բավարարի $\hbar\omega = E_g + E_r$ հավասարմանը:

Ըստ (2.52) և (2.50) արտահայտությունների՝ դեպի ոչ կապված էքսիտոնային վիճակներ անցումների կլանման գործակիցն ընդունում է

$$\alpha_{ex}(\hbar\omega) = \alpha(\hbar\omega) \frac{ze^z}{shz} \tag{2.53}$$

տեսքը, որտեղ

$$z = \pi \sqrt{\frac{E_{ex}}{\hbar\omega - E_g}} :$$

Եթե օգտվենք (2.19) բանաձևից, ապա (2.53) արտահայտությունը կարելի է ներկայացնել ավելի հարմար տեսքով՝

$$\alpha_{ex}(\hbar\omega) = A_1 \sqrt{\hbar\omega - E_g} \frac{2z}{1 - e^{-2z}} : \tag{2.54}$$

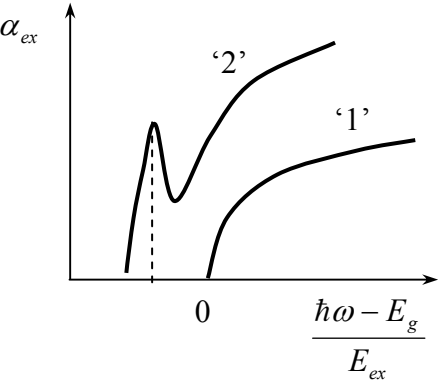
(2.54)-ից երևում է, որ էքսիտոնային փոխազդեցության ազդեցությունը հատկապես զգալի է կլանման շեմի մոտակայքում, երբ $\hbar\omega - E_g \ll E_{ex}$ (կամ $z \gg 1$): $\hbar\omega \rightarrow E_g$ (կամ $z \rightarrow \infty$) սահմանային դեպքում կլանման գործակիցը ձգտում է հաստատուն մեծության՝

$$\alpha_{ex}(E_g) = 2\pi A_1 E_{ex}^{1/2} : \tag{2.55}$$

$\hbar\omega$ -ի մեծ արժեքների դեպքում, երբ $z \rightarrow 0$ (կամ $\hbar\omega - E_g \gg \pi^2 E_{ex}$), էքսիտոնային փոխազդեցությունը էական չէ, և կլանման սպեկտրը մոտենում է պարզեցված տեսության հիման վրա ստացված (2.19) կախվածությանը: Միևնույն ժամանակ պետք է նշել, որ էքսիտոնային էֆեկտը ոչ միայն հնարավոր է դարձնում լույսի կլանումը $\hbar\omega < E_g$ տիրույթում, այլ նաև հանգեցնում է $\hbar\omega > E_g$ տեղամասում α -ի աճի (օրինակ՝ $\hbar\omega = E_g + 100E_{ex}$ դեպքում էքսիտոնային փոխազդեցությունը կլանումը մեծացնում է 30%-ով): Նկ. 2.9-ում ներկայացված են ուղղագոտի կիսահաղորդչի կլանման գործակցի որակական կորերը՝ ըստ (2.19) և (2.55) բանաձևերի: '1' կորը համապատասխանում է էքսիտոնային փոխազդեցության բացակայության, իսկ '2' կորը՝ առկայության դեպքերին:

$\hbar\omega < E_g$ էներգիայով ֆոտոնի կլանումը պայմանավորված է դեպի էքսիտոնային կապված վիճակներ (դիսկրետ մակարդակներ) էլեկտրոնային անցումներով: Ըստ (2.47)-ի՝ այդ անցումները կլանման սպեկտրում պետք է ի հայտ գան համապատասխան սպեկտրալ գծերի ջրածնանման սերիայի ձևով՝

$$\hbar\omega = E_g - \frac{E_{ex}}{n^2} :$$



Նկ. 2.9.

Համաձայն (2.52)-ի՝ $\alpha_{ex}(\hbar\omega) \sim |\psi(0)|^2$: (2.48)-ից հետևում է, որ n -ի աճից α -ն նվազում է n^3 օրենքով: Մեծ n -երի դեպքում գծերը փոխձածկվում են, և սպեկտրը դառնում է քվազիանընդհատ:

Այսպիսով՝ բավականին ցածր ջերմաստիճաններում ուղղագոտի կիսահաղորդչի էքսիտոնային կլանման սպեկտրն ունի սպեկտրալ գծերի (մեղ շերտերի) տեսք, որոնք համապատասխանում են $n = 1, 2 \dots$ արժեքներին: Ուղղագոտի կիսահաղորդիչների մեծ մասի համար, օրինակ՝ GaAs, ZnSe, սովորաբար դիտվում է հիմնականում $n = 1$ առաջին մաքսիմումը:

Էքսիտոններ կարող են առաջանալ նաև արգելված անցումների դեպքում, որոնք դառնում են մասնակիորեն թույլատրված $n = 2, 3 \dots$ արժեքների համար, ինչպես, օրինակ, Cu_2O -ում: Առաջին անգամ էքսիտոնները դիտվել են հենց այդ նյութում: Պատճառն այն է, որ Cu_2O -ում $n = 1$ մաքսիմումը բացակայում է, ինչը նպաստում է n -ի ավելի բարձր արժեքներ ունեցող մաքսիմումների գրանցմանը:

բ) Թեք սևցումներով կիսահաղորդչում ևս հնարավոր է էքսիտոնի առաջացում: Ինչպես ուղիղ, այնպես էլ թեք անցումների դեպքում էլեկտրոն-խոռոչ փոխազդեցությունը պետք է հաշվի առնել $|\psi(0)|^2$ կշռային արտադրիչի միջոցով: Հետևաբար, այստեղ կսահմանափակվենք միայն հիմնական եզրակացությունները ներկայացնելով:

Էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքները դեպի էքսիտոնային վիճակ անցումների համար ունեն հետևյալ տեսքը՝

$$\hbar\omega = E \pm \hbar\Omega(\vec{q}_{ph}) ,$$

$$\vec{q} = \vec{k}_{ex} \pm \vec{q}_{ph} :$$

Այստեղ E -ն որոշվում է (2.47) կամ (2.49) բանաձևերով: Զննարկվող դեպքում էքսիտոնը կազմավորվում է $\vec{k}_n \neq -\vec{k}_p$ էլեկտրոնից ու խոռոչից: Այդպիսի էքսիտոնն ընդունված է անվանել ոչ-ուղիղ էքսիտոն, իսկ $\vec{k}_n = -\vec{k}_p$ դեպքում՝ ուղիղ էքսիտոն: $\vec{q}_{ph} \neq 0$ ավիքային վեկտորով ֆոնոնի մասնակցության պատճառով հնարավոր են դառնում անցումներ դեպի էքսիտոնային գոտու ցանկացած կետ: Հետևաբար, սպեկտրալ գծերի փոխարեն $\hbar\omega < E_g$ տիրույթում առաջանում է

անընդհատ սպեկտր: Դեպի առաջին էքսիտոնային գոտի ֆոնոնի կլանմամբ և առաքմամբ պայմանավորված կլանման շեմերը (նկ. 2.10.) որոշվում են հետևյալ կերպ՝

$$\hbar\omega_1 = E_g - E_{ex} - \hbar\Omega,$$

$$\hbar\omega_2 = E_g - E_{ex} + \hbar\Omega:$$

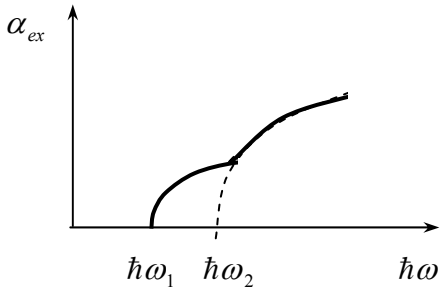
Դեպի (2.49) տիպի ոչ կապված վիճակներ կատարվող թեք անցումների դեպքում, երբ $\hbar\omega \approx E_g + \hbar\Omega$,

$$\alpha_{ex}(\omega) \sim (\hbar\omega - E_g \pm \hbar\Omega)^{3/2}: \quad (2.56)$$

$\hbar\omega - E_g \pm \hbar\Omega \gg E_{ex}$ տիրույթում էքսիտոնային էֆեկտները շատ թույլ են արտահայտված, և կլանման կորը նկարագրվում է թեք անցումներին բնորոշ (2.33) կախվածությամբ:

Թեք գոտիական կառուցվածքով կիսահաղորդիչներում էքսիտոնային կլանման եզրը տարբեր ֆոնոնների ներգրավվածության պատճառով էլ ավելի է լողզված: Դիտվում է $\hbar\omega = E_g - E_{ex} \pm \hbar\Omega(\vec{q}_{ph})$

էներգիայով ֆոտոններին համապատասխանող լայն շերտերի կամ աստիճանների հավաքածու:

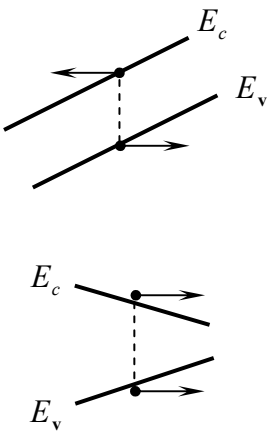


Նկ. 2.10.

Պետք է նկատի ունենալ, որ տիպիկ կիսահաղորդիչներում, կախված դիէլեկտրիկ թափանցելիության և բերված էֆեկտիվ զանգվածի թվային արժեքներից, էքսիտոնի կապի էներգիան փոփոխվում է $E_{ex} = 1 \div 2$ մեՎ սահմաններում (տես (2.45)): Այդ արժեքները փոքր են ինչպես սենյակային ջերմաստիճանում ջերմային շարժման 26 մեՎ միջին էներգիայից, այնպես էլ դոնորային և ակցեպտորային պարզ խառնուրդների իոնացման

Էներգիաները: Դա նշանակում է, որ կիսահաղորդչի ծավալում ձևավորված էքսիտոնի կապի էներգիան բավականին փոքր է, և սենյակային ջերմաստիճանում էքսիտոնը պետք է էֆեկտիվ ձևով տրոհվի: Սակայն մի շարք կիսահաղորդիչներում էքսիտոնի կապի էներգիան կարող է հասնել մինչև 10 մեՎ կարգի մեծության, օրինակ՝ c-Si, որտեղ $E_{ex} = 14$ մեՎ: Հետևաբար, անգամ սենյակային ջերմաստիճանում c-Si-ում սեփական կլանման եզրը որոշվում է էքսիտոնային էֆեկտներով: Էքսիտոնների դերը հատկապես նկատելի է ցածր ջերմաստիճանների տիրույթում, որտեղ նրանք կարող են ամբողջովին որոշել կիսահաղորդչի օպտիկական հատկությունները: Էքսիտոնային էֆեկտների ազդեցությունը հատկապես աճում է ցածր չափային կիսահաղորդչային կառուցվածքներում, որտեղ E_{ex} -ը կարող է հասնել մինչև 100 մեՎ և ավելի մեծ կարգի արժեքների (օրինակ՝ վակուումի պայմաններում գտնվող սիլիցիումային քվանտային լարերում՝ $E_{ex} \approx 100 \div 300$ մեՎ):

Ընդհանուր առմամբ՝ էքսիտոնային էֆեկտների ուսումնասիրությունների համար անհրաժեշտ են ցածր ջերմաստիճաններ և մաքուր նյութեր, որտեղ ազատ լիցքակիրների կամ իոնացված խառնուրդների կողմից էքսիտոնային փոխազդեցությունների էկրանավորման երևույթը դեռևս զգալի չէ: Էլեկտրոնների և խոռոչների բարձր կոնցենտրացիաների դեպքում (ուժեղ լեգիրացված կիսահաղորդիչներ) էլեկտրոն-էլեկտրոն կամ խոռոչ-խոռոչ կուլոնյան վանողությունը ձգտում է փոքրացնել էլեկտրոն-խոռոչ ձգողության ուժը (կուլոնյան էկրանավորում): Կուլոնյան էկրանավորման պայմաններում ևս հնարավոր է էքսիտոնի առաջացում: Սակայն ուժեղ լեգի-



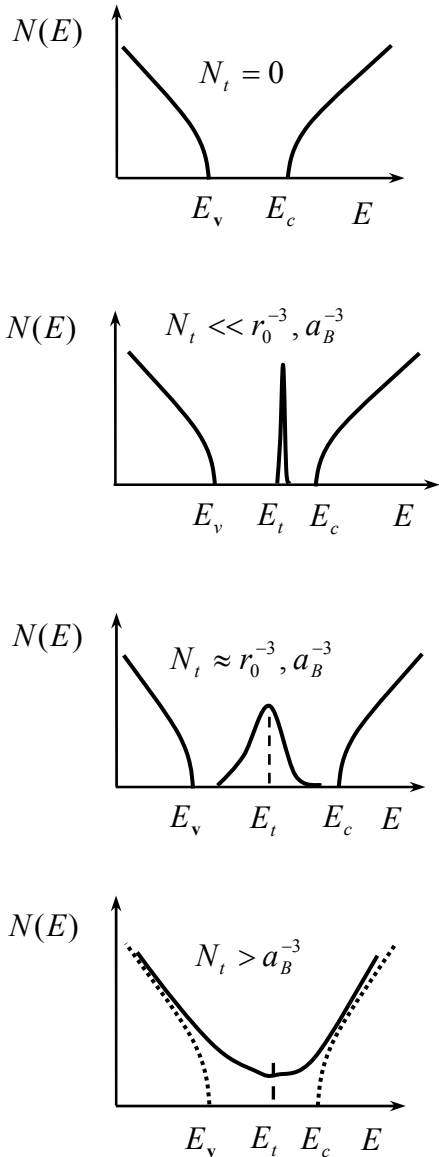
Նկ. 2.11.

րացված կիսահաղորդիչների դեպքում աճում է բյուրեղի պոտենցիալի ֆլուկտուացիաների գործոնը: Պոտենցիալի տեղային ֆլուկտուացիայի առաջացրած տեղային դաշտը կապված էլեկտրոնի և խոռոչի վրա ազդում է հակուղղված ուժերով, ինչպես ցույց է տրված նկ. 2.11-ում: Եթե տեղային դաշտը ավելի մեծ է, քան էքսիտոնի ներքին դաշտը, ապա էքսիտոնը տրոհվում է: Նկատենք, որ տեղային դաշտը կարող է պայմանավորված լինել նաև դեֆորմացիոն պոտենցիալով: Այդ դեպքում կապված էլեկտրոնի և խոռոչի վրա ազդող ուժերը համուղղված են: Այդ ուժերը էքսիտոնին ոչ թե դիսոցում են, այլ ստիպում են նրան շարժվել դեպի փոքր E_g -ի տիրույթ (նկ. 2.11.):

2.8. Խառնուրդային մակարդակներ և գոտիներ

Իրական կիսահաղորդիչների բյուրեղային ցանցի տարատեսակ արատները կարող են հանդիսանալ լույսի ցրման, կլանման կամ ճառագայթման (լուսարձակման) էֆեկտիվ կենտրոններ: Խառնուրդները կամ կառուցվածքային արատները փոխում են կիսահաղորդչի էներգետիկ սպեկտրը՝ դրանով իսկ ազդելով կլանման և ճառագայթման պրոցեսների վրա: Էներգետիկ սպեկտրի վրա ունեցած ազդեցությունը կախված է ինչպես խառնուրդային ատոմի տեսակից, լիցքային վիճակից, էլեմենտար բջջում նրա գրաված տարածական դիրքից, այնպես էլ խառնուրդային ատոմների միջև փոխազդեցությունից: Վերջինս կախված է հարևան խառնուրդային ատոմների միջին d հեռավորությունից՝ $d \sim N_t^{-1/3}$: Խառնուրդի N_t կոնցենտրացիայի աճից d -ն նվազում է:

Միմյանց հետ չփոխազդող խառնուրդային ատոմների պատկերացումը արդարացի է, երբ հարևան ատոմների վրա լուրջալիզացված էլեկտրոնների ալիքային ֆունկցիաները չեն փոխաձայնվում: Նկ. 2.12-ում պատկերված են վիճակների խտության ֆունկցիաները՝ խառնուրդների տարբեր N_t կոնցենտրացիաներով մոլուշներում: Խառնուրդների բացակայության դեպքում $N_t = 0$, արգելված գոտում վիճակների խտությունը հավասար է զրոյի, իսկ թույլատրելի գոտու եզրի մոտակայքում այն աճում է $N(E) \sim \sqrt{E}$ օրենքով: Փոքր կոնցենտրացիա ունեցող խառնուրդները, երբ $N_t \ll r_0^{-3}, a_B^{-3}$, կամ $d \gg r_0, a_B$, որտեղ r_0 -ն խառնուրդի էկրանավորման, իսկ a_B -ն Բորի շառավիղներն են, կիսահաղորդչի արգելված գոտում առաջացնում են նեղ (դիսկրետ) խառնուրդային մակարդակներ:



Նկ. 2.12.

Խառնուրդների կոնցենտրացիայի աճից աճում է խառնուրդային ատոմների միջև փոխազդեցությունը: Այդ դեպքում տվյալ կենտրոնի վրա տեղայնացված էլեկտրոնի էներգիան կախված կլինի նաև հարևան մոտակա խառնուրդային ատոմների քանակից և դիրքից: Փոխազդեցության հետևանքով խառնուրդային մակարդակը շեղվում է թույլատրելի գոտու եզրի նկատմամբ, ընդ որում՝ խառնուրդային ատոմների քառասային դասավորվածության պատճառով շեղման չափը կարող է լինել տարբեր: Հետևաբար, արգելված գոտում մեկ դիսկրետ մակարդակի փոխարեն առաջանում է մակարդակների հավաքածու:

Եթե $N_i \approx r_0^{-3}$ (կամ $d \approx r_0$), ապա խառնուրդի ատոմների կուլոնյան փոխազդեցության հետևանքով տեղի է ունենում խառնուրդային մակարդակի, այսպես կոչված, դասական լայնացում: Իսկ եթե $N_i \approx a_B^{-3}$, ապա խառնուրդային վիճակների միջև լիցքակիրների թունելային անցումների հետևանքով տեղի է ունենում մակարդակի քվանտային լայնացում: Հարևան կենտրոնների ալիքային ֆունկցիաների փոխձածկումը բերում է խառնուրդային գոտու առաջացման: Քվանտային լայնացումը միշտ չէ, որ պահանջում է շատ բարձր N_i կոնցենտրացիաներ, քանի որ լայնացման պայմանը կախված է $a_B = 4\pi\epsilon\epsilon_0\hbar^2 / me^2$ Բորի շառավղի, հետևաբար՝ դիէլեկտրիկ ϵ թափանցելիության և համապատասխան գոտում լիցքակրի էֆեկտիվ m զանգվածի թվային արժեքներից: Այսպես, օրինակ, գերմանիումում քվանտային լայնացումը նկատելի է արդեն $N_i \geq 10^{15}$ սմ⁻³ կոնցենտրացիաների դեպքում:

Խառնուրդների կոնցենտրացիայի աճը ուղեկցվում է նաև գոտիների եզրերի աղավաղմամբ: Օրինակ՝ իոնացված դոնորը ձգում է հաղորդականության գոտու էլեկտրոններին և վանում վալենտային գոտու խոռոչներին: Դա բերում է էլեկտրոնների և խոռոչների պոտենցիալ էներգիաների լոկալ փոփոխությունների: Գոտիների կլա-

րուկ եզրերն անհետանում են, իսկ վիճակների խտության բաշխվածության մեջ առաջանում է պոչ, որը ներթափանցում է արգելված գոտի: Խառնուրդների կոնցենտրացիայի հետագա աճից խառնուրդային գոտին լայնանում է: Լեգիրացման շատ բարձր աստիճան ունեցող կիսահաղորդչում, երբ $N_t > a_B^{-3}$ (կամ $d < a_B$), խառնուրդային և մոտակա թույլատրելի գոտիներն ի վերջո միաձուլվում են: Խառնուրդների իոնացման էներգիան հավասարվում է գրոյի, իսկ էլեկտրոնային (խոռոչային) գազը դառնում է այլասերված: Այդպիսի կիսահաղորդչային բյուրեղը սկսում է նմանվել չկարգավորված կամ ամորֆ կիսահաղորդչային նյութի: Դա տեղի է ունենում, երբ $N_t > 3 \times 10^{10} (m/m_0 \varepsilon) \text{ սմ}^{-3}$: Կոնցենտրացիայի այդ սահմանային արժեքը դոնորային խառնուրդների համար ավելի փոքր է, քան ակցեպտորային խառնուրդների համար:

Խառնուրդային վիճակների ալիքային ֆունկցիաները և էներգիաները սկզբունքորեն կարելի է որոշել Շրյոդինգերի հավասարումից, եթե հայտնի է խառնուրդներով պայմանավորված $U(\vec{r})$ ուժային դաշտի պոտենցիալը: $U(\vec{r})$ ֆունկցիայի ճշգրիտ տեսքը կախված է խառնուրդի քիմիական բնույթից և բյուրեղային ցանցի հատկություններից: Ընդհանուր դեպքում այդ տեսքն անհայտ է: Սովորաբար $U(\vec{r})$ ֆունկցիայի համար օգտագործում են տարբեր պարզեցված մոդելներ: Ցածր կոնցենտրացիայով խառնուրդային, օրինակ՝ դոնորային վիճակների պարզագույն տեսության մեջ որպես $U(\vec{r})$ վերցնում են էլեկտրոնի և միալիցք դոնորային խառնուրդի կուլոնյան փոխազդեցության պոտենցիալ էներգիան՝

$$U(\vec{r}) = -\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon r}: \quad (2.57)$$

Այս մոդելը (ջրածնանման կենտրոնի մոդել) կարելի է կիրառել այն խառնուրդային ատոմների համար, որոնց էլեկտրոնները թույլ են կապված ատոմային մնացուկի հետ: Այդ դեպքում էլեկտրոնային

ուղեծրի չափերը մեծ են միջատոմային հեռավորություններից, իսկ համապատասխան էներգետիկ E_d մակարդակները տեղայնացված են արգելված գոտում՝ հաղորդականության գոտու հատակի մոտ ($E_d \ll E_g/2$): Այս պայմաններին բավարարող խառնուրդային մակարդակներն ընդունված է անվանել ծանծաղ մակարդակներ: Ծանծաղ մակարդակներ սովորաբար առաջացնում են այն խառնուրդային ատոմները, որոնց վալենտականությունը մոտ է ցանցի հիմնական ատոմների վալենտականությանը:

Ստանդարտ գոտիական կառուցվածքով կիսահաղորդչի դոնորային ծանծաղ մակարդակները կարելի է որոշել՝ օգտվելով էֆեկտիվ զանգվածի մեթոդից, ըստ որի՝

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} \right] \psi = E \psi : \quad (2.58)$$

Ինչպես տեսնում ենք, այս հավասարման լուծումն առանձին քրոնարկելու անհրաժեշտություն չկա: Բավական է ջրածնի ատոմի Շրյոդինգերի հավասարման լուծման մեջ էլեկտրոնի m_0 զանգվածը փոխարինել էֆեկտիվ m զանգվածով և հաշվի առնել միջավայրի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը: Դա բերում է դոնորային մակարդակների (էներգիաների) հետևյալ սեփական արժեքների՝

$$E_n = E_c - \frac{me^4}{8\hbar^2\epsilon_0^2\epsilon^2} \frac{1}{n^2} = E_c - \frac{E_d}{n^2}, \quad (2.59)$$

որտեղ $n = 1, 2, \dots$ գլխավոր քվանտային թիվն է, իսկ $E_d \equiv me^4 / 8\hbar^2\epsilon_0^2\epsilon^2$ -ն հիմնական վիճակի ($n = 1$) կամ խառնուրդի իոնացման էներգիան է, որը հաճախ անվանում են կապի էներգիա:

Դոնորային խառնուրդի Բորի շառավիղը որոշվում է հետևյալ բանաձևով՝

$$a_{dB} = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon\hbar^2}{me^2} = a_B\epsilon \frac{m_0}{m} : \quad (2.60)$$

Տիպիկ կիսահաղորդիչներում $\varepsilon = 12 - 16$ (Si, Ge), $m \approx 0.2m_0$:
 Հետևաբար, $a_{dB} \approx (6 \div 8)$ նմ, որը շատ ավելի մեծ է ցանցի հաստա-
 տունից՝ $a \approx 0.5$ նմ: Սովորաբար $E_d \sim 0.01$ էՎ: Մասնավորապես
 Ge-ում հնգավալենտ դոնորների իոնացման էներգիան $E_d \sim 10$ մէՎ
 է, իսկ Si-ում՝ ~ 40 մէՎ:

Ջրածնանման դոնորի հետ կապված լիցքակրի $n = 1$ հիմնական
 վիճակի

$$\psi_d(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_{dB}^3}} e^{-r/a_{dB}} \quad (2.61)$$

ալիքային ֆունկցիան կարելի է վերլուծել ըստ հաղորդականության
 գոտու լիցքակրի՝ էլեկտրոնի Բլոխի ֆունկցիաների՝

$$\psi_d(\vec{r}) = \sum_k A(\vec{k}) \psi_{\vec{k}}(\vec{r}), \quad (2.62)$$

որտեղ $\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = U_{\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}}$, $U_{\vec{k}}(\vec{r})$ -ն ցանցի a պարբերությամբ
 պարբերական ֆունկցիա է, իսկ

$$A(\vec{k}) = \frac{8\sqrt{\pi}}{V^{1/2} a_{dB}^{5/2} (k^2 + a_{dB}^{-2})^2} \quad (2.63)$$

գործակիցները որոշվել են ալիքային ֆունկցիայի նորմավորման
 պայմանից:

(2.63) բանաձևից երևում է, որ ալիքային ֆունկցիան ըստ \vec{k} -ի
 սահմանափակված է՝ \vec{k} -ի աճից $A(\vec{k})$ -ն արագ նվազում է: Ալի-
 քային ֆունկցիայի մեջ հիմնական ներդրում տալիս են $0 \leq k \leq a_{dB}^{-1}$
 արժեքները: Ելնելով այս հանգամանքից՝ բերված գոտիների սխեմա-
 յում դոնորային մակարդակը պատկերում են արգելված գոտում հո-
 րիզոնական գծիկի տեսքով, որի երկարությունը հավասար է a_{dB}^{-1} :

Ծանձաղ ակցեպտորային մակարդակների խնդիրը քննարկվում է մնան ձևով՝ ջրածնանման խառնուրդի մոդելի հիման վրա: Նկատենք, որ էլեկտրոնի և խոռոչի էֆեկտիվ զանգվածների տարբերության պատճառով դոնորների ու ակցեպտորների իոնացման էներգիաները և Բորի շառավիղները կարող են տարբերվել:

Փոխհատուցված կիսահաղորդիչներում, երբ բյուրեղում միաժամանակ առկա են և՛ դոնորներ, և՛ ակցեպտորներ, հնարավոր է դառնում երկատոմային կոմպլեքսների կամ դոնոր-ակցեպտորային գույզերի առաջացում: Դոնորների և ակցեպտորների միջև կուլոնյան փոխազդեցությունը բերում է դրանց կապի էներգիայի փոքրացման $e^2/4\pi\epsilon_0\epsilon r$ չափով, որտեղ r -ը դոնորի և ակցեպտորի միջև հեռավորությունն է: Դոնոր-ակցեպտոր գույզի էներգետիկ սպեկտրը կարելի է ներկայացնել երկու դիսկրետ մակարդակների ձևով, որոնց միջև էներգետիկ հեռավորությունը որոշվում է հետևյալ կերպ՝

$$E_{da} = E_g - E_d - E_a + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon r} :$$

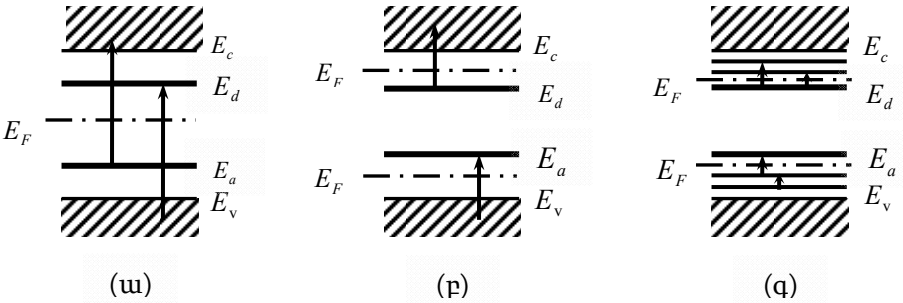
Այստեղ r հեռավորությունը փոխվում է դիսկրետ ձևով, քանի որ ցանցում խառնուրդները գրավում են հանգուցային կամ միջհանգուցային դիսկրետ դիրքեր: Դա նշանակում է, որ գործ ունենք դիսկրետ վիճակների մի ամբողջ հավաքածուի հետ:

Նշենք, որ իրական կիսահաղորդիչներում հաղորդականության գոտու բազմահովտայնությունը և ոչ պարաբոլայնությունը, ինչպես նաև վալենտային գոտու այլասերումը էապես բարդացնում են Շրյո-դինգերի հավասարման լուծումը:

2.9. Խառնուրդային կլանումը չայլասերված կիսահաղորդիչներում

Խառնուրդային դիսկրետ մակարդակների և թույլատրելի գոտիների միջև օպտիկական անցումները հանգեցնում են խառնուրդային կլանման առաջացման: Խառնուրդային կլանման պարզագույն տեսակ է նաև այն կլանումը, որը կապված է չեզոք խառնուրդի հիմնական վիճակից գրգռված վիճակ էլեկտրոնի անցման հետ: Եթե խառնուրդային ատոմներն ունեն ջրածնանման սպեկտր, ապա կարելի է կիրառել լույսի կլանման ջրածնի ատոմի տեսությունը: Կլանման գծի ինտենսիվությունը կախված է խառնուրդի կոնցենտրացիայից, խառնուրդային մակարդակի էլեկտրոններով լրացման աստիճանից և անցման մատրիցական էլեմենտից:

E_a էներգետիկ մակարդակ ունեցող ակցեպտորային (կամ E_d էներգետիկ մակարդակով դոնորային) խառնուրդներով կիսահաղորդչում հնարավոր են նաև այնպիսի օպտիկական անցումներ, ինչպիսիք ցույց են տրված նկ. 2.13-ում:



Նկ. 2.13.

Եթե Ֆերմիի մակարդակը գտնվում է այնպիսի դիրքում, որ ակցեպտորային վիճակները լրացված են էլեկտրոններով (կամ դոնորային մակարդակներն ազատ են), ապա հնարավոր են

$\hbar\omega_t = E_g - E_a$ (կամ $\hbar\omega_t = E_g - E_d$) շեմային էներգիայով $E_a \rightarrow E_c$ (կամ $E_v \rightarrow E_d$) «գոտի-խառնուրդային մակարդակ» անցումներ, ինչպես ցույց է տրված նկ. 2.13. (ա)-ում: Շեմային $\hbar\omega_t = E_a$ (կամ $\hbar\omega_t = E_d$) էներգիայով «գոտի-խառնուրդային մակարդակ» անցումներ հնարավոր են խառնուրդային մակարդակների լրացման հակառակ իրավիճակում (տե՛ս նկ. 2.13. (բ)):

Քանի որ խառնուրդը կարող է գտնվել նաև գրգռված վիճակներում, ապա հնարավոր են նաև ներխառնուրդային (ներկենտրոնային) անցումներ, ինչպես ցույց է տրված նկ. 2.13. (գ)-ում: Այդ դեպքում կլանման սպեկտրում դիտվում են դիսկրետ նեղ գծեր:

Համեմատաբար մեծ $\hbar\omega$ էներգիաների տիրույթում օպտիկական անցումներն առաջացնում են խառնուրդների ֆոտոիոնացում, և կլանման սպեկտրը դառնում է անընդհատ (նկ. 2.13. (ա), (բ)): Անընդհատ սպեկտրի հաճախային կախվածության տեսքը պարզելու համար հիմնվելով ուղիղ անցումների (2.7) բանաձևի վրա՝ կարելի է գրել՝

$$\alpha_t(\hbar\omega) \sim \frac{1}{\hbar\omega} \rho(\hbar\omega) \left| P_{cd}^\xi \right|^2 : \quad (2.64)$$

ա) Խառնուրդային մակարդակ - մոտակա գոտի կլանում: Որոշակիության համար քննարկենք «դոնորային մակարդակ-հաղորդականության գոտի» անցումները: Պարաբոլային գոտու պարզ դեպքում վիճակների օպտիկական խտությունը բնութագրվում է

$$\rho(\hbar\omega) \sim N_d E^{1/2} \sim N_d (\hbar\omega - E_d)^{1/2} \quad (2.65)$$

կախվածությամբ, քանի որ $\hbar\omega = E_d + E$, որտեղ E էներգիան հաշվարկված է հաղորդականության գոտու E_c եզրից:

P_{cd}^ξ մատրիցական էլեմենտի հաշվարկի համար որպես սկզբնական վիճակի $\psi_d(\vec{r})$ ալիքային ֆունկցիա պետք է վերցնել (2.62)

Ֆունկցիան, իսկ վերջնական վիճակի համար՝ Բրոյսի $\psi_{\vec{k}}^-(\vec{r}) = U_{\vec{k}}^-(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}}$ ֆունկցիան: Այդ դեպքում՝

$$P_{cd}^{\xi} = \int \psi_{\vec{k}}^*(\vec{r})(\vec{\xi}\hat{p})\psi_d(\vec{r})d\vec{r} = \sum_{\vec{k}'} A(\vec{k}') \int \psi_{\vec{k}}^*(\vec{r})(\vec{\xi}\hat{p})\psi_{\vec{k}'}(\vec{r})d\vec{r} : (2.66)$$

Այստեղ $\psi_{\vec{k}}^-(\vec{r})$ և $\psi_{\vec{k}'}^-(\vec{r})$ ֆունկցիաները վերաբերում են միևնույն գոտուն: Քանի որ

$$\int \psi_{\vec{k}}^*(\vec{r})(\vec{\xi}\hat{p})\psi_{\vec{k}'}(\vec{r})d\vec{r} = \delta(\vec{k}' - \vec{k})(\vec{\xi}\hat{p}),$$

ապա P_{cd}^{ξ} մատրիցական էլեմենտի համար ստացվում է՝

$$P_{cd}^{\xi} = A(\vec{k})\hbar k \cos \theta, \quad (2.67)$$

որտեղ $\theta = (\vec{\xi}, \vec{k})$, իսկ $A(\vec{k})$ գործակիցը որոշվում է (2.63)-ով:

Տեղադրելով (2.67) և (2.65)-ը (2.64)-ի մեջ և հաշվի առնելով, որ $\hbar^2 k^2 \sim \hbar\omega - E_d$, կատանանք՝

$$\alpha_l(\hbar\omega) \sim \frac{N_d}{\hbar\omega} \frac{(\hbar\omega - E_d)^{3/2}}{[C + (\hbar\omega - E_d)]^4} : \quad (2.68)$$

Այստեղ C -ն m -ից և a_{dB} -ից կախված որոշակի հաստատուն է: Նշենք նաև, որ այս բանաձևի ստացման ժամանակ, պարզեցնելով հաշվարկները, $\cos^2 \theta$ -ն փոխարինվել է իր միջին արժեքով, այսինքն՝ համարվել է, որ $\cos^2 \theta = \langle \cos^2 \theta \rangle = 1/2$:

Կլանման գործակցի (2.68) բանաձևը անհրաժեշտ է ճշգրտել, քանի որ էլեկտրոնային անցման վերջնական վիճակը հանդիսանում է դոմորային խառնուրդի էներգետիկ սպեկտրի ոչ կապված վիճակ: Այլ կերպ ասած՝ անտեսվել է «էլեկտրոն-իոնացված դոնոր» փոխազդեցությունը, որն ի հայտ է գալիս, երբ $\hbar\omega \geq E_d$: Այդ փոխազդեցության հաշվի առնելը իմպուլսի մատրիցական էլեմենտի բառակուսու մոտ բերում է

$$f(z) = \frac{ze^z}{shz} = \frac{2z}{1 - e^{-2z}}$$

արտադրիչի առաջացման, որտեղ $z = \pi\sqrt{E_d/(\hbar\omega - E_d)}$: Էներգիաների $\hbar\omega \geq E_d$ տիրույթում $f(z) \sim 1$, և (2.68) առնչությունը մնում է ուժի մեջ: Էներգիաների $\hbar\omega \sim E_d$ դեպքում $f(z) \rightarrow 2\pi\sqrt{E_d/(\hbar\omega - E_d)}$, և (2.68)-ի փոխարեն ստացվում է՝

$$\alpha_t(\hbar\omega) \sim \frac{N_d}{\hbar\omega} \frac{(\hbar\omega - E_d)}{[C + (\hbar\omega - E_d)]^4}: \quad (2.69)$$

Այսպիսով՝ հաճախության աճից α_t -ն աճում է գծային օրենքով, այնուհետև անցնելով մաքսիմումի կետով՝ սկսում է արագ նվազել: Մաքսիմումի կետը մոտավորապես համընկնում է $\hbar\omega_{\max} \approx E_d + \hbar^2/2m_n a_{dB}^2$ էներգիաների հետ: Էներգիաների $\hbar\omega \geq E_d$ տեղամասում $\alpha_t(\hbar\omega)$ ֆունկցիան նվազում է $\sqrt{E_d/\hbar\omega}$ օրենքով:

Ծանծաղ խառնուրդներով պայմանավորված կլանման սպեկտրը գտնվում է հեռավոր ԻԿ տիրույթում, քանի որ $E_d \sim 0.01$ էՎ: Ծանծաղ դոնորների գրգռման և իոնացման հետ կապված կլանման փորձարարական դիտման համար չափումները պետք է կատարվեն շատ ցածր ջերմաստիճաններում: Բացի դրանից՝ անհրաժեշտ են համեմատաբար հաստ նմուշներ, քանի որ խառնուրդների ցածր կոնցենտրացիայի պառճառով կլանումը ուժեղ չէ ($\alpha_t < 10$ սմ⁻¹): Բյուրեղի d հաստությունը համարվում է օպտիմալ, եթե $\alpha_t d \sim 1$:

բ) Խառնուրդային մակարդակ - հեռավոր գոտի կլանում: Խառնուրդային կլանման տիրույթը կարող է գտնվել նաև սեփական կլանման եզրի մոտակայքում, եթե կլանումը պայմանավորված է «վալենտային գոտի-իոնացված դոնորային մակարդակ» կամ «իոնացված

ակցեպտորային մակարդակ-հաղորդականության գոտի» անցումներով: Կլանման այս երկու տեսակներն անվանում են համապատասխանաբար դոնորային և ակցեպտորային կլանումներ:

Քննարկենք պարզ պարաբոլական գոտիական կառուցվածքով կիսահաղորդչում ակցեպտորային կլանման դեպքը: Այդպիսի կլանում առաջացնում են

$$\hbar\omega = E_g - E_a + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n} \quad (2.70)$$

էներգիայով ֆոտոնները:

Անցման P_{ca}^ξ մատրիցական էլեմենտը կարելի է հաշվել սովորական ձևով (տե՛ս (2.67)): Քննարկվող դեպքում

$$P_{ca}^\xi = P_{cv}^\xi A(\vec{k}):$$

(2.70)-ից k -ն արտահայտելով $\hbar\omega$ -ով և օգտվելով (2.63)-ից՝ կըստանանք՝

$$\left| P_{ca}^\xi \right|^2 = \frac{64\pi a_{ab} \left| P_{cv}^\xi \right|^2}{\left\{ 1 + 2m_n a_{ab}^2 \left[\hbar\omega - (E_g - E_a) \right] / \hbar^2 \right\}^4}, \quad (2.71)$$

որտեղ a_{ab} -ն ակցեպտորային վիճակի Բորի շառավիղն է:

Կոմբինացված վիճակների $\rho(\hbar\omega)$ խտությունը որոշվում է ակցեպտորների N_a կոնցենտրացիայով և հաղորդականության գոտու վիճակների խտությամբ: Հաշվի առնելով (2.70)-ը՝ կունենանք՝

$$\rho(\hbar\omega) = N_a N(E) = N_a \frac{4\pi}{h^3} (2m_n)^{3/2} (\hbar\omega - E_g + E_a)^{1/2}: \quad (2.72)$$

Այստեղից՝

$$\alpha_t(\omega) \sim \frac{1}{\hbar\omega} \left| P_{ca}^\xi \right|^2 \rho(\hbar\omega) \sim \frac{N_a}{\hbar\omega} \frac{[\hbar\omega - (E_g - E_a)]^{1/2}}{\left[1 + 2m_n a_{ab}^2 (\hbar\omega - E_g + E_a) / \hbar^2 \right]^4}: \quad (2.73)$$

Եթե Ֆերմիի մակարդակը գտնվում է ակցեպտորային մակարդակի մոտակայքում, ապա (2.73)-ում ակցեպտորների իոնացման աստիճանը կարելի է հաշվի առնել

$$\left[1 + \exp \frac{E_v + E_a - F}{k_B T} \right]^{-1}$$

արտադրիչի միջոցով:

(2.73)-ից երևում է, որ ակցեպտորային կլանման սպեկտրը շերտաձև է: Կլանումը սկսվում է $\hbar\omega = E_g - E_a$ էներգիայից, այնուհետև աճում է

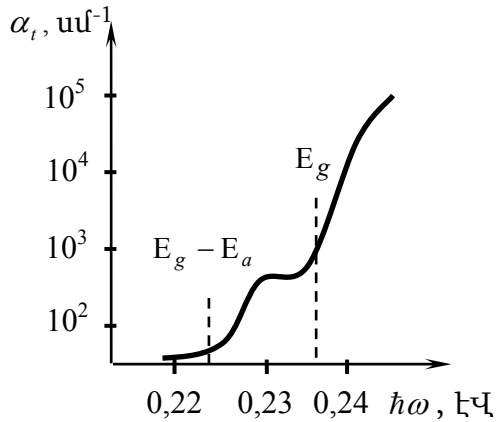
$$\alpha_t(\omega) \sim (\hbar\omega - E_g + E_a)^{1/2} \quad (2.74)$$

օրենքով, քանի որ $\hbar\omega < E_g$ տեղամասում (2.73)-ի հայտարարը ~ 1 է: Այդ նույն հայտարարով է պայմանավորված կլանման հետագա նվազումը $\hbar\omega > E_g$ տիրույթում:

Դժվար չէ համոզվել, որ վերը բերված բանաձևերը կարելի է պարզապես ձևափոխել այնպես, որ ստացվի դոնորային կլանման սպեկտրը: Դրա համար բավական է (2.73)-ում E_a , m_n և a_{dB} մեծությունները փոխարինել համապատասխանաբար

E_d , m_p և a_{dB} համարժեքներով:

Ինչպես տեսնում ենք, խառնուրդային կլանման սպեկտրը իր տեսքով նման է սեփական (միջգոտային) կլանման (2.19) սպեկտրին, որի եզրը, սակայն, տեղաշարժված է դեպի ցածր էներգիաների տի-



Նկ. 2.14.

րույթ խառնուրդի իոնացման էներգիայի չափով: Քանի որ խառնուրդի կոնցենտրացիան սովորաբար փոքր է, քան թույլատրելի գոտում վիճակների խտությունը, ապա $\alpha_t(\hbar\omega)$ -ի արժեքներն ավելի փոքր են, քան միջգոտային անցումների կլանման գործակիցը: Որպես օրինակ՝ նկ. 2.14-ում կիսալոգարիթմական սանդղակով ցույց է տրված $N_a = 4 \times 10^{15} \text{ սմ}^{-3}$ ակցեպտորային խառնուրդ պարունակող p-InSb-ի կլանման սպեկտրը $T = 80\text{K}$ ջերմաստիճանում: Երևում է, որ խառնուրդային կլանումն իր ձևով հիշեցնում է միջգոտային կլանումը, սակայն որի եզրի թվային արժեքը շատ ավելի փոքր է:

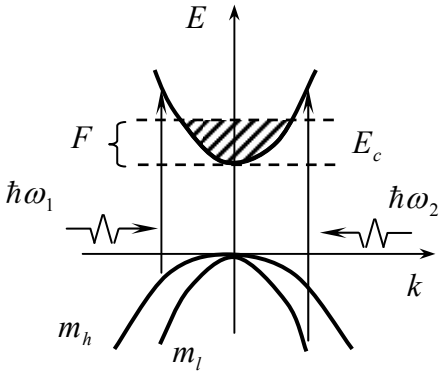
Լույսի կլանում կարող են առաջացնել նաև խառնուրդային մակարդակները, որոնք տեղայնացված են արգելված գոտու խորքում: Խորը էներգետիկ մակարդակներն այլևս չի կարելի նկարագրել ջրածնանման ատոմի մոդելով: Խորը մակարդակների վրա լիցքակիրներն ուժեղ տեղայնացված են: Այդպիսի վիճակների համար Բորի շառավիղը փոքր է ցանցի հաստատունից (այնպես, որ էֆեկտիվ զանգվածի մեթոդը կիրառելի չէ), իսկ լիցքակրի ալիքային ֆունկցիան կառուցվում է Բրոյսի ֆունկցիաներից, որոնց ալիքային \vec{k} վեկտորի արժեքներն ընդգրկում են Բրիլյոնեյի գրեթե ամբողջ գոտին: Խորը մակարդակները մեծ նշանակություն ունեն ազատ լիցքակիրների գեներացիոն-ռեկոմբինացիոն, ինչպես նաև կիսահաղորդչում լույսի ճառագայթման պրոցեսների ժամանակ:

**2.10. Սեփական կլանումը այլասերված կիսահաղորդիչներում:
Բուրշտեյն-Մոսի էֆեկտ**

Այլասերված կիսահաղորդչում Ֆերմի մակարդակը գտնվում է թույլատրելի գոտում: Այդպիսի իրավիճակ ստեղծվում է ուժեղ լեզիրացման դեպքում կամ էլ ուժեղ էլեկտրոնային կամ օպտիկական գրգռումների ժամանակ, երբ ազատ լիցքակիրների կոնցենտրա-

ցիան սկսում է գերազանցել $\sim 10^{19}$ սմ⁻³ մակարդակը: Կիսահաղորդչի լեգիրացման աստիճանի աճին գուզընթաց նվազում է խառնուրդային ատոմների միջին հեռավորությունը, ինչը բերում է խառնուրդային ատոմների միջև փոխազդեցության աճի: Խառնուրդային մակարդակը լայնանում է՝ առաջացնելով խառնուրդային գոտի: Այդպիսի կիսահաղորդչի կլանման սպեկտրը շատ դժվար է ենթարկվում քանակական վերլուծության: Այստեղ կսահմանափակվենք լեգիրացման աստիճանի սահմանային դեպքով, երբ խառնուրդային գոտին լայնանալով միաձուլվում է հիմնական թույլատրված գոտու հետ:

Որոշակիության համար դիտարկենք n -տեսակի ուժեղ լեգիրացված կիսահաղորդչի դեպքը: Եթե չկան կոմպենսացնող խառնուրդներ, ապա էլեկտրոնային գազը կլինի այլասերված: Ֆերմիի մակարդակից ցածր մակարդակները լցված են էլեկտրոններով և չեն կարող մասնակցել միջգոտային օպտիկական



Նկ. 2.15.

անցումներին (նկ. 2.15.): Այստեղից կարելի է եզրակացնել, որ այլասերված կիսահաղորդչի ուղիղ անցումների կլանման եզրը չլեգիրացված բյուրեղի կլանման եզրի նկատմամբ կտեղաշարժվի դեպի ավելի բարձր էներգիաների տիրույթ: Կլանման եզրի այդպիսի շեղումը ստացել է Բուրշտեյն-Մոսի էֆեկտ անվանումը:

Գնահատենք շեղման չափը **ուղիղ, պարաբոլային գոպիական կառուցվածքով** կիսահաղորդչի համար: Ենթադրենք՝ Ֆերմիի մակարդակը գտնվում է հաղորդականության գոտում՝ E_c եզրից F հե-

ռավորության վրա (նկ. 2.15.): E_j վերջնական վիճակների էլեկտրոններով լրացման հավանականությունը որոշվում է Ֆերմի-Դիրակի բաշխման ֆունկցիայով՝

$$f(E_j) = \left[1 + e^{(E_j - F)/k_B T} \right]^{-1} : \quad (2.75)$$

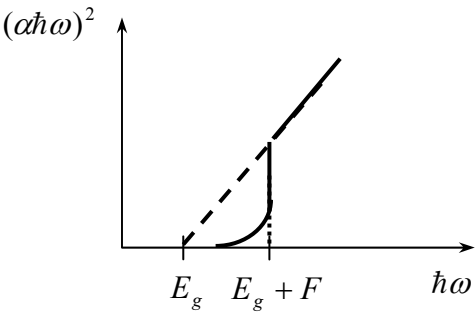
Վալենտային գոտում գտնվող E_i սկզբնական վիճակների համար կարելի է ընդունել, որ $f(E_i) \cong 1$ (էլեկտրոնի E_i սկզբնական և E_j վերջնական վիճակների էներգիաները հաշվարկվում են համապատասխան թույլատրված գոտու եզրից): Եթե չայլասերված կիսահաղորդչի կլանման գործակիցը նշանակենք α_0 , ապա

$$\alpha(\hbar\omega) = \alpha_0(\hbar\omega) [1 - f(\varepsilon_j)] = \alpha_0(\hbar\omega) \left[1 + e^{(F - E_j)/k_B T} \right]^{-1} : \quad (2.76)$$

Օգտվելով էներգիայի պահպանման $\hbar\omega = E_g + E_i + E_j$ օրենքից՝ E_j -ն արտահայտելով $\hbar\omega$ -ով, ինչպես դա արվեց պարագրաֆ 2.2-ում, կստանանք՝

$$\alpha(\hbar\omega) = \alpha_0(\hbar\omega) \left[1 + e^{(F - m_r(\hbar\omega - E_g)/m_n)/k_B T} \right]^{-1} : \quad (2.77)$$

Այս կախվածությունը որակապես պատկերված է նկ. 2.16-ում, այն դեպքի համար, երբ α_0 -ն որոշվում է (2.19.)-ով ($\alpha_0 = A_1 \sqrt{\hbar\omega - E_g}$): Ոչ գրոյական ջերմաստիճանում էլեկտրոնային անցման շեմի Բուրշտեյն-Մոսի տեղաշարժը ուղեկցվում է կլանման եզրի լրոգմամբ՝ պայմանավորված Ֆերմիի



Նկ. 2.16.

բաշխման ֆունկցիայով (նկ. 2.16.):

(2.77) առնչությունը կարելի է գրել գործնական կիրառության համար ավելի հարմար տեսքով՝

$$\hbar\omega = E_g + \left[F - k_B T \ln \left(\frac{\alpha_0}{\alpha} - 1 \right) \right] \left(1 + \frac{m_n}{m_p} \right); \quad (2.78)$$

Երևում է, որ համեմատելով ուժեղ լեզիրացված և համեմատաբար մաքուր նմուշների կլանման կորերը՝ կարելի է որոշել Ֆերմիի F էներգիան և m_n/m_p հարաբերությունը: Մյուս կողմից, եթե համարենք, որ էլեկտրոններն առաջացնում են $n_0 \cong N_d$ կոնցենտրացիայով իդեալական գազ, ապա $T \sim 0$ ջերմաստիճանների տիրույթում

$$F = \frac{\hbar^2}{2m_n} \left(3\pi^2 n_0 \right)^{2/3}; \quad (2.79)$$

Այդ դեպքում կլանման եզրի համար կարելի է գրել՝

$$\hbar\omega_0 = E_g + \left(1 + \frac{m_n}{m_p} \right) F = E_g + \frac{\hbar^2}{2m_r} \left(3\pi^2 n_0 \right)^{2/3}; \quad (2.80)$$

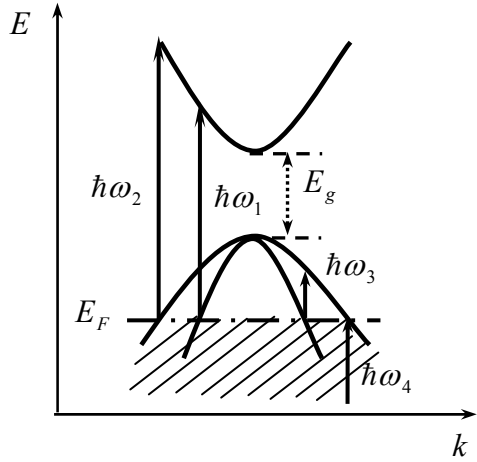
Այստեղից հետևում է, որ Բուրշտեյն-Մոսի էֆեկտը առավել արտահայտված է լիցքակիրների փոքր էֆեկտիվ զանգված ունեցող կիսահաղորդիչներում:

Այժմ հաշվի առնենք, որ կիսահաղորդիչների մեծ մասի մոտ վալենտային գոտին այլասերված է՝ կազմված է ենթագոտիներից: Էլեկտրոնները հաղորդականության գոտի կարող են անցնել ինչպես ծանր, այնպես էլ թեթև խոռոչների ենթագոտիներից: Դրան համապատասխան պետք է առաջանան կլանման երկու շեմեր (նկ. 2.15.), որոնց առանձին-առանձին դիտման հնարավորությունը կախված է թեթև և ծանր խոռոչների էֆեկտիվ զանգվածների $m_{p,l}/m_{p,h}$ հարաբերակցությունից: Եթե նկատի ունենանք, որ $\hbar\omega_1 < \hbar\omega_2$, իսկ ֆոտո-

նի $\hbar\omega$ էներգիայի ածից կլանման գործակիցը աճում է, ապա փորձի պայմաններում սովորաբար դիտվում է միայն $\hbar\omega_1$ շեմը:

Այլասերված p-կիսահաղորդչում Բուրշտեյն-Մոսի էֆեկտը ավելի թույլ է արտահայտված, քան n-տիպի նյութում: Էլեկտրոնի համեմատությամբ խոռոչի ավելի մեծ էֆեկտիվ զանգվածի պատճառով վալենտային գոտում վիճակների խտությունը ավելի մեծ է, և խոռոչային գազի այլասերման համար անհրաժեշտ են ակցեպտորային խառնուրդների ավելի բարձր կոնցենտրացիաներ:

Այլասերված p-կիսահաղորդչում հնարավոր են մաս ծանր և թեթև խոռոչային ենթագոտիների միջև ներգոտային օպտիկական անցումներ, ինչպես ցույց է տրված նկ. 2.17-ում, այնպես, որ կլանման սպեկտրում դիտվում են մի քանի շեմեր: $\hbar\omega_3$ և $\hbar\omega_4$ շեմերով անցումները ներգոտային են:



Նկ. 2.17.

Թեք գոյրիական կառուցվածքով կիսահաղորդիչներում էլեկտրոնային գազի այլասերումը ևս բերում է կլանման եզրի շեղման դեպի կարճ ալիքային (բարձր հաճախային) տիրույթ: Այստեղ պետք է ուշադրություն դարձնել հետևյալ հանգամանքի վրա: Չլեգիրացված կիսահաղորդչի դեպքում ըստ (2.31) բանաձևի՝

$$\alpha_0 \sim (\hbar\omega - E_g \pm \hbar\Omega)^2,$$

իսկ կլանման եզրը համապատասխանում է $E_g \pm \hbar\Omega$ էներգիաներին: Այլասերման դեպքում թեք անցումներ կարող են կատարվել մաս առանց ֆոնոնի մասնակցության: Էլեկտրոնի քվազիիմպուլսի անհրաժեշտ փոփոխությունը ապահովվում է խառ-

նուրդների վրա առաձգական ցրումների հաշվին: Քանի որ խառնուրդային ցրման հավանականությունը համեմատական է խառնուրդների N_d կոնցենտրացիային, ապա $\alpha(\hbar\omega)$ հաճախային կախումը ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

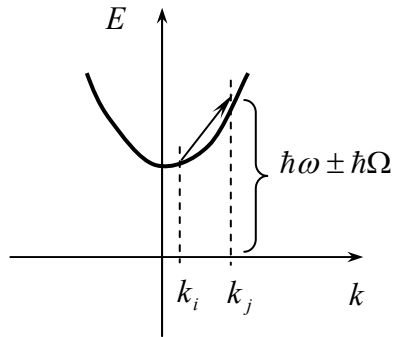
$$\alpha(\hbar\omega)\hbar\omega = \text{const}N_d(\hbar\omega - E_g - F)^2: \quad (2.81)$$

Այս օրինաչափությունը հստակ դիտվում է Si-ում և Ge-ում, երբ $N_d \sim 10^{19}$ սմ⁻³:

Ֆոնոնների կլանման և առաքման զանազան պրոցեսների ներդրումների պատճառով կլանման եզրի տեղաշարժը արտահայտված չէ այնպես հստակ, ինչպես ուղիղ անցումների դեպքում:

2.11. Ներգոտային կլանում

Պինդ մարմնի գոտիական տեսության տեսանկյունից ազատ լիցքակիրների հետ օպտիկական ճառագայթի փոխազդեցությունը կարելի է ներկայացնել որպես ներգոտային օպտիկական անցումներ (նկ. 2.18.): Լույսի կլանման արդյունքում կիսահաղորդչում ազատ լիցքակիրները կարող են անցնել ավելի բարձր մակարդակների՝ մնալով միևնույն գոտու կամ հովտի սահմաններում: Կլանման այս տեսակը կոչվում է ներգոտային կլանում: $\hbar\omega$ էներգիայով օպտիկական ճառագայթի քվանտի կլանման ժամանակ $E(\vec{k}_i)$ էներգիայով ազատ լիցքակիրը անցնում է ավելի բարձր՝ $E(\vec{k}_j)$ էներգիայով մի նոր վիճակի:



Նկ. 2.18.

Ներգոտային կլանումը անխուսափելիորեն ուղեկցվում է էլեկտրոնի քվազիիմպուլսի փոփոխությամբ (նկ.

2.18.): Կիսահաղորդիչների գոտիական կառուցվածքը (դիսպերսիայի կորերի դիքությունները) այնպիսին է, որ քվազիիմպուլսի փոփոխության մեծությունը շատ ավելի մեծ է, քան ֆոտոնի իմպուլսը, այնպես որ՝ էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքների միաժամանակյա կատարումը անհնարին է առանց երրորդ մասնիկի հետ էլեկտրոնի լրացուցիչ փոխազդեցության: Որպես այդպիսի մասնիկ կարող է լինել ֆոնոնը, խառնուրդային ատոմը կամ ցանցի մեկ այլ արատ: Ազատ էլեկտրոնը, որը չի փոխազդում պարբերական ցանցի արատների հետ, ֆոտոն կլանել չի կարող: Իրոք, միայն ֆոտոնի մասնակցությամբ կլանման պրոցեսի էներգիայի և իմպուլսի պահպանման օրենքներն ունեն հետևյալ տեսքերը՝

$$\frac{p_i^2}{2m_n} + \hbar\omega = \frac{p_j^2}{2m_n}, \quad (2.82)$$

$$\vec{p}_i + \frac{\hbar\omega}{c}\vec{c} = \vec{p}_j: \quad (2.83)$$

Երկրորդ հավասարումից \vec{p}_j -ն տեղադրելով առաջին հավասարման մեջ՝ \vec{p}_i քվազիիմպուլսի և լույսի տարածման \vec{c} ուղղությունների միջև θ անկյան համար կստանանք՝

$$\cos\theta = \frac{m_n c}{p_i} \left(1 - \frac{\hbar\omega}{2m_n c^2}\right) \approx \frac{m_n c}{p_i} = \frac{c}{v_i} \gg 1: \quad (2.84)$$

Այս անհավասարությունը չի կարող բավարարվել θ անկյան և ոչ մի արժեքի դեպքում: Հետևաբար, պարզ գոտիական կառուցվածքով կիսահաղորդչում ազատ լիցքակիրների կողմից լույսի կլանում հնարավոր է, եթե ֆոտոնի հետ միաժամանակ կլանվում կամ առաքվում է մաս ֆոնոն, կամ եթե քվազիիմպուլս է փոխանցվում խառնուրդային ատոմին: \vec{k}_i և \vec{k}_j վիճակների միջև ֆոնոնի մասնակցությամբ անցումների դեպքում էներգիայի և քվազիիմպուլսի պահպանման օրենքներն ընդունում են հետևյալ տեսքը՝

$$E(\vec{k}_j) - E(\vec{k}_i) = \hbar\omega \pm \hbar\Omega(\vec{q}_{ph}), \quad (2.85)$$

$$\vec{k}_j - \vec{k}_i = \pm\vec{q}_{ph}: \quad (2.86)$$

Իսկ եթե էլեկտրոնային անցումը կատարվում է խառնուրդային ատոմի մասնակցությամբ, ապա, որպես կանոն, տեղի է ունենում միայն քվազիիմպուլսի փոխանցում: Այդ դեպքում կարելի է օգտվել միայն էներգիայի պահպանման օրենքից՝

$$E(\vec{k}_j) - E(\vec{k}_i) = \hbar\omega: \quad (2.87)$$

Այսպիսով՝ ներգոտային անցումները, ինչպես թեք միջգոտային անցումները, պետք է քննարկել գրգռումների տեսության երկրորդ կարգի մոտավորության հիման վրա: Ավելին՝ ուղիղ միջգոտային անցումների համեմատությամբ, որոնք նկարագրվում են գրգռումների տեսության առաջին կարգի մոտավորությամբ, ներգոտային կլանումը բավականին թույլ է: Սակայն լիցքակիրների զգալի խտությամբ ուժեղ լեզիրացված կիսահաղորդիչներում ազատ լիցքակիրների վրա լույսի կլանումը կարող է հասնել մինչև $\sim 10^3 \div 10^4 \text{ սմ}^{-1}$ արժեքների: Այստեղ տեսության հիմնական դժվարությունը կապված է մատրիցական էլեմենտի որոշման հետ: Ազատ լիցքակիրների կողմից լույսի կլանման քվանտամեխանիկական նկարագրությունը բավականին բարդ և ծավալուն է, բացի դրանից՝ կախված է ֆոտոլիցքակիրների ցրման մեխանիզմից: Այստեղ պարզության համար կոլիտարկենք միայն հարցի դասական վերլուծությունը՝ հիմնված Դրուդեյի մոդելի վրա, որի համար ցրման մեխանիզմի մանրամասները որևէ նշանակություն չունեն: Բացի դրանից՝ $\hbar\omega \ll k_B T$ հեռավոր ԻԿ տիրույթի համար, երբ ֆոտոնի էներգիան շատ ավելի փոքր է ջերմային գրգռման էներգիայից, քվանտամեխանիկական նկարագրության արդյունքները գործնականում շատ լավ համընկնում են ինչպես դասական էլեկտրոնային տեսության, այնպես էլ չափումների արդյունքների հետ:

Կլանման մեջ ազատ լիցքակիրների ներդրումը կարելի է գնահատել (1.31) և (1.32) դասական առնչությունների հիման վրա: Այդ արտահայտություններում առանձնացնենք n_0 կոնցենտրացիայով և m_n էֆեկտիվ զանգվածով հաղորդականության էլեկտրոններին բնութագրող անդամը: Հաշվի առնելով, որ ազատ էլեկտրոնի ռեզոնանսային (կամ տատանումների) հաճախությունը հավասար է զրոյի, կարելի է գրել՝

$$\begin{aligned} \varepsilon_1(\omega) &= 1 - \frac{n_0 e^2}{m_n \varepsilon_0} \frac{1}{\omega^2 + \tau^{-2}} + \sum_i \frac{N_i e_i^2}{\varepsilon_0 m_i} \frac{\omega_{0i}^2 - \omega^2}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \tau_i^{-2}}, \\ \varepsilon_2(\omega) &= -\frac{n_0 e^2}{m_n \omega \varepsilon_0} \frac{\tau^{-1}}{\omega^2 + \tau^{-2}} + \sum_i \frac{N_i e_i^2}{\varepsilon_0 m_i} \frac{\omega \tau_i^{-1}}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \tau_i^{-2}}: \end{aligned} \quad (2.88)$$

Իոնային կապի փոքր բաժնեմասով կիսահաղորդիչներում (2.88)-ի աջ մասի վերջին գումարելիին հիմնականում բնութագրում է վալենտային էլեկտրոնների ներդրումը ε_1 -ի և ε_2 -ի մեջ: Վալենտային էլեկտրոնների սեփական տատանումների ω_{0i} հաճախությունները գտնվում են սեփական կլանման շերտի տիրույթում: Կլանման եզրից մեծ ալիքի երկարությունների դեպքում (2.88)-ի վերջին գումարելիին գործնականում կախված չէ հաճախությունից, այնպես որ՝

$$\varepsilon_1(\omega) = \varepsilon(0) - \frac{n_0 e^2}{m_n \varepsilon_0} \frac{1}{\omega^2 + \tau^{-2}}: \quad (2.85)$$

Այստեղ

$$\varepsilon(0) \equiv 1 + \sum_k \frac{N_k e_k^2}{\varepsilon_0 m_k} \frac{1}{\omega_{0k}^2}$$

մեծությունը բյուրեղի դիէլեկտրիկ թափանցելիությունն է ազատ լիցքակիրների բացակայության դեպքում: Եթե ազատ լիցքակիրների կոնցենտրացիան շատ բարձր չէ, ապա լավ մոտավորությամբ կարե-

լի է համարել, որ $\varepsilon_1(\omega) \cong \varepsilon(0) = n_1^2$: Այդ պայմաններում ազատ լից-
քակիրներն ազդում են միայն ε_2 -ի և դրա հետ կապված կլանման
գործակցի վրա: Օգտվելով նաև $\varepsilon_2 = cn_1\alpha(\omega)/\omega$ (1.55) կապից՝
կլանման գործակցի համար կունենանք՝

$$\alpha(\omega) = \frac{n_0 e^2}{cm_n \varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon(0)}} \frac{\tau^{-1}}{\omega^2 + \tau^{-2}} : \quad (2.86)$$

Ակնհայտ է, որ $\alpha \rightarrow 0$; $\alpha \rightarrow 0$: $1/\tau \rightarrow \infty$ դեպքը տրիվիալ

է, քանի որ այն համապատասխանում է շարժվելու ունակությունը
կորցրած էլեկտրոնին: $1/\tau \rightarrow 0$ պայմանը քվանտային մեխանի-
կայի տեսանկյունից համարժեք է էլեկտրոնի ցրման բացակայությա-
նը: Քանի որ ռելաքսացիայի τ ժամանակը կախված է էլեկտրոնի
էներգիայից, ապա (2.86)-ը պետք է միջինացնել ըստ էներգիաների՝

$$\alpha(\omega) = \frac{n_0 e^2}{cm_n \varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon(0)}} \left\langle \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \right\rangle : \quad (2.87)$$

Կլանման սպեկտրի ձևի վերլուծության համար հարմար է դի-
տարկել $\omega\tau \ll 1$ և $\omega\tau \gg 1$ սահմանային դեպքերը:

Շատ ցածր հաճախությունների $\omega\tau \ll 1$ տիրույթում, ըստ (2.87)-
ի, կլանման գործակիցն ընդհանրապես կախված չէ լույսի հաճա-
խությունից՝

$$\alpha(\omega) = \frac{n_0 e^2}{cm_n \varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon(0)}} \langle \tau \rangle : \quad (2.88)$$

Ինչպես տեսնում ենք, α -ն համեմատական է բյուրեղի $\sigma_n = en_0\mu_n$
հաղորդականությանը, քանի որ $\mu_n \sim \langle \tau \rangle$:

Բարձր հաճախությունների $\omega\tau \gg 1$ ($\tau \sim 10^{-13}$ վ) տիրույթում՝

$$\alpha(\omega) = \frac{n_0 e^2}{cm_n \varepsilon_0 \sqrt{\varepsilon(0)}} \frac{1}{\omega^2} \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle, \quad (2.89)$$

հետևաբար՝

$$\alpha(\omega) \sim \frac{1}{\omega^2} \left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle \sim \lambda^2: \quad (2.90)$$

Ներգոտային կլանման պրոցեսի քվանտամեխանիկական քննարկումը ցույց է տալիս, որ (2.89) բանաձևը համապատասխանում է այն դեպքին, երբ τ -ն կախված չէ էներգիայից: Հետևաբար, (2.89) բանաձևը կիրառելի է այն ֆոտոնների համար, որոնց էներգիան շատ փոքր է էլեկտրոնների միջին էներգիայից՝ $\omega\tau \ll k_B T$: Ինչպես տեսնում ենք, հաճախության աճից կլանումը նվազում է: Եթե, ընդհակառակը, ֆոտոնի էներգիան բավարարում է $\omega\tau \gg k_B T$ պայմանին, ապա (2.89) արտահայտության վերջնական տեսքը կախված է էլեկտրոնների էներգիայի ցրման մեխանիզմներից: Ցրման պրոցեսները հիմնականում անկախ են և աղիտիվ, այսինքն՝

$$\left\langle \frac{1}{\tau} \right\rangle = \left\langle \frac{1}{\tau_{ac}} \right\rangle + \left\langle \frac{1}{\tau_{op}} \right\rangle + \left\langle \frac{1}{\tau_{ion}} \right\rangle + \dots: \quad (2.91)$$

Այստեղ τ_{ac} , τ_{op} և τ_{ion} -ն համապատասխանաբար ակուստիկական, օպտիկական և խառնուրդային իոնների վրա ցրումներով պայմանավորված էլեկտրոնի քվազիհմպուլսի ռելաքսացիայի ժամանակներն են: Ըստ տեսական հաշվարկների՝ $\omega\tau \gg k_B T$ դեպքում

$$\left\langle \frac{1}{\tau_{ac}} \right\rangle \sim (\hbar\omega)^{1/2},$$

$$\left\langle \frac{1}{\tau_{op}} \right\rangle \sim (\hbar\omega)^{-1/2},$$

$$\left\langle \frac{1}{\tau_{ion}} \right\rangle \sim (\hbar\omega)^{-3/2},$$

հետևաբար՝

$$\alpha(\lambda) = \alpha_{ac} + \alpha_{opt} + \alpha_{ion} = A\lambda^{3/2} + B\lambda^{5/2} + C\lambda^{7/2}, \quad (2.92)$$

որտեղ A -ն, B -ն և C -ն որոշակի հաստատուններ են: Կախված գիտափորձի պայմաններից՝ գերակշռող կարող է լինել ցրման այս կամ այն մեխանիզմը:

Այսպիսով՝ ըստ ներգոտային կլանման քվանտամեխանիկական նկարագրության՝ $\hbar\omega \gg k_B T$ տիրույթում կլանման գործակցի համար տեղի ունի $\alpha(\lambda) \sim \lambda^\beta$ կախվածությունը, որտեղ $\beta > 1$ և կախված է ցրման մեխանիզմից. ակուստիկական ֆոնոնների վրա ցրումների դեպքում $\beta = 1,5$, օպտիկական ֆոնոնների վրա ցրումների դեպքում $\beta = 2,5$, իոնացված խառնուրդների վրա ցրումների դեպքում $\beta = 3 \div 3,5$: Երևում է, որ անկախ ցրման մեխանիզմից՝ հաճախության աճից կլանումը նվազում է: Ցածր հաճախությունների $\hbar\omega \ll k_B T$ տիրույթում ներգոտային կլանման քվանտային տեսությունից ստացվում է $\beta \approx 2$ արժեքը, այսինքն՝ սպեկտրալ կախվածությունը համընկնում է Դրուդեյի մոդելից բխող եզրակացությունների հետ: Նշված առանձնահատկություններից հետևում է, որ ազատ լիցքակիրների կլանման սպեկտրի ձևի հետազոտությունների արդյունքները կարելի է օգտագործել ռելաքսացիայի ժամանակի որոշման և դրանով էլ՝ ցրման մեխանիզմների պարզաբանման նպատակով:

Գլուխ 3.

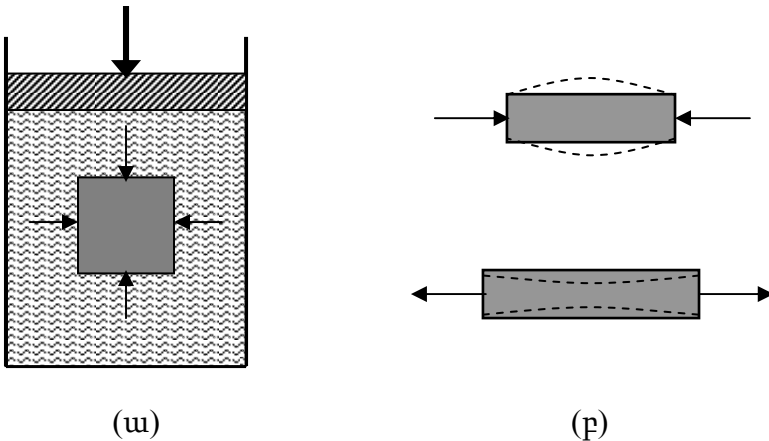
Արտաքին գործոնների ազդեցությունը կլանման սպեկտրի վրա

3.1. Ճնշման ազդեցությունը կլանման սպեկտրի վրա

Կիսահաղորդիչների մեծ մասի բյուրեղային ցանցն օժտված է խորանարդային սիմետրիայով: Մեխանիկական ազդեցությունների միջոցով բյուրեղային ցանցը կարելի է ենթարկել տարատեսակ դեֆորմացիաների: Դեֆորմացիան նվազեցնում է խորանարդային ցանցի սիմետրիայի աստիճանը, ինչն էլ հանգում է էներգետիկ գոտիների ձևավորման: Վերջինս ազդում է կիսահաղորդչի օպտիկական և էլեկտրական հատկությունների վրա:

Բյուրեղի հնարավոր տարբեր դեֆորմացիաների շարքում առաջին հերթին հետաքրքրություն են ներկայացնում հետևյալ երկու հիմնական տեսակները՝

- բազմակողմանի (հիդրոստատիկ) սեղմում (նկ. 3.1. (ա)),
- միակողմանի (միառանցքային) սեղմում կամ ձգում (նկ. 3.1. (բ)):



Նկ. 3.1.

Նախ դիտարկենք հիդրոստատիկ սեղմման դեպքը: Բյուրեղի հիդրոստատիկ սեղմման ժամանակ ատոմների միջև հեռավորությունը փոքրանում է: Դա բերում է բոլոր մակարդակների պոտենցիալ էներգիաների փոփոխության, որը նկարագրվում է դեֆորմացիոն պոտենցիալի միջոցով: Թույլ դեֆորմացիաների դեպքում կարելի է համարել, որ E մակարդակի էներգիան ցանցի հաստատունի Δa փոփոխությունից փոխվում է գծային օրենքով՝

$$E(P) = E(0) + E_1 \Delta a,$$

որտեղ E_1 -ը որոշակի պարամետր է, որը կախված է մակարդակի բնույթից: Համարելով, որ Δa դեֆորմացիան համեմատական է արտաքին P ճնշմանը, կարելի է գրել՝

$$E(P) = E(0) + \left. \frac{dE}{dP} \right|_{P=0} P :$$

Այստեղ $dE/dP|_{P=0}$ -ն կոչվում է ճնշման գործակից, որը $\sim 10^{-6}$ էՎ/բար կարգի մեծություն է (1 բար = 10^5 Պա):

Նկատի ունենալով հաղորդականության և վալենտային գոտիների եզրերի

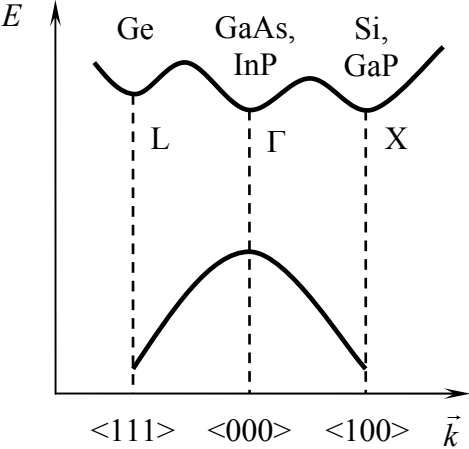
$$E_c(P) = E_c(0) + \left. \frac{dE_c}{dP} \right|_{P=0} P,$$

$$E_v(P) = E_v(0) + \left. \frac{dE_v}{dP} \right|_{P=0} P$$

փոփոխությունները՝ կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնության կախումը արտաքին ճնշումից կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$E_g(P) = E_g(0) + \left(\left. \frac{dE_c}{dP} - \frac{dE_v}{dP} \right) \right)_{P=0} P = E_g(0) + \left. \frac{dE_g}{dP} \right|_{P=0} P :$$

Արգելված գոտու լայնության փոփոխության մանրամասները կախված են այն բանից, թե Բրիլյոնեի գոտու որ կետերում են գտնվում հաղորդականության և վալենտային գոտիների էքստրեմումները: Վալենտային գոտու բացարձակ մաքսիմումը հիմնականում գտնվում է Բրիլյոնեի գոտու կենտրոնում՝ Γ կետում, իսկ հաղորդականության գոտու եզրը կարող է գտնվել ինչպես Γ (GaAs, InP, CdTe և այլն), այնպես էլ X (Si, GaP) և L (Ge) կետերում (նկ. 3.2.): Ճնշման ազդեցության հետևանքով տարբեր մինիմումներ էներգիայի առանցքով տեղաշարժվում են տարբեր ուղղություններով և տարբեր չափով: Այնպես որ՝ նորմալ պայմաններում թեք գոտիական կառուցվածք ունեցող կիսահաղորդիչը ճնշման ազդեցության տակ կարող է փոխակերպվել ուղղագոտի կիսահաղորդիչի, և ընդհակառակը: Որոշակի ճնշման դեպքում արգելված գոտին անհետանում է՝



Նկ. 3.2.

$E_g(P) = 0$, և տվյալ կիսահաղորդիչը փոխակերպվում է մետաղի (Մոտի փուլային անցում): Առավել բարդ երևույթներ են դիտվում միառանցքային ճնշման դեպքում, երբ բյուրեղի սիմետրիայի փոփոխությունը շատ ավելի զգալի է հիդրոստատիկ սեղմման համեմատ:

Ակնհայտ է, որ ճնշման ազդեցության տակ էապես փոխվում են բյուրեղի օպտիկական հատկությունները: Արգելված գոտու լայնության փոփոխությունը բերում է սեփական կլանման եզրի տեղաշարժի: Ըստ գիտափորձի տվյալների՝ կիսահաղորդիչների մեծ մասի մոտ ճնշման աճից կլանման եզրը տեղաշարժվում է դեպի կարճ

ալիքների տիրույթ, ընդ որում՝ $E_g(P)$ կախման գծայնությունը պահպանվում է մինչև տասնյակ կիլոբար ճնշումներ: Բարձր ճնշումների դեպքում $E_g(P)$ կախվածության կորի վրա հաճախ առաջանում են կոտրվածքներ, երբ մի գծային տեղամասը փոխարինվում է մեկ այլ գծային տեղամասով՝ միևնույն կամ անգամ հակառակ թեքությամբ: Այդպիսի կոտրվածքը վկայում է բացարձակ միմիմումների (հովիտների) տիպերի փոփոխության մասին:

Խառնուրդների ակտիվացման էներգիաները ճնշումից անմիջական կախում չունեն, սակայն կարող են աննշան փոխվել դիէլեկտրիկ թափանցելիության փոփոխման պատճառով: Այլ կերպ ասած՝ խառնուրդային կամ էքսիտոնային մակարդակը տեղաշարժվում է այն գոտու եզրի հետ միասին, որի հետ կապված է: Սակայն, երբ ճնշման ազդեցության տակ փոխվում է հաղորդականության գոտու միմիմումի տիպը (օրինակ՝ L տիպի միմիմումը դառնում է X տիպի միմիմում), կարուկ, թռիչքաձև փոխվում է նաև էլեկտրոնի էֆեկտիվ զանգվածը: Հետևաբար, փոխվում է դոնորի իոնացման էներգիան, որն իր հերթին ազդում է խառնուրդային մակարդակի լցվածության աստիճանի և, հետևաբար, խառնուրդային կլանման վրա: Նման ձևով է մեկնաբանվում նաև արտաքին ճնշման ազդեցությունը էքսիտոնային կլանման սպեկտրի վրա:

3.2. Ջերմաստիճանի ազդեցությունը կլանման սպեկտրի վրա

Բյուրեղի ջերմաստիճանի փոփոխությունը կարող է էական ազդեցություն ունենալ կիսահաղորդչի այն բոլոր պարամետրերի վրա, որոնցով որոշվում է լույսի կլանումը: Այդպիսի պարամետրեր են էներգետիկ մակարդակների դիրքը և լայնությունը, անցման հավանականությունն ու էլեկտրոնների բաշխումը ըստ էներգիաների: Էներգետիկ մակարդակների վրա ջերմաստիճանի ազդեցությունն առաջին հերթին դրսևորվում է սեփական կլանման շեմի (եզրի) տե-

ղաշարժի ձևով: Մեփական կլանման շենը որոշվում է կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնությամբ, որն իր հերթին կախված է ջերմաստիճանից: Կիսահաղորդիչների մեծ մասի մոտ ջերմաստիճանի աճից արգելված գոտու լայնությունը նվազում է: Բացառություն են կազմում կապարի հալկոգենիդները, որոնցում ջերմաստիճանի աճից արգելված գոտու լայնությունն աճում է:

$E_g(T)$ կախվածության երկակի վարքը բացատրվում է մի շարք ֆիզիկական գործոններով, որոնց շարքում կարելի է նշել ցանցի հաստատունի, էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության և ցանցի տատանումների ինտենսիվությունների ջերմաստիճանային կախվածությունները: Այսպես՝ էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցությունն առաջացնում է գոտիների լրգում: Իրոք, իրականում միայն $T = 0^{\circ}\text{Կ}$ ջերմաստիճանում է, որ իդեալական բյուրեղի էլեկտրոնային վիճակները միարժեքորեն որոշվում են ալիքային \vec{k} վեկտորով, իսկ գոտիների եզրերը հստակ ընդգծված են: Ոչ գրոյական ջերմաստիճանում ցանցի ջերմային տատանումներն առաջացնում են բյուրեղի պոտենցիալի պարբերականության խախտումներ (դինամիկ արատներ կամ ֆոնոններ): Այդպիսի արատները հանդիսանում են էլեկտրոնների ցրման էֆեկտիվ կենտրոններ: Յրումը էլեկտրոն-արատ փոխազդեցության շատ կարճ տևողությամբ պրոցես է, որի արդյունքում փոխվում է էլեկտրոնի քվազիիմպուլսը: Երկու հաջորդական ցրումների միջև ընկած $\Delta t = \tau$ ժամանակահատվածում, երբ էլեկտրոնը շարժվում է բյուրեղային տարածության պարբերականության խախտումներ չունեցող տեղամասում (ազատ վազքի երկարություն), ալիքային վեկտորը չի փոխվում: Ասվածից հետևում է, որ էլեկտրոնը \vec{k} վիճակում գտնվում է միայն որոշակի՝ վերջավոր տևողությամբ τ ժամանակահատվածում: Ազատ վազքի τ ժամանակը ձեռք է բերում տվյալ վիճակում էլեկտրոնի կյանքի տևողության իմաստ, հետևաբար, առաջանում է էներգիայի $\Delta E \approx \hbar / \tau$ անորոշություն: Ջերմաստիճանի աճից ΔE անորոշությունը, որն անվանում են նաև էներգե-

տիկ մակարդակի լայնություն, աճում է, քանի որ նվազում է τ -ն: Այսպիսով՝ ջերմաստիճանի աճը բերում է էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության ուժեղացման, ինչը հանգեցնում է վալենտային և հաղորդականության գոտիների էներգետիկ մակարդակների, այդ թվում նաև E_v և E_c եզրերի ΔE_v և ΔE_c լայնությունների աճի: Վերջինս նշանակում է E_g -ի նվազում:

Ըստ գոտիական տեսության՝ կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնությունը որոշվում է հարևան ատոմների էլեկտրոնների ալիքային ֆունկցիաների փոխձածկման աստիճանով. ինչքան մեծ է փոխձածկման աստիճանը, այնքան փոքր է E_g -ն: Բյուրեղի ջերմային ընդարձակման երևույթը հանգեցնում է ալիքային ֆունկցիաների փոխձածկման աստիճանի փոքրացման, հետևաբար՝ E_g -ի մեծացման: Ցանցի ջերմային տատանումների ինտենսիվության աճը, ընդհակառակը, մեծացնում է ալիքային ֆունկցիաների փոխձածկման աստիճանը, հետևաբար՝ փոքրացնում է E_g -ն:

Վերը նշված երեք հիմնական գործոնների համատեղ ազդեցության հետևանքով $E_g(T)$ կախումը ձեռք է բերում բավականին բարդ տեսք: Ջերմաստիճանների լայն տիրույթում կատարված չափման արդյունքների ընդհանրացման ճանապարհով հայտնաբերվել է հետևյալ էմպիրիկ բանաձևը՝

$$E_g(T) = E_g(T = 0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} : \quad (3.1)$$

Այստեղ α -ն և β -ն դրական որոշակի հաստատուններ են, որոնց արժեքները մի քանի կիսահաղորդիչների համար բերված են աղյուսակում:

կիսահաղորդիչ	$E_g(T = 0)$, էՎ	α , էՎ/Կ	β , Կ
--------------	-------------------	-----------------	-------------

Ge	0,741	$4,56 \times 10^{-4}$	210
Si	1,156	$7,02 \times 10^{-4}$	1108
GaAs	1,522	$8,81 \times 10^{-4}$	572

Ինչպես երևում է (3.1) արտահայտությունից, $T \gg \beta$ ջերմաստիճանների տիրույթում $E_g(T)$ կախումը գծային է: (3.1) բանաձևով նկարագրվող կախում դիտվում է A_4 , A_3B_5 , ինչպես նաև A_2B_6 խմբի մի շարք (CdTe, ZnS, ZnO, CdS) կիսահաղորդչային միացությունների մոտ: Անոմալ $E_g(T)$ ջերմաստիճանային կախումներ ունեն կապարի հալկոգենիդների խմբի որոշ կիսահաղորդիչներ՝ PbS-ը, PbSe-ը, PbTe-ը: Վերջիններս ուղղագոտի կիսահաղորդիչներ են, որոնց հիմնական էքստրեմումները գտնվում են Բրիլյոնեյի գոտու L ($<111>$) կետում: Այդ կիսահաղորդիչներում ջերմաստիճանի աճից E_g -ն աճում է, օրինակ՝ PbS-ում՝ $E_g(290K) = 0,41$ էՎ, $E_g(77K) = 0,31$ էՎ, $E_g(4K) = 0,29$ էՎ:

$E_g(T)$ կախվածության պատճառով ջերմաստիճանի փոփոխությունը հանգեցնում է օպտիկական կլանման եզրի տեղաշարժի: Այսպես, օրինակ, ուղիղ թույլատրելի անցումների դեպքում, երբ $\alpha(\hbar\omega) \sim \sqrt{\hbar\omega - E_g(T)}$, կիսահաղորդիչների մեծ մասի մոտ ջերմաստիճանի նվազումից կլանման եզրը շեղվում է դեպի բարձր էներգիաների տիրույթ: Ոչ ուղղագոտի կիսահաղորդիչներում կլանման պրոցեսին ֆոնոնի մասնակցության պատճառով $\alpha(\hbar\omega) \sim (\hbar\omega - E_g(T) \pm \hbar\Omega)^2$ օրինաչափության ջերմաստիճանային կախումը ջերմաստիճանի փոփոխության նկատմամբ էլ ավելի զգայուն է:

Նմանատիպ ձևով կարելի է քննարկել խառնուրդային և էքսիտոնային կլանումները: Ջերմաստիճանի աճից խառնուրդային մակար-

դակների դիրքը փոխվում է այնպես, որ իոնացման էներգիան մնում է անփոփոխ: Էքսիտոնի կապի էներգիան *և* կախված չէ ջերմաստիճանից: Սակայն ջերմաստիճանի աճից էքսիտոնի կյանքի տևողությունը նվազում է, որի հետևանքով տեղի է ունենում էներգետիկ մակարդակի լայնացում, ինչը հանգեցնում է էքսիտոնային կլանման գծի լայնացման:

Շատ դեպքերում կլանման վրա ջերմաստիճանի ազդեցության հիմնական էֆեկտը կարող է պայմանավորված լինել էներգետիկ մակարդակների բնակեցվածության փոփոխությամբ: Ցանկացած $E_i \rightarrow E_j$ անցումների համար կլանման գործակցի ընդհանուր (2.6) արտահայտությունում առկա է $|f(E_i) - f(E_j)|$ արտադրիչը, որը բացառում է անցումները լրացված մակարդակների կամ էլ ազատ մակարդակների միջև: Կիսահաղորդչի հավասարակշիռ վիճակի դեպքում $f(E)$ բաշխման ֆունկցիան որպես պարամետր պարունակում է Ֆերմիի մակարդակը, իսկ անհավասարակշիռ վիճակի դեպքում՝ Ֆերմիի քվազիմակարդակը: Երկու դեպքերում էլ այդ պարամետրերը բավականին զգայուն են ջերմաստիճանի նկատմամբ: Ջերմաստիճանից շատ ուժեղ կարող են փոխվել խառնուրդային կենտրոնի իոնացման աստիճանն ու ըստ հովիտների էլեկտրոնների բաշխումը: Այսպես՝ ջերմաստիճանի աճից կտրուկ նվազում կամ ընդհանրապես անհետանում է «խառնուրդային մակարդակ-թույլատրելի գոտի» անցումներով պայմանավորված կլանումը: Բյուրեղի ջերմաստիճանը ազդում է նաև ֆոնոնային վիճակների լրացվածության, հետևաբար՝ լույսի ցանցային կլանման վրա:

3.3. Էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը կլանման սպեկտրի վրա: Ֆրանց-Կելդիշի էֆեկտ

Էլեկտրական դաշտը փոխում է կիսահաղորդչի էներգետիկ սպեկտրը, ինչն ազդում է էլեկտրոնային անցման հավանականության և օպտիկական կլանման սպեկտրի վրա: Ենթադրենք՝ $d \ll L_S$ (որտեղ L_S -ը էկրանավորման շառավիղն է) հաստությամբ կիսահաղորդչային բյուրեղի բարակ նմուշը գտնվում է $\vec{\mathcal{E}}$ լարվածությամբ համասեռ արտաքին էլեկտրական դաշտում: Այդ դեպքում ազատ q լիցքակրի (էլեկտրոնի կամ խոռոչի) պոտենցիալ էներգիան որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝

$$U(\vec{r}) = U_0(\vec{r}) - q\vec{\mathcal{E}}\vec{r}, \quad (3.2)$$

որտեղ $U_0(\vec{r})$ -ն ցանցի պարբերությամբ պարբերական ֆունկցիա է, որը համապատասխանում է $\vec{\mathcal{E}} = 0$ դեպքում լիցքակրի պոտենցիալ էներգիային:

Եթե (3.2) արտահայտության երկրորդ գումարելին կոորդինատից փոխվում է ավելի դանդաղ, քան $U_0(\vec{r})$ -ն, ապա ազատ լիցքակրի էներգիայի սեփական արժեքների համար կարելի է գրել՝

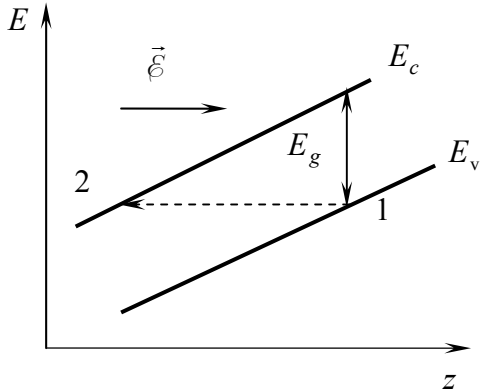
$$E(\vec{k}) = E_0(\vec{k}) - q\vec{\mathcal{E}}\vec{r}: \quad (3.3)$$

Այստեղ $E_0(\vec{k})$ -ն ազատ լիցքակրի էներգիայի կախումն է ալիքային վեկտորից (դիսպերսիայի օրենք) էլեկտրական դաշտի բացակայության դեպքում:

Համարենք, որ էլեկտրական դաշտը ուղղված է z առանցքով: Այդ դեպքում էլեկտրոնի համար ($q = -e$) (3.3)-ն ընդունում է հետևյալ տեսքը՝

$$E(\vec{k}) = E_0(\vec{k}) + e\mathcal{E}z: \quad (3.4)$$

Ինչպես տեսնում ենք, էլեկտրական դաշտում դիսպերսիայի կորերը կախված են նաև կորորդինատից: \vec{k} -տարածության մեջ էներգետիկ գոտիները չեն ձևավորվում, սակայն z առանցքով գոտիները թեքվում են, ինչպես ցույց է տրված նկ. 3.3-ում: Երևում է, որ էլեկտրական դաշտում գտնվող կիսահաղորդչում բացակայում է էներգիաների սովորական իմաստով արգելված գոտին, քանի որ լիցքակիրը կարող է վալենտային գոտուց քունելային անցում կատարել դեպի հաղորդականության գոտի: $1 \rightarrow 2$ քունելային անցման (նկ. 3.3.) հավանականությունը կախված է եռանկյունաձև պոտենցիալային արգելքի $\Delta z = E_g / e\mathcal{E}$ լայնությունից և E_g բարձրությունից ու որոշվում է հետևյալ արտահայտությամբ՝



Նկ. 3.3.

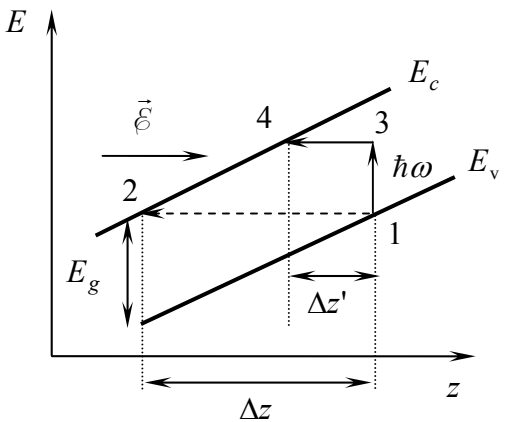
$$W = W_0 \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_0}{\mathcal{E}}\right): \quad (3.5)$$

Այստեղ $\mathcal{E}_0 = (8m_r)^{1/2} E_g^{3/2} / 3e\hbar$, իսկ m_r -ն էլեկտրոն-խոռոչ զույգի բերված զանգվածն է:

Եթե համարենք, որ $E_g = 1$ էՎ, իսկ $m_r = 0.1m_0$, ապա ստացվում է՝ $\mathcal{E}_0 = 10^7$ Վ/սմ:

Վալենտային գոտուց հաղորդականության գոտի էլեկտրոնի թունելային անցման էֆեկտը, որը դիտվում է փորձնականորեն $\mathcal{E} \geq 0,1 \times \mathcal{E}_0 = 10^6$ Վ/սմ լարվածությամբ էլեկտրական դաշտերում, կոչվում է Ջիների էֆեկտ: Գոտի-գոտի թունելային անցման հավանականությունը այնքան մեծ է, որքան փոքր է արգելքի Δz լայնությունը, այսինքն՝ որքան կտրուկ է գոտիների թեքությունը: Ըստ գնահատումների՝ թունելային անցման հավանականությունը արհամարհելի փոքր է $\mathcal{E} \leq 10^5$ Վ/սմ լարվածությամբ դաշտերում: Սակայն այդ նույն դաշտերի դեպքում էլեկտրոնի թունելավորման հավանականությունն աճում է, եթե պրոցեսին մասնակցում է $\hbar\omega$ էներգիայով ֆոտոն:

$\hbar\omega$ էներգիայով լույսի քվանտի կլանման դեպքում կարելի է ասել, որ արգելքի լայնությունը փոքրանում է $\Delta z' = (E_g - \hbar\omega) / e\mathcal{E}$ չափով (նկ. 3.4, $3 \rightarrow 4$ անցումը): $E_g - \hbar\omega$ տարբերության աճից անցման հավանականությունը պետք է արագ նվազի: Ստացվում է, որ հաստատուն էլեկտրական դաշտում բյուրեղի սեփական



Նկ. 3.4.

կլանման եզրը ֆոտոն կլանող էլեկտրոնի թունելավորման պատճառով պետք է տեղաշարժվի դեպի երկարալիքային տիրույթ: Այս երևույթը, որը տեսականորեն կանխագուշակվել է Ֆրանցի և Կելդիշի կողմից, կոչվում է Ֆրանց-Կելդիշի էֆեկտ:

Ստորև կներկայացվեն միայն կլանման եզրի մոտակայքի համար ստացված տեսական արդյունքները իզոտրոպ էֆեկտիվ զանգվածով ուղղագոտի կիսահաղորդչի համար:

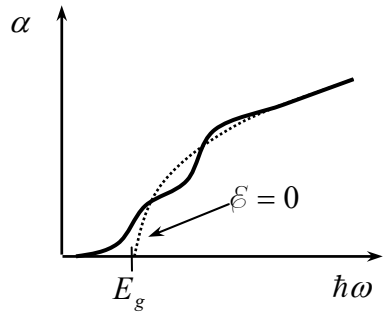
Արտաքին էլեկտրական դաշտի առկայության պայմաններում կլանման գործակցի հաշվարկը բավական բարդ է: Այնուամենայնիվ, $\hbar\omega < E_g$ դեպքում ուղիղ անցումներով պայմանավորված կլանման գործակցի հաշվարկը բերում է հետևյալ արտահայտությանը՝

$$\alpha \approx \frac{A_1 E_r^{3/2}}{\omega(E_g - \hbar\omega)} \exp\left[\left(-\frac{3}{4}\left(\frac{(E_g - \hbar\omega)}{E_r}\right)^{3/2}\right)\right], \quad (3.6)$$

որտեղ $E_r = (e^2 \mathcal{E}^2 \hbar^2 / 2m_r)^{1/3}$:

Այս արտահայտությունը իրավացի է համեմատաբար թույլ դաշտերի դեպքում, երբ $E_g - \hbar\omega \gg E_r$: (3.6) բանաձևը նկարագրում է Ֆրանգ-Կելդիշի էֆեկտը, որը դիտվում է որպես $\mathcal{E} \geq 1$ կՎ/սմ դաշտերում կիսահաղորդչի կլանման եզրի տեղաշարժ: Ուղիղ անցումների դեպքում այն սխեմատիկորեն ցույց է տրված նկ. 3.5-ում: Ինչպես տեսնում ենք, $\hbar\omega < E_g$ տիրույթում կլանման գործակիցը զրո չէ՝ այն

$(E_g - \hbar\omega)$ -ի աճից նվազում է էքսպոնենցիալ օրենքով: Էլեկտրական դաշտում որպես միջգոտային անցման սահման պայմանակառուցում ընդունում են այն $\hbar\omega_0$ էներգիան, որի դեպքում (3.6)-ի էքսպոնենտի ցուցիչը հավասարվում է մեկի՝ $\hbar\omega_0 = E_g - E_r$: Հետևաբար, կլանման եզրի տեղաշարժը կազմում է $\Delta(\hbar\omega_0) \approx E_r$:

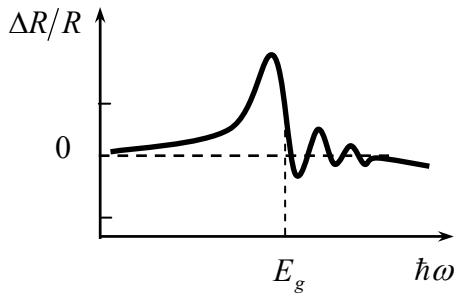


Նկ. 3.5.

Եթե համարենք, որ $m_r \approx m_0$, ապա $\xi \approx 5 \times 10^4$ վ/սմ էլեկտրական դաշտի ազդեցության դեպքում շեղման չափը ստացվում է 10 մեՎ:

Նկ. 3.5-ից երևում է, որ $\hbar\omega > E_g$ տեղամասում կլանման գործակիցն ունի բնորոշ օսցիլացիաներ: Էլեկտրական դաշտի լարվածության աճից օսցիլացիաների ամպլիտուդը և $\Delta(\hbar\omega) \equiv \pi(E_r(\hbar\omega - E_g))^{3/2}$ պարբերությունը աճում են: Գործնականում հասանելի 5×10^6 վ/սմ դաշտերի դեպքում $\Delta(\hbar\omega) \approx 50$ մեՎ,

իսկ կլանման եզրի մոտ ամպլիտուդը կազմում է $\sim 10^3$ սմ⁻¹: Ֆրանց-Կելդիշի օսցիլացիաները սովորաբար դիտվում են էլեկտրա- և ֆոտոանդրադարձման սպեկտրներում (նկ. 3.6.): Հիշենք, որ անդրադարձման R գործակիցը ֆունկցիա է բեկման $\tilde{n} = n_1 + in_2$ ցուցչից, իսկ $\alpha = 2\omega n_2/c$ -ի, հետևաբար, α -ի մոդուլացիան ուղեկցվում է անդրադարձման գործակցի մոդուլացիայով՝



Նկ. 3.6.

$\Delta\alpha \sim \Delta n_2 \sim \Delta R$: Ֆրանց-Կելդիշի էֆեկտը կարևոր նշանակություն ունի էլեկտրա- և ֆոտոանդրադարձման մոդուլացիոն սպեկտրասկոպիայի եղանակով կիսահաղորդչի օպտիկական հատկությունների ուսումնասիրությունների ժամանակ: Համադրելով տեսության արդյունքներն ու համապատասխան չափումների տվյալները՝ կարելի է որոշել ոչ միայն արգելված գոտու լայնությունը, այլ նաև կիսահաղորդչի մեծամակերևութային շերտում էլեկտրական դաշտի լարվածությունը:

Ոչ ուղղագույրի կիսահաղորդչի կլանման սպեկտրի վրա ուժեղ էլեկտրական դաշտի ազդեցության ընդհանուր պատկերը նման է ուղիղ անցումների դեպքում դիտվող առանձնահատկություններին: Քանի որ կլանման եզրը ձևավորում են $\hbar\Omega$ էներգիայով ֆոնոնի կլանմամբ կամ առաքմամբ ուղեկցվող ոչ ուղիղ անցումները, ապա $\alpha(\omega)$ սպեկտրը պետք է ունենա առնվազն երկու՝ $E_g \pm \hbar\Omega$ եզրեր: Թեք անցումներով կլանման սպեկտրում պետք է դիտվեն Ֆրանց-Կելդիշի օսցիլյացիաների երկու սերիաներ: Գործնականում այդպիսի սերիաների քանակը ավելի շատ է, քանի որ անցումներին կարող են մասնակցել տարբեր տեսակի ֆոնոններ:

Ուժեղ էլեկտրական դաշտում գտնվող բյուրեղում անջատվում է զգալի ջոուլյան ջերմություն, որը հանգեցնում է կիսահաղորդչի ջերմաստիճանի աճի, հետևաբար նաև արգելված գոտու լայնության փոփոխության: Ֆրանց-Կելդիշի էֆեկտի դիտման համար պիտանի են միայն բարձրասիմ բյուրեղները, մաքուր և չփոխհատուցված լայնագոտի կիսահաղորդիչները:

3.4. Մագնիսական դաշտի ազդեցությունը սեփական կլանման սպեկտրի վրա

\vec{B} ինդուկցիայով մագնիսական դաշտում գտնվող բյուրեղի հետ լույսի փոխազդեցությունը կարելի է քննարկել ինչպես դասական, այնպես էլ քվանտամեխանիկական պատկերացումների հիման վրա: Խնդրի քվանտամեխանիկական քննարկումը զգալիորեն տարբերվում է դասականից: Այն ավելի ճշգրիտ է և լրիվ, իսկ արդյունքները բավական լավ համընկնում են փորձարարական տվյալների հետ:

Ըստ դասական մեխանիկայի՝ համասեռ մագնիսական \vec{B} ինդուկցիայով դաշտում ազատ էլեկտրոնի շարժման հետագիծը պարույր է, որի առանցքը ուղղված է մագնիսական դաշտով: Մագնիսական դաշտին ուղղահայաց հարթության մեջ առաջանում է էլեկտրո-

նի $\omega_c = eB/m_0$ (ցիկլոտրոնային) հաճախությամբ շրջանագծային շարժում: Ազատ էլեկտրոնի շարժման քվանտամեխանիկական քննարկումը բերում է նմանատիպ արդյունքի, միայն այն տարբերությամբ, որ էլեկտրոնի ուղեծրի վրա դրվում են սահմանափակումներ՝ պայմանավորված Բոր-Չոմերֆելդի քվանտացման պայմաններով: Արդյունքում մագնիսական դաշտին ուղղահայաց հարթության մեջ էլեկտրոնի շրջանագծային շարժման շառավիղը և էներգիան քվանտացվում են: Այսպես՝ եթե \vec{B} -ն ուղղված է z առանցքով, ապա՝

$$E_{xy} = \left(l + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c, \quad (3.7)$$

որտեղ $l = 0, 1, 2, \dots$ -ը գլխավոր քվանտային թիվն է:

z ուղղությամբ շարժումը համապատասխանում է դասական պատկերացումներին և բնութագրվում է $E_z = p_z^2/2m_0$ էներգիայով, որտեղ p_z -ը էլեկտրոնի իմպուլսի z բաղադրիչն է: Վակուումում ազատ էլեկտրոնի շարժման այս պատկերն իրավացի է նաև բյուրեղային միջավայրում շարժվող քվազիազատ լիցքակիրների համար: Եթե քվազիազատ լիցքակիրների՝ էլեկտրոնի m_n և խոռոչի m_p էֆեկտիվ զանգվածները իզոտրոպ մեծություններ են, ապա էլեկտրոնի ω_c և խոռոչի ω_v ցիկլոտրոնային հաճախությունների համար կարելի է գրել՝ $\omega_c = eB/m_n$, $\omega_v = eB/m_p$:

Մագնիսական դաշտը արմատապես փոխում է բյուրեղի էներգետիկ սպեկտրը, ինչը կարող է էական ազդեցություն ունենալ կլանման սպեկտրի վրա: Այսպես՝ պարաբոլային գոտիական կառուցվածքով չայլասերված կիսահաղորդչում z -առանցքով ուղղված \vec{B} մագնիսական դաշտում ազատ լիցքակրի շարժման խնդրի քվանտամեխանիկական լուծումը բերում է դիսպերսիայի հետևյալ օրենքների.

էլեկտրոնի համար՝

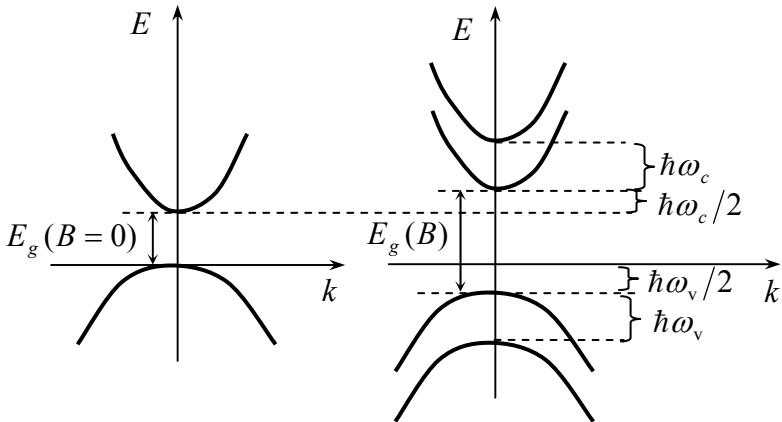
$$E(k_z, l) = E_c + \left(l + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_n}, \quad (3.8)$$

խոռոչի համար՝

$$E(k_z, l) = E_v - \left(l + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_v - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_p} : \quad (3.8)$$

Այս արտահայտությունների մեջ ընդգրկված չեն էներգետիկ մակարդակների սպինային ճեղքումը նկարագրող գումարելիները:

Մագնիսական դաշտի ազդեցության հետևանքով եռաչափ գոտիները ճեղքվում են միաչափ ենթագոտիների՝ Լանդաուի ենթագոտիների: Իզոտրոպ էֆեկտիվ զանգվածով ազատ լիցքակիրների քննարկվող դեպքում ենթագոտիների միջև հեռավորությունը կախված չէ k_z -ից և l -ից և հավասար է $\hbar \omega_c$ -ի կամ $\hbar \omega_v$ -ի (նկ. 3.7.): Կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնությունը մեծանում է $\Delta E_g(B) = (\hbar \omega_c / 2) + (\hbar \omega_v / 2)$ չափով:



Նկ. 3.7.

Մագնիսական դաշտը էապես փոխում է նաև թույլատրելի գոտիներում վիճակների $N(E)$ խտությունները: Եթե մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում ($B = 0$) հաղորդականության գոտու վիճակների խտությունը որոշվում է

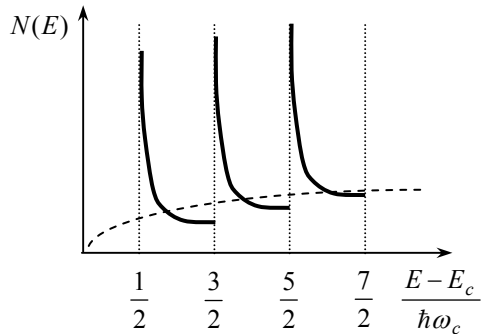
$$N(E) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n)^{3/2} \sqrt{E - E_c} \quad (3.10)$$

արտահայտությամբ, ապա մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում (սպինային ճեղքման անտեսման պայմաններում)՝

$$N(E) = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n)^{3/2} \sum_{l=0}^{l_{\max}} \frac{\hbar\omega_c}{[E - E_c - (l + 1/2)\hbar\omega_c]^{1/2}} \quad (3.11)$$

արտահայտությամբ:

Ինչպես տեսնում ենք, մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքին բնորոշ $N(E) \sim \sqrt{E}$ կախումը փոխվում է $N(E) \sim 1/\sqrt{E}$ կախվածությանը: $N(E)$ -ի այսպիսի փոփոխությունը վկայում է կիսահաղորդչում էլեկտրոնային համակարգի չափայնության նվազման մասին: Եռաչափ (3D) համակարգը փոխվում է միաչափ (1D) համակարգի: Չափայնության փոփոխությունը դժվար չէ հասկանալ, եթե հաշվի առնենք, որ լիցքակրի ազատ շարժում հնարավոր է միայն մագնիսական դաշտի ուղղությամբ, իսկ դաշտին ուղղահայաց հարթության մեջ շարժումը քվանտացած (կամ սահմանափակված) է: (3.11) կախումը ցույց է տրրված նկ. 3.8-ում: Վիճակների խտությունը հատկապես մեծ է յուրաքանչյուր l -րդ ենթագոտու E_l եզրի մոտակայքում, իսկ եզրի վրա այն հա-



Նկ. 3.8.

վասարվում է անվերջության: Նկատենք, որ $N(E = E_l) = \infty$ անվերջություններից կարելի է ազատվել, եթե հաշվի առնենք ռելաքսացիայի ժամանակի վերջավոր լինելու հանգամանքով պայմանավորված էներգետիկ մակարդակների լայնացման էֆեկտը:

Ուղիղ քայլադրված միջգոտային անցումների դեպքում թույլատրելի են նաև Լանդաուի ենթագոտիների միջև անցումները, ընդ որում՝ անցման էներգիան որոշվում է

$$\hbar\omega = \hbar\omega_l + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_r} \tag{3.12}$$

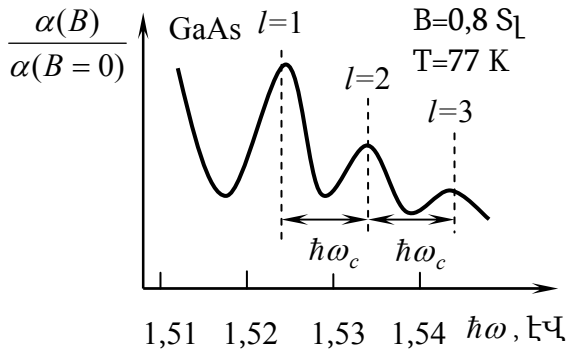
բանաձևով: Այստեղ $\hbar\omega_l$ -ը միևնույն l համարով ենթագոտիների միմյան հեռավորությունն է՝

$$\hbar\omega_l = E_g(B=0) + \left(l + \frac{1}{2}\right)(\hbar\omega_c + \hbar\omega_v): \tag{3.13}$$

Կիսահաղորդչի վրա մագնիսական դաշտի հիմնական ազդեցություններից մեկը արգելված գոտու լայնացումն է: Կլանման սպեկտրում այն ի հայտ է գալիս դեպի ավելի բարձր էներգիաների տիրույթ $\Delta E_g(B)$ չափով միջգոտային կլանման եզրի տեղաշարժի ձևով: Նկ.

3.9-ում պատկերված է $\hbar\omega \geq E_g(B=0) + \Delta E_g(B)$ տիրույթում

կլանման սպեկտրը: Կորն ունի բնորոշ օսցիլացիաներ, որը հայտնի է որպես մագնիսօսցիլացիոն կամ մագնիսակլանման էֆեկտ: Օսցիլացիաները պայմանավորված են նկ. 3.8-ում պատկերված վի-



Նկ. 3.9.

ճակների խտության առանձնահատկություններով: Էֆեկտի դիտման համար անհրաժեշտ են ցածր ջերմաստիճաններ կամ բարձր դաշտեր՝ այնպես, որ բավարարվի $\hbar\omega_c \gg k_B T$ պայմանը: Նկատենք, որ կլանման օսցիլացիաները հստակ արտահայտված են միայն ուղիղ անցումների դեպքում (նկ. 3.9): Թեք անցումների համար խիստ ջոկման կանոններ չկան՝ ցանկացած ենթագոտիների միջև անցումները թույլատրված են: Թեք անցումների կլանման սպեկտրն ունի աստիճանաձև տեսք, ինչը բարդացնում է կլանման սպեկտրի վերլուծությունը:

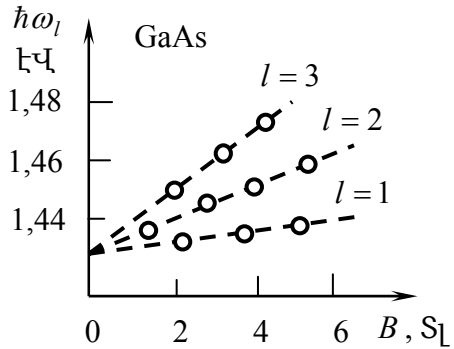
Ուղիղ միջգոտային բույլապրված անցումների համար կլանման գործակցի կախումը մագնիսական դաշտից նկարագրվում է հետևյալ առնչությամբ՝

$$\alpha(\hbar\omega, B) = \frac{A_1(\hbar\omega_c + \hbar\omega_v)}{2\sqrt{\hbar}} \sum_l \frac{1}{(\hbar\omega - \hbar\omega_l)^{1/2}}, \quad (3.14)$$

որտեղ A_1 գործակիցը տրվում է (2.20) արտահայտությամբ:

(3.14)-ից հետևում է, որ կլանման սպեկտրը կազմված է հավասարահեռ մաքսիմումներից, որոնց համապատասխանող էներգիաները որոշվում են (3.13)-ով: Մաքսիմումներին համապատասխանող $\hbar\omega_l(B)$ էներգիաների կախումը B -ից ուղիղ գծեր են (նկ. 3.10.), որոնց թեքությունը որոշվում է բերված m_r զանգվածով:

Էքստրապոլացիայի մեթոդով կարելի է մագնիսական դաշտից l -րդ մաքսիմումի դիրքի կախման կորից մեծ ճշտությամբ որոշել ինչպես կիսահաղորդչի արգելված գոտու լայնությունը (նկ. 3.10.), այնպես էլ բերված m_r զանգվա-



Նկ. 3.10.

ծը: Ուժեղ մագնիսական դաշտերի դեպքում չափումները կարելի է կատարել նաև բարձր ջերմաստիճանների տիրույթում ($T \sim 300$ Կ):

3.5. Ցիկլոտրոնային ռեզոնանս

Թույլատրված գոտիներում Լանդաուի ենթագոտիների առաջացման հետ է կապված ցիկլոտրոնային ռեզոնանս կոչվող օպտիկական էֆեկտը: Ցիկլոտրոնային ռեզոնանսի երևույթը նախ քննարկենք դասական պատկերացումների տեսանկյունից:

Բյուրեղային միջավայրում էֆեկտիվ m զանգվածով քվազիազատ էլեկտրոնը համասեռ \vec{B} մագնիսական դաշտին ուղղահայաց հարթության մեջ կատարում է $r_c = v_{\perp} / \omega_c$ շառավղով և $\omega_c = eB/m$ հաճախությամբ շրջանագծային շարժում: Այստեղ v_{\perp} -ը էլեկտրոնի արագության պրոեկցիան է մագնիսական դաշտին ուղղահայաց հարթության վրա, իսկ $\omega_c = eB/m$ հաճախությունը անվանում են ցիկլոտրոնային հաճախություն ($\omega_c = 56\pi m_0 B/m$ ԳՀց): Ոչ ռելյատիվիստիկական մոտավորությամբ ազատ էլեկտրոնի արագությունից ω_c -ի կախված չլինելու հանգամանքը ընկած է լիցքավորված մասնիկների արագացուցչի՝ ցիկլոտրոնի նախագծման հիմքում: Ցիկլոտրոնային արագացման այս սկզբունքը կարելի է կիրառել նաև բյուրեղի քվազիազատ լիցքակիրների նկատմամբ: Դրա համար անհրաժեշտ է բյուրեղի վրա բացի հաստատուն \vec{B} մագնիսական դաշտից կիրառել նաև բարձրհաճախային էլեկտրամագնիսական դաշտ, որը տատանվում է մագնիսական դաշտին ուղղահայաց հարթության մեջ: Նկատենք, որ հնարավոր են արտաքին մագնիսական դաշտի և լույսի էլեկտրական դաշտի երկու տարբեր կոնֆիգուրացիաներ: Ֆարադեյի կոնֆիգուրացիայի դեպքում արտաքին մագնիսական դաշտը զուգահեռ է լու-

սային ալիքի տարածման ուղղությանը ($\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{q}$), հետևաբար՝ $\vec{B} \perp \vec{\varepsilon}$: Վոզտի կոնֆիգուրացիայի դեպքում $\vec{B} \perp \vec{q}$: Հետևաբար, հնարավոր են $\vec{B} \perp \vec{\varepsilon}$ և $\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{\varepsilon}$ կողմնորոշումներ:

Այժմ համարենք, որ էլեկտրամագնիսական ալիքն ունի շրջանային բևեռացում և տարածվում է \vec{B} -ի ուղղությամբ (Ֆարադեյի կոնֆիգուրացիա): Եթե էլեկտրոնի պտտման և լույսի բևեռացման հարթության պտտման ուղղությունները համընկնում են, ապա $\omega = \omega_c$ պայմանի դեպքում էլեկտրոնը լուսային ալիքի դաշտի հետ կգտնվի միևնույն փուլում: Այդ դեպքում էլեկտրամագնիսական ալիքի էլեկտրական դաշտի ազդեցության տակ շրջանագծային շարժման երկու կիսապարբերությունների ընթացքում էլ էլեկտրոնը կարագանա: Էլեկտրոնի արագությունը և էներգիան աճում են, իսկ լուսային ալիքի էներգիան նվազում է (կլանվում է): Այս էֆեկտը ստացել է ցիկլոտրոնային ռեզոնանս անվանումը: Էլեկտրոնի էներգիան և ուղեծրի շառավիղը կաճեն այնքան ժամանակ, քանի դեռ տեղի չի ունեցել բախում (ցրում) ցանցի արատի հետ: Բախման ժամանակ էլեկտրոնը կորցնում է էլեկտրամագնիսական ալիքից ձեռք բերած էներգիան, և պրոցեսը կրկնվում է: Հասկանալի է, որ կլանումն ունի ռեզոնանսային բնույթ՝ $\omega \neq \omega_c$ դեպքում էլեկտրոնի և ալիքի էլեկտրական դաշտի միջև փուլերի տարբերությունն անընդհատ կփոփոխվի՝ էլեկտրոնի շարժումը որոշ ժամանակ կարագանա, իսկ որոշ ժամանակ կդանդաղի: Իհարկե, յուրաքանչյուր բախման ժամանակ էլեկտրոնի հարաբերական շարժման համափուլությունը խախտվում է: Եթե դա տեղի է ունենում շատ հաճախ, ապա կլանումը կլինի շատ թույլ նույնիսկ $\omega = \omega_c$ դեպքում: Հետևաբար, $\omega = \omega_c$ պայմանը դեռևս բավարար չէ կլանում դիտելու համար: Բավականին կտրուկ կլանման մաքսիմումներ դիտելու համար անհրաժեշտ է, որպեսզի էլեկտրոնի ազատ վազքի τ ժամանակը շատ մեծ լինի ցիկլոտրոնային պարբերությունից, ինչը համարժեք է $\omega_c > 1/\tau$ պայմանին:

Այս պայմանը խիստ սահմանափակում է ԳԲՀ տիրություն ցիկլոտրոնային ռեզոնանսի դիտման հնարավորությունը, քանի որ դրա համար τ -ն պետք է լինի 10^{-10} վ-ից մեծ: Հետաքրքիր է նշել, որ երկրի մագնիսական դաշտում ազատ էլեկտրոնի ցիկլոտրոնային հաճախությունը 1 ՄՀց կարգի մեծություն է:

Վերը բերված դատողությունները վերաբերում են նաև խոռոչների: Միայն թե ռեզոնանսը կոլիտվի $\omega = \omega_v$ դեպքում, ընդ որում՝ լույսի հակառակ շրջանային բևեռացման ժամանակ:

Գծային բևեռացված ճառագայթի դեպքում լուսային ալիքը կարելի է ներկայացնել որպես երկու շրջանային բևեռացված բաղադրիչների գումար: Կարելի է ցույց տալ, որ էլեկտրոնը կվոխագրի ձախ, իսկ խոռոչը՝ աջ բևեռացված դաշտերի հետ:

Քվանտային մեխանիկայի տեսանկյունից ցիկլոտրոնային ռեզոնանսի երևույթը կապված է Լանդաուի ենթագոտիների միջև լիցքակիրների ներգոտային անցումների հետ: Գրգռումների տեսության առաջին մոտավորությամբ անցումներ հնարավոր են միայն հարևան ենթագոտիների միջև, երբ $\Delta l = \pm 1$: Կլանման գծի $\Delta E = \hbar / \tau$ լայնությունը պայմանավորված է ազատ լիցքակիրների ցրումներով: Որպեսզի կլանման մաքսիմումը լինի լավ արտահայտված, անհրաժեշտ է, որ ΔE լայնությամբ Լանդաուի հարևան ենթամակարդակները չծածկվեն միմյանց հետ: Դա տեղի կունենա, եթե $\Delta E \ll \hbar \omega_c$: Այս անհավասարությունը բերում է մեզ արդեն հայտնի $\omega_c \tau \gg 1$ պայմանին:

3.6. Ցիկլոտրոնային ռեզոնանսի էլեմենտար տեսություն

Քննարկենք ցիկլոտրոնային ռեզոնանսի էլեմենտար տեսությունը՝ համարելով, որ էլեկտրոնը ենթարկվում է դասական մեխանիկայի օրենքներին: Կիսահաղորդչային բյուրեղում, բացի հաստատուն

մագնիսական դաշտի և բարձրհաճախային էլեկտրամագնիսական ալիքի հետ փոխազդեցությունից, հաղորդականության էլեկտրոնը փոխազդում է նաև ցանցի արատների (չերմային տատանումներ, խառնուրդային ատոմներ, վականսիաներ և այլն) հետ, ինչի արդյունքում հաստատվում է ազատ վազքի որոշակի τ ժամանակամիջոց: Ցանցի արատների հետ փոխազդեցությունը կարելի է պատկերացնել որպես մի դիմադրության $\vec{F}_R = -m\vec{v}/\tau$ ուժ, որը շարունակաբար ազդում է էլեկտրոնի վրա: Ազատ վազքի τ ժամանակը կախված է ինչպես ցրման կենտրոնների պարամետրերից, այնպես էլ էլեկտրոնի արագությունից: Այստեղ պարզության համար կհամարենք, որ ազատ վազքի τ ժամանակը կախված չէ էլեկտրոնի արագությունից: Հաստատուն \vec{B} մագնիսական և գծային բևեռացած էլեկտրամագնիսական ալիքի $\vec{\mathcal{E}}$ փոփոխական էլեկտրական դաշտերում (ալիքի փոփոխական մագնիսական դաշտի ազդեցությունը կարելի է անտեսել) էլեկտրոնի շարժման հավասարումն ունի հետևյալ տեսքը՝

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{m\vec{v}}{\tau} - e\vec{\mathcal{E}} - e[\vec{v}\vec{B}]: \quad (3.15)$$

Համարելով, որ \vec{B} -ն ուղղված է z առանցքով, իսկ $\vec{\mathcal{E}} = \vec{\mathcal{E}}_0 e^{-i\omega t}$ էլեկտրական դաշտն ուղղված է x առանցքով, (3.15) հավասարումից ստանում ենք՝

$$m \left(-i\omega + \frac{1}{\tau} \right) v_x = -e\mathcal{E}_x - ev_y B, \quad (3.16)$$

$$m \left(-i\omega + \frac{1}{\tau} \right) v_y = ev_x B: \quad (3.17)$$

(3.16) և (3.17) հավասարումների համակարգից արտաքսելով v_y -ը և օգտվելով Օհմի $j_x = \sigma \mathcal{E}_x = -env_x$ դիֆերենցիալ օրենքից՝ կոմպլեքս էլեկտրահաղորդականության համար ստանում ենք՝

$$\sigma = -\frac{env_x}{\mathcal{E}_x} = \sigma_0 \frac{1 - i\omega\tau}{1 + (\omega_c^2 - \omega^2)\tau^2 - 2i\omega\tau} : \quad (3.18)$$

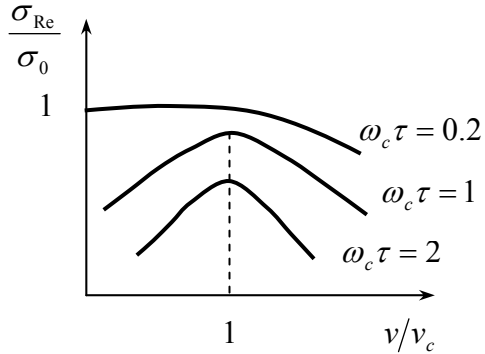
Այստեղ $\sigma_0 = \sigma(B=0) = en\mu = e^2 n\tau / m$ -ն հաստատուն էլեկտրական դաշտում ($\omega = 0$) կիսահաղորդչի տեսակարար հաղորդականությունն է մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում ($B=0, \omega_c = 0$):

Բարձրհաճախային էլեկտրամագնիսական դաշտում կլանումը համեմատական է σ հաղորդականության իրական մասին՝

$$\sigma_{\text{Re}} = \sigma_0 \frac{1 + v^2 + v_c^2}{4v^2 + (1 + v_c^2 - v^2)^2} : \quad (3.19)$$

Այստեղ $v \equiv \omega\tau, v_c \equiv \omega_c\tau$:

$\sigma_{\text{Re}}(v)$ որակական կախումը ներկայացված է նկ. 3.11-ում: Ինչպես երևում է, $\omega_c\tau = 2$ դեպքում, երբ կարելի է համարել, որ ինչ-որ չափով բավարարվել է ցիկլոտրոնային ռեզոնանսի դիտման $\omega_c\tau \gg 1$ պայմանը, կորն ունի հստակ արտահայտված մաքսիմում $\omega = \omega_c$ կետում: Քննարկենք մի քանի սահմանային դեպքեր:



Նկ. 3.11.

1) Ցածրհաճախային փոփոխական էլեկտրական և ուժեղ արտաքին մագնիսական դաշտերի դեպքում, երբ $v_c \gg v, v_c \gg 1$ (3.19)-ից հետևում է՝

$$\sigma_{\text{Re}} \approx \frac{\sigma_0}{v_c^2} \sim 1/B^2,$$

այսինքն՝ կլանումը նվազում է B^2 -ն համեմատական օրենքով:

2) Ցածրհաճախային փոփոխական էլեկտրական և թույլ արտաքին մագնիսական դաշտերի դեպքում, երբ $v_c \gg v$, $v_c \ll 1$, (3.19)-ից ստացվում է՝

$$\sigma_{\text{Re}} \approx \sigma_0(1 - v_c^2) = \text{const} : \quad (3.20)$$

3) Արտաքին մագնիսական դաշտը բացակայում է՝ $v_c = 0$, իսկ $v \gg 1$: Այդ դեպքում կլանման գործակիցը համեմատական է $\sigma_{\text{Re}} \approx \sigma_0/v^2$:

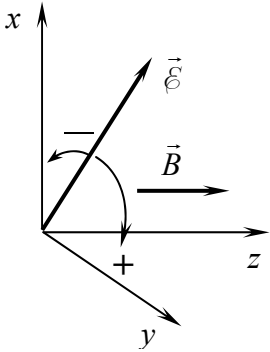
4) $v = v_c \gg 1$ դեպքը: Սա ցիկլոտրոնային ռեզոնանսի պայմանն է: (3.19)-ից կունենանք՝ $\sigma_{\text{Re}} \approx \sigma_0/2$: Ցիկլոտրոնային ռեզոնանսի ժամանակ հաղորդականությունը երկու անգամ փոքր է, քան հաստատուն էլեկտրական դաշտում հաստատված հաղորդականությունը:

Ցիկլոտրոնային ռեզոնանսի չափումների նկատմամբ մեծ հետաքրքրությունը պայմանավորված է այն հանգամանքով, որ այդպիսի ուսումնասիրությունները հուսալի և ամբողջական տեղեկություններ են տալիս բյուրեղի էներգետիկ կառուցվածքի, հոսանքակիրների լիցքի նշանի ու էֆեկտիվ զանգվածի մասին: Այսպես՝ լիցքակրի նշանը կարելի է պարզել, եթե օգտագործենք շրջանային բևեռացած լույս: Ռեզոնանսային կլանում կոլիտվի միայն այն դեպքում, երբ լիցքակրի պտտման ուղղությունը համընկնի շրջանային բևեռացման ուղղության հետ: ω_c -ի չափումը առայժմ էֆեկտիվ զանգվածի չափման ամենասանմիջական եղանակն է: Ցիկլոտրոնային ռեզոնանսի եղանակով կարելի է գնահատել նաև ազատ վազքի τ ժամանակը: Դրա համար անհրաժեշտ է չափել ռեզոնանսային գծի հաստությունը: Տարբեր բյուրեղագիտական ուղղություններով, ալիքի

տարբեր երկարություն ունեցող ճառագայթների միջոցով ցիկլոտրոնային ռեզոնանսի ուսումնասիրությունը կիսահաղորդչի էներգետիկ գոտիների կառուցվածքի ուսումնասիրման շատ զգայուն մեթոդ է: Օգտագործելով ալիքի տարբեր երկարություններ և մագնիսական տարբեր դաշտեր՝ կարելի է որոշել էֆեկտիվ զանգվածի կախումն էներգիայից, որտեղից էլ կարելի է որոշել դիսպերսիայի օրենքը: Մասնավորապես Si-ի և Ge-ի էներգետիկ գոտիների կառուցվածքը բացահայտվել է հիմնականում այդ ճանապարհով:

3.7. Ֆարադեյի էֆեկտ

Եթե թափանցիկ բյուրեղը տեղադրենք ուժեղ մագնիսական դաշտում, որի ուղղությամբ տարածվում է մաս լույսի հարթ բևեռացած ճառագայթ, ապա ճառագայթի բևեռացման հարթությունը պտտվում է մի այնպիսի անկյունով, որը համեմատական է մագնիսական դաշտի լարվածությանն ու այն ճանապարհի երկարությանը, որն անցնում է ճառագայթը մագնիսական դաշտում: Այս երևույթը կոչվում է Ֆարադեյի էֆեկտ: Մագնիսական դաշտի ուղղությունը շրջելիս բևեռացման հարթության պտույտի ուղղությունը ևս շրջվում է: Պտտման ուղղությունը փոխվում է մաս այն դեպքում, երբ փոխում ենք ճառագայթի ուղղությունը, այնպես որ բազմաթիվ անգամներ անդրադարձնելով ճառագայթը դեպի նմուշի ծավալ (յուրաքանչյուր անդրադարձման ժամանակ փոխելով մագնիսական դաշտի ուղղությունը)՝ կարելի է էապես մեծացնել պտտման անկյունը:



Նկ. 3.12.

Ֆարադեյի պտտման էֆեկտի ընդհանուր բացատրությունը հետևյալն է: Հարթ ալիքը կարելի է դիտել որպես հակառակ

ուղղություններով շրջանային բևեռացված երկու ալիքների գումար: Համասեռ, հաստատուն մագնիսական դաշտի առկայության դեպքում այդ ալիքները միջավայրում տարածվում են տարբեր փուլային արագություններով, ընդ որում՝ դրանցից մեկը շարժվում է ավելի արագ, իսկ մյուսը՝ ավելի դանդաղ, քան մագնիսական դաշտի բացակայության դեպքում:

Ֆարադեյի էֆեկտը կարելի է դիտել ինչպես կապված, այնպես էլ քվազիազատ լիցքերով միջավայրերում: Ներգոտային օպտիկական անցումների վրա մագնիսական դաշտի ազդեցությունը ավելի հարմար է քննարկել քվազիդասական տեսության հիման վրա (Գրուդե-Լորենցի մոդել): Համարենք, որ \vec{B} ինդուկցիայով մագնիսական դաշտը ուղղված է z առանցքով, իսկ բյուրեղի վրա z առանցքի (մագնիսական դաշտի) ուղղությամբ ընկնում է շրջանային բևեռացած էլեկտրամագնիսական ալիք: Ալիքի էլեկտրական դաշտի $\vec{\mathcal{E}}$ լարվածությունը ներկայացնենք հետևյալ տեսքով՝

$$\vec{\mathcal{E}}_{\pm} = \vec{\mathcal{E}}_0 e^{\pm i\omega\left(t - \frac{n_{\pm}z}{c}\right)}, \quad (3.21)$$

որտեղ $n_{\pm} = n_{1,\pm} + in_{2,\pm}$, իսկ « + » և « - » նշանները համապատասխանում են աջ և ձախ բևեռացումներին (նկ. 3.12.):

Էլեկտրական $\vec{\mathcal{E}}$ և մագնիսական \vec{B} դաշտերում q ($q = \pm e$) լիցքով և m զանգվածով մասնիկի շարժման հավասարումներն են՝

$$\begin{cases} m\ddot{x}(t) + \frac{m}{\tau}\dot{x}(t) = q\mathcal{E}_0 e^{-\frac{\omega n_{2\pm}z}{c}} \cos\left[\omega\left(t - \frac{n_{1\pm}z}{c}\right)\right] + qB\dot{y}(t), \\ m\ddot{y}(t) + \frac{m}{\tau}\dot{y}(t) = \pm q\mathcal{E}_0 e^{-\frac{\omega n_{2\pm}z}{c}} \sin\left[\omega\left(t - \frac{n_{1\pm}z}{c}\right)\right] - qB\dot{x}(t): \end{cases} \quad (3.22)$$

Ներմուծելով $\vec{r} = x + iy$ կոմպլեքս փոփոխականը՝ համակարգի լուծումը կարելի է գրել

$$\tilde{r} = \frac{q\varepsilon_0\tau^2}{m} \frac{\exp\left[\pm i\omega\left(t - \frac{n_{\pm}z}{c}\right)\right]}{(\omega\tau)^2 \pm \omega\omega_c\tau^2 \pm i\omega\tau} \quad (3.23)$$

տեսքով, որտեղ ω_c -ն ցիկլոտրոնային հաճախությունն է:

Ազատ լիցքակիրների n_0 կոնցենտրացիայով միջավայրի կոնս-
լեքս դիէլեկտրիկ թափանցելիությունը որոշվում է հետևյալ կերպ՝

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon(0) + \frac{\tilde{P}}{\varepsilon_0\varepsilon_0}, \quad (3.24)$$

որտեղ $\tilde{P} = qn_0\tilde{r}$ -ն ազատ լիցքակիր-մագնիսական դաշտ փոխազ-
դեցությանը պայմանավորված միջավայրի բևեռացումն է, իսկ միջա-
վայրի բևեռացման մնացած մեխանիզմները ներառված են
 $\varepsilon(0) \equiv \varepsilon(B=0)$ գումարելու մեջ:

Հաշվի առնելով $\tilde{n}_{\pm}^2 = \tilde{\varepsilon}$ կապը՝ կարելի է գրել՝

$$\tilde{n}_{\pm}^2 = \varepsilon(0) - \frac{n_0q^2\tau}{\varepsilon_0\omega m(\omega\tau \pm \omega_c\tau \pm i)}: \quad (3.25)$$

Ինչպես երևում է այս բանաձևից, մագնիսական դաշտում աջ և ձախ
շրջանային բևեռացված էլեկտրամագնիսական ալիքների բեկման
ցուցիչները տարբեր են՝ $n_+ \neq n_-$: Բեկման n_+ և n_- ցուցիչների
տարբերության հետևանքով տարբեր են նաև փուլային արագու-
թյունները: d հաստությամբ բյուրեղի ելքում նորից ստացվում է
զծային բևեռացած ալիք, որի բևեռացման հարթությունը, սակայն, \mathcal{G}
անկյունով պտտված է սկզբնական դիրքի նկատմամբ: Պտտման \mathcal{G}
անկյունը որոշվում է հետևյալ կերպ՝

$$\mathcal{G} = \Delta nd \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega d}{c} (n_- - n_+): \quad (3.26)$$

Շրջանային բևեռացած բաղադրիչներից մեկի զգալի կլանումը ($\alpha_- \neq \alpha_+$) հանգեցնում է անցնող ճառագայթի էլիպտիկ բևեռացման:

Օգտվելով ֆիզիկորեն հիմնավորված մի շարք մոտավորություններից՝ կարելի է թույլ մագնիսական դաշտերի դեպքում (3.25) և (3.26) արտահայտությունների հիման վրա \mathcal{G} անկյան համար ստանալ հետևյալ պարզ արտահայտությունը՝

$$\mathcal{G} = \frac{q^3 n_0 B d}{2c \varepsilon_0 n m^2 \omega^2}, \quad (3.27)$$

որտեղ $(n_+ + n_-)/2 \approx n$ -ը միջավայրի բեկման ցուցիչն է $B = 0$ դեպքում:

Ինչպես տեսնում ենք, \mathcal{G} անկյունը համեմատական է մագնիսական դաշտի ինդուկցիային, ազատ լիցքակիրների կոնցենտրացիային, նմուշի հաստությանը և հակադարձ համեմատական է լույսի ալիքի հաճախության քառակուսուն: Պտտման անկյունը կախված չէ լիցքակրի ազատ վազքի τ ժամանակից, այսինքն՝ ցրման մեխանիզմից: Պտույտի ուղղությունը որոշվում է ազատ լիցքակրի լիցքի նշանով:

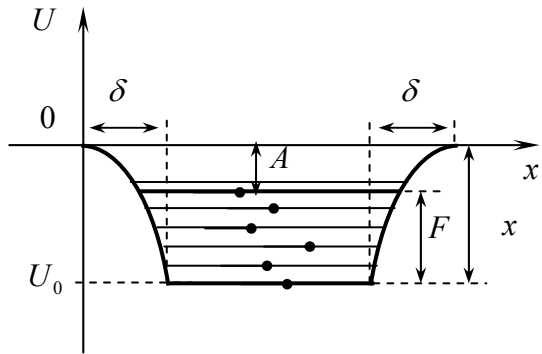
Գլուխ 4.

Ներքին ֆոտոէֆեկտի հետ կապված երևույթները

4.1. Ելքի աշխատանք

Նախ դիտարկենք մակրոսկոպիկ մետաղի դեպքը: Մետաղի բյուրեղային ցանցը կազմավորվում է դրական իոններով, որոնք բյուրեղային տարածության մեջ ստեղծում են պարբերական օրենքով փոփոխվող դրական պոտենցիալով էլեկտրական դաշտ: Եթե անտեսենք բյուրեղային դաշտի պարբերական բնույթը և համարենք, որ բյուրեղային մետաղի բոլոր կետերում պոտենցիալը նույնն է և հավասար է ϕ_0 -ի, ապա այդպիսի դաշտում գտնվող էլեկտրոնը կունենա $U_0 = -e\phi_0$ բացասական պոտենցիալ էներգիա: Նկ. 4.1-ում

պատկերված է էլեկտրոնի պոտենցիալ էներգիայի փոփոխությունը վակուում-մետաղական բյուրեղ անցման համար¹: Այդ փոփոխությունը տեղի է ունենում գրեթե թռիչքաձև՝ δ լայնությամբ նեղ շերտի սահմաններում, որը ցանցի հաստատունի կարգի մեծություն է:



Նկ. 4.1.

Ինչպես երևում է նկ. 4.1-ից, մետաղը էլեկտրոնի համար պոտենցիալ հոր է, որտեղ գտնվող էլեկտրոնը չի կարող ազատորեն լքել

¹ Էլեկտրոնի պոտենցիալ էներգիան վակուումում ընտրված է որպես գոյական մակարդակ:

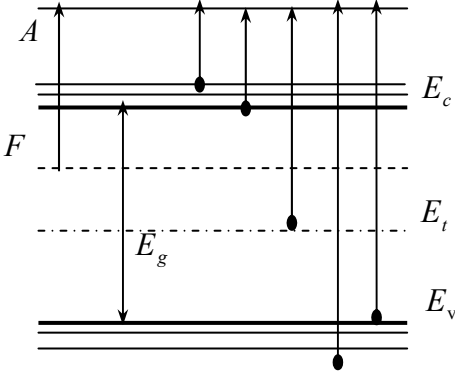
այն: Մետաղից վակուում էլեկտրոնի անցման համար պահանջվում է կատարել որոշակի աշխատանք: Այդ աշխատանքը նյութերի մեծ մասի համար ընկած է $3 \div 5$ էՎ տիրույթում:

Ելքի աշխատանքը դասակարգվում է արտաքին ելքի աշխատանքի և ջերմադինամիկական ելքի աշխատանքի: Հաղորդականության գոտու հատակից մինչև վակուումի (գրոյական) մակարդակ χ էներգետիկ հեռավորությունը կոչվում է **արտաքին ելքի աշխատանք** (կամ էլեկտրոնային խնամակցության էներգիա): Եթե մետաղում էլեկտրոնը չունենար կինետիկ էներգիա, ապա էլեկտրոնի հեռացման համար կպահանջվեր χ էներգիա, որը հավասար է պոտենցիալ հորի U_0 խորությանը (նկ. 4.1.): Սակայն անգամ բացարձակ զրո ջերմաստիճանում գտնվող մետաղում էլեկտրոններն ունեն կինետիկ էներգիա և լրացնում են պոտենցիալային հորի ցածր էներգետիկ մակարդակները՝ ընդհուպ Ֆերմիի F մակարդակ: Հետևաբար, մետաղից էլեկտրոն հեռացնելու համար պահանջվում է ավելի քիչ էներգիա, քան էլեկտրոնային խնամակցության χ էներգիան: Ամենավորք աշխատանքը կատարվում է Ֆերմիի մակարդակի վրա գտնվող էլեկտրոնին վակուում հեռացնելու ժամանակ: Այդ աշխատանքը հավասար է Ֆերմիի մակարդակից մինչև վակուումի գրոյական մակարդակ ընկած էներգետիկ A հեռավորությանը, որն անվանում են **թերմոդինամիկական ելքի աշխատանք**: 0^0 Կ-ից տարբեր ջերմաստիճաններում իրավիճակը կտրուկ փոխվում է: Ֆերմի-Դիրակի բաշխման ֆունկցիայով նկարագրվող էլեկտրոնների բաշխումն ըստ էներգիաների լողվում է, և ելքի A աշխատանքը կորցնում է իր որոշակիությունը: Ջերմային զրգռումը բերում է նրան, որ հաղորդականության գոտում հայտնվում են էլեկտրոններ, որոնք գտնվում են Ֆերմիի մակարդակից բարձր մակարդակների վրա: Այդպիսի էլեկտրոնը վակուում հեռացնելու համար պահանջվում է կատարել ելքի A աշխատանքից փոքր աշխատանք: Մյուս կողմից՝ այդպիսի էլեկտրոնի հեռացումը դեպի վակուում խախտում է էլեկտրոնային զազի հա-

վասարակշռության վիճակը, որը վերականգնվում է ավելի ցածր մակարդակներից դեպի բարձր մակարդակներ էլեկտրոնային անցումների միջոցով: Անցումները կատարվում են բյուրեղային ցանցի ջերմային էներգիայի հաշվին: Հետևաբար, հավասարակշռության վերականգնման ժամանակ բյուրեղը սառչում է: Ֆերմիի մակարդակից ցածր մակարդակի վրա գտնվող էլեկտրոնը վակուում հեռացնելիս ծախսվում է էներգիա, որն ավելի մեծ է, քան ջերմադինամիկական ելքի A աշխատանքը: Այդ դեպքում ևս էլեկտրոնային գազը անցնում է անհավասարակշիռ վիճակի, քանի որ առաջանում են Ֆերմիի մակարդակից ցածր գտնվող չլրացված՝ թափուր մակարդակներ: Տվյալ դեպքում էլեկտրոնային գազի հավասարակշռությունը վերականգնվում է ավելի բարձր մակարդակներից դեպի թափուր մակարդակներ էլեկտրոնային անցումների միջոցով: Անջատվող էներգիան գնում է բյուրեղի տաքացման վրա:

Ելքի աշխատանքի սահմանման հարցը էլ ավելի է բարդանում կիսահաղորդչի դեպքում: Նկ. 4.2-ում պատկերված է դոնորային կիսահաղորդչի էներգետիկ դիագրամը: Նկարից երևում է, որ 0^0 Կ ջերմաստիճանում էլեկտրոնի ելք դեպի վակուում հնարավոր է ինչպես հաղորդականության գոտու հատակից կամ գոտու ներսում գտնվող մակարդակներից, այնպես էլ խառնուրդային մակարդակից, վալենտային գոտու առաստաղից կամ գոտու խորքից: Նշված յուրաքանչյուր դեպքում պահանջվում է կատարել տարբեր աշխատանքներ: Ինչպես մետաղում, այնպես էլ կիսահա-

վակուումի մակարդակ



Նկ. 4.2.

ղային մակարդակից, վալենտային գոտու առաստաղից կամ գոտու խորքից: Նշված յուրաքանչյուր դեպքում պահանջվում է կատարել տարբեր աշխատանքներ: Ինչպես մետաղում, այնպես էլ կիսահա-

դորոշում $T > 0$ դեպքում Ֆերմիի մակարդակից բարձր գտնվող մակարդակից էլեկտրոնի հեռացման դեպքում կիսահաղորդիչը սառչում է, իսկ Ֆերմիի մակարդակից ցածր գտնվող մակարդակից էլեկտրոնի հեռացումը բերում է կիսահաղորդչի տաքացման, արդյունքում կիսահաղորդիչը փոխում է իր սկզբնական վիճակը: Այնուհաստ է, որ բյուրեղի ջերմաստիճանը չի փոխվի, և համակարգի հավասարակշռությունը չի փոխվի, եթե հեռացվի ոչ թե մեկ, այլ երկու էլեկտրոն Ֆերմիի մակարդակից ցածր և Ֆերմիի մակարդակից բարձր գտնվող այնպիսի երկու մակարդակներից, որոնց միջին էներգիան հավասար է Ֆերմիի էներգիային: Այստեղից հետևում է, որ և՛ մետաղի, և՛ կիսահաղորդչի կամ դիէլեկտրիկի ելքի աշխատանքը $T > 0$ դեպքում ևս կարելի է սահմանել որպես Ֆերմիի մակարդակի և վակուումի (գոռյական) մակարդակի էներգետիկ A հեռավորություն՝ անկախ այն բանից, թե Ֆերմիի մակարդակի վրա էլեկտրոն կարող է գտնվել (ինչպես մետաղի կամ այլասերված կիսահաղորդչի դեպքում, երբ Ֆերմիի մակարդակը գտնվում է թույլատրելի գոտիներում), թե չի կարող (ինչպես չայլասերված կիսահաղորդչի կամ դիէլեկտրիկի դեպքում, երբ Ֆերմիի մակարդակը գտնվում է արգելված գոտում):

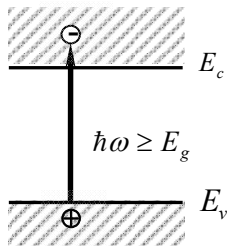
Ելքի աշխատանքը կարևոր պարամետր է հատկապես այն երևույթների համար, որոնք կապված են պինդ մարմնից էլեկտրոնի հեռացման հետ, ինչպիսիք են, օրինակ, ջերմային էմիսիան (առաքում), կոնտակտային պոտենցիալների տարբերության առաջացումը, ուժեղ էլեկտրական դաշտում էլեկտրոնների էմիսիան և այլն: Ելքի աշխատանքը կախված է նյութի տեսակից (պոտենցիալային հորի ձևից), բյուրեղագիտական ուղղությունից, մակերևույթի վիճակից, մակերևույթի վրա օքսիդային շերտի կամ ադսորբցված ատոմների, մոլեկուլների, իոնների առկայությունից: Վերջինս ունի կիրառական մեծ նշանակություն, քանի որ ադսորբցված օտարածին մասնիկները կարող են զգալի (մինչև 4-5 անգամ) փոքրացնել կամ մեծացնել ելքի աշխատանքը: Օրինակ՝ եթե ադսորբցված ատոմը կիսահաղորդչից կամ մետաղից վերցնում է էլեկտրոն կամ էլեկտրոններ՝ վերածվելով

բացասական իոնի, ապա դա բերում է մերձմակերևութային էլեկտրական դաշտի (կրկնակի լիցքի շերտի) առաջացման, ինչն էլ դժվարացնում է էլեկտրոնի ելքը մետաղից, և ելքի աշխատանքը մեծանում է: Մետաղների համար այդպիսին է, օրինակ, թթվածնի ատոմը:

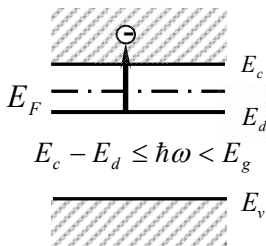
4.2. Ներքին ֆոտոէֆեկտը նկարագրող հավասարումները

Ֆոտոէլեկտրական կոչվում են այն երևույթները, որոնք հետևանք են լուսավորված կիսահաղորդչի էլեկտրական հատկությունների փոփոխության: Ֆոտոէլեկտրական երևույթների մեծ մասի հիմքում ընկած է ֆոտոէֆեկտը՝ լույսի ազդեցության հետևանքով ազատ լիցքակիրների գեներացիայի (ֆոտոգեներացիա) երևույթը: Կիսահաղորդիչներում կարելի է դիտել ինչպես արտաքին, այնպես էլ ներքին ֆոտոէֆեկտի երևույթներ: Առաջին դեպքում էլեկտրոնները, կլանելով լուսային էներգիա, դուրս են գալիս կաթոդ հանդիսացող նյութից դեպի վակուում և հավաքվում անոդի միջոցով: Այս երևույթը ամբողջովին նման է մետաղական ֆոտոկաթոդներում դիտվող արտաքին ֆոտոէֆեկտի լավ հայտնի երևույթին: Ֆոտոէֆեկտը կոչվում է ներքին, եթե ֆոտոլիցքակիրները (էլեկտրոնները) չեն հեռանում վակուում, այլ շարունակում են գտնվել պինդ մարմնում: Լուսային քվանտի էներգիայի մեծությունից կախված՝ հնարավոր են ազատ լիցքակիրների բիպոլյար (երկբևեռ) և մոնոպոլյար (միաբևեռ) ֆոտոգեներացիաներով ուղեկցվող ներքին ֆոտոէֆեկտի երկու տարատեսակներ: Բիպոլյար ֆոտոգեներացիայի դեպքում կիսահաղորդչի ծավալում գեներացվում են միաժամանակ և՛ էլեկտրոններ, և՛ խոռոչներ, իսկ մոնոպոլյար ֆոտոգեներացիայի դեպքում՝ միայն էլեկտրոններ կամ միայն խոռոչներ: Այդ դեպքերը սխեմատիկորեն ցույց են տրված նկ. 4.3-ում:

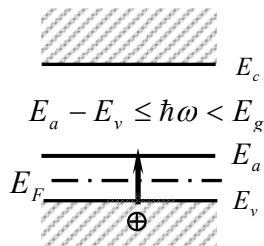
երկբևեռ $\rightarrow n, p$



միաբևեռ $\rightarrow n$



միաբևեռ $\rightarrow p$



Նկ. 4.3.

Կիսահաղորդիչներում շատ ավելի մեծ նշանակություն ունի ներքին ֆոտոէֆեկտի երևույթը, քանի որ նյութի մասին այն ավելի շատ ֆունդամենտալ տեղեկություններ է պարունակում, քան արտաքին ֆոտոէֆեկտը:

Կախված արտաքին պայմաններից՝ ներքին ֆոտոէֆեկտը կարող է դրսևորվել տարբեր ձևերով՝ որպես ֆոտովոլտաիկ, ֆոտոհաղորդականության, ֆոտոմագնիսական կամ ֆոտոէլեկտրամագնիսական էֆեկտներ: Այսպես՝ արտաքին դաշտերի բացակայության դեպքում ներքին ֆոտոէֆեկտը ի հայտ է գալիս որպես ֆոտովոլտաիկ էֆեկտ, ինչպես նաև որպես Դեմբերի էֆեկտ: Ֆոտովոլտաիկ էֆեկտներն իրենցից ներկայացնում են երևույթների մի խումբ, երբ հավասարակշիռ կիսահաղորդիչի վրա ընկնող լույսը առաջացնում է էլեկտրական լարում (ֆոտո-էլշու): Նմանատիպ երևույթները պայմանավորված են նյութի անհամասեռությամբ կամ ֆոտոգրգռման անհամասեռությամբ: Իրականում լույսը առաջացնում է միայն ազատ լիցքակիրների ավելցուկային կոնցենտրացիա: Սակայն այդ լիցքակիրները, շարժվելով տեղային (լոկալ) դաշտերի ազդեցության տակ, կուտակվում են՝ առաջացնելով տարածական լիցք: Տեղային ներքին էլեկտրական դաշտերը կարող են պայմանավորված լինել կիսահաղորդիչի առանձին տեղամասերի տարբեր լեգիրացումներով (p-n անցում), կիսահաղորդիչի բաղադրության փոփոխությամբ (հետերոկա-

ռուցվածք), մակերևութային Շոտկիի դաշտով և այլն: Ֆոտո-էլշու կարող է առաջանալ նաև ազատ լիցքակիրների դիֆուզիայի հետևանքով:

Եթե կիսահաղորդչի վրա կիրառված է արտաքին էլեկտրական դաշտ, ապա ներքին ֆոտոէֆեկտը բերում է ֆոտոհաղորդականության երևույթի առաջացման: Մագնիսական դաշտում տեղադրված կիսահաղորդչի օպտիկական գրգռման ժամանակ ևս կարող է առաջանալ պոտենցիալների տարբերություն կամ ֆոտո-էլշու: Նման երևույթները դասվում են ֆոտոմագնիսական երևույթների շարքին: Իսկ եթե միաժամանակ կիրառված են էլեկտրական և մագնիսական (վոլտողահայաց) դաշտեր, ապա ներքին ֆոտոէֆեկտը բերում է ֆոտոէլեկտրամագնիսական էֆեկտի: Այս բոլոր էֆեկտներն առաջանում են ի շնորհիվ անհավասարակշիռ լիցքակիրների լուսային գեներացիայի: Էֆեկտների մեծությունները կախված են ինչպես արտաքին գործոններից (ճառագայթի ինտենսիվություն և հաճախություն, արտաքին դաշտերի լարվածություններ), այնպես էլ ներքին գործոններից (մուշի երկրաչափություն, կլանման գործակից, լիցքակիրների շարժունակություն, ռեկոմբինացիայի պրոցեսներ և այլն):

Ներքին ֆոտոէֆեկտի երևույթները նկարագրվում են հետևյալ հիմնական հավասարումներով.

անընդհատության հավասարումներ՝

$$\frac{dp}{dt} = G_p - \frac{\Delta p}{\tau_p} - \frac{1}{e} \operatorname{div} \bar{j}_p, \quad (4.14)$$

$$\frac{dn}{dt} = G_n - \frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \operatorname{div} \bar{j}_n, \quad (4.15)$$

հոսանքի հավասարումներ՝

$$\bar{j}_p = ep\mu_p \vec{\mathcal{E}} - eD_p \operatorname{grad} p, \quad (4.16)$$

$$\bar{j}_n = en\mu_n \vec{\mathcal{E}} + eD_n \operatorname{grad} n, \quad (4.17)$$

և Պուասոնի հավասարում՝

$$\operatorname{div} \vec{\mathcal{E}} = \rho / \varepsilon \varepsilon_0 : \quad (4.18)$$

Եթե կիսահաղորդչում կան նաև ռեկոմբինացիայի կենտրոններ կամ քակարդներ, ապա պետք է ավելացնել նաև ռեկոմբինացիայի կենտրոնով կամ քակարդով ընթացող գեներացիայի-ռեկոմբինացիայի պրոցեսների բավանսի համապատասխան հավասարումները:

(4.14)-(4.18) հավասարումներում τ_n -ը և τ_p -ն էլեկտրոնների և խոռոչների կյանքի միջին տևողություններն են, D_n -ը և D_p -ն էլեկտրոնների և խոռոչների դիֆուզիայի գործակիցներն են, $\Delta n = n - n_0$ -ն՝ անհավասարակշիռ էլեկտրոնների, իսկ $\Delta p = p - p_0$ -ն անհավասարակշիռ խոռոչների կոնցենտրացիաներն են, G_n -ը և G_p -ն էլեկտրոնների և խոռոչների լուսային գեներացիայի արագությունն են, որոնք լույսի ծավալային հավասարաչափ կլանման դեպքում կախված են միայն լույսի հաճախությունից, $\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p$ -ն լրիվ հոսանքի խտությունն է:

Լավ մոտավորություն է համարվում այն ենթադրությունը, ըստ որի՝ կիսահաղորդիչը պահպանում է իր քվազիչեզոքությունը, այսինքն՝ $\rho = 0$: (4.14)-(4.18) հավասարումների համակարգում կարելի է հասնել լրացուցիչ որոշ պարզեցումների՝ քննարկելով ստացիոնար լուծումները, երբ ժամանակային ածանցյալները կարելի է վերցնել գրոյին հավասար: Սեփական կիսահաղորդչում լույսի սեփական կլանման դեպքում պետք է հաշվի առնել, որ $\Delta p = \Delta n$, $G_n = G_p$ և $\tau_n = \tau_p$:

Անհրաժեշտ է նշել, որ ֆոտոէֆեկտը հիմնականում ծավալային պրոցես է: Մակերևութային վիճակներից էլեկտրոնների լուսային գրգռման ներդրումը համեմատաբար ավելի փոքր է, քանի որ մակերևութային վիճակների թիվը շատ ավելի փոքր է, քան ֆոտոէֆեկտի պրոցեսին մասնակցող ծավալային վիճակների թիվը:

4.3. Ֆոտոհաղորդականություն

Ներքին ֆոտոէֆեկտի սկզբնական պրոցեսը ֆոտոնի կլանումն է, որի էներգիան բավարար է էլեկտրոնը հաղորդականության գոտի տեղափոխելու համար: Եթե անցումը կատարվում է վալենտային գոտուց, ապա առաջանում է սեփական ֆոտոհաղորդականության երևույթը, որին մասնակցում են և՛ էլեկտրոններ, և՛ խոռոչներ: Սեփական ֆոտոհաղորդականության սպեկտրը նախևառաջ որոշվում է կիսահաղորդչի սեփական կլանման սպեկտրով, իսկ ֆոտոզգայնության երկարալիքային սահմանը որոշվում է կիսահաղորդչի սեփական կլանման եզրով: Խառնուրդային հաղորդականությամբ կիսահաղորդչում լույսի ազդեցության տակ կարող են տեղի ունենալ նաև դոնորային մակարդակից հաղորդականության գոտի կամ վալենտային գոտուց ակցեպտորային մակարդակ էլեկտրոնային անցումներ: Առաջին դեպքում առաջանում է էլեկտրոնային, իսկ երկրորդ դեպքում՝ խոռոչային ֆոտոհաղորդականություն, ընդ որում՝ ֆոտոզգայնության սահմանը որոշվում է համապատասխան խառնուրդների ակտիվացման (իոնացման) էներգիաներով:

Օպտիկական գեներացիայի հետևանքով առաջացած ավելցուկային էլեկտրոնների Δn և խոռոչների Δp միջին էներգիաներն ու քվազիիմպուլսները տարբերվում են հավասարակշիռ լիցքակիրների միջին էներգիայից և քվազիիմպուլսից: Սակայն ֆոնոնների կամ բյուրեղային ցանցի այլ տեսակի արատների հետ փոխազդեցության հետևանքով անհավասարակշիռ լիցքակիրները $\sim 10^{-12} \div 10^{-11}$ վ ժամանակի ընթացքում, չփոխելով իրենց կոնցենտրացիաները, ձեռք են բերում ըստ էներգիայի և քվազիիմպուլսի այնպիսի բաշխում, որը հատուկ է հավասարակշիռ լիցքակիրներին: Այդպիսի անհավասարակշիռ լիցքակիրների շարժունակությունը գրեթե չի տարբերվում հավասարակշիռ լիցքակիրների շարժունակությունից: Այստեղ և հետագայում կհամարենք, որ համապատասխան գոտիներում ֆոտոլիցքակիրների գոնվելու միջին ժամանակը (կյանքի տևողությունը)

չատ ավելի մեծ է, քան լիցքակիրների թերմալիզացիայի, այսինքն՝ էլեկտրոնային և ֆոնոնային ենթահամակարգերում միասնական ջերմաստիճանի հաստատման ժամանակը, որը $\sim 10^{-12} \div 10^{-11}$ վ կարգի մեծություն է: Թերմալիզացված լիցքակիրները ոչնչով չեն տարբերվում հավասարակշիռ լիցքակիրներից, այնպես որ՝ կարելի է համարել, որ լույսի կլանման արդյունքում փոփոխվում է միայն լիցքակիրների կոնցենտրացիան: Հետևաբար, կիսահաղորդչի լրիվ հաղորդականությունը պայմանավորված կլինի հավասարակշիռ n_0 և p_0 լիցքակիրներով և Δn ու Δp ֆոտոլիցքակիրներով: Ծավալային հավասարաչափ ֆոտոզեներացիայի դեպքում կիսահաղորդչի հաղորդականությունը՝ դրեյֆային մոտավորությամբ, կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$\sigma = e(n_0 + \Delta n)\mu_n + e(p_0 + \Delta p)\mu_p: \quad (4.19)$$

Քանի որ հավասարակշիռ լիցքակիրներով պայմանավորված մթնային հաղորդականությունը որոշվում է ինչպես՝ $\sigma_0 = en_0\mu_n + ep_0\mu_p$, ապա կիսահաղորդչի հաղորդականության փոփոխությունը, որն անվանում են ֆոտոհաղորդականություն, և որը պայմանավորված է լուսային ճառագայթի անմիջական ազդեցությամբ, կլինի՝

$$\sigma_{ph} = \sigma - \sigma_0 = e(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p): \quad (4.20)$$

Հասկանալի է, որ ավելցուկային լիցքակիրների Δn և Δp կոնցենտրացիաները կախված են լույսի ինտենսիվությունից և հաճախությունից:

Ենթադրենք՝ համասեռ կիսահաղորդչի վրա x ուղղությամբ ընկնում է լուսային հոսք, որի ինտենսիվությունը մակերևույթի $x = 0$ կետում I_0 է: dx հաստությամբ շերտում կլանման հետևանքով լույսի ինտենսիվության փոփոխությունը կորոշվի ինչպես

$dI = -\alpha I_0 e^{-\alpha x} dx = -\alpha I dx$: Այստեղ αI արտադրյալը նկարագրում է լույսի ինտենսիվության նվազման արագությունը, իսկ $\alpha I / \hbar \omega$ հարաբերությունը՝ լուսային հոսքի նվազման արագությունը: Քանի որ լույսի ինտենսիվության չափողականությունը $[I] = \text{էՎսմ}^{-2}\text{վ}^{-1}$ է, իսկ կլանման գործակցի չափողականությունը՝ $[\alpha] = \text{սմ}^{-1}$, ապա $[\alpha I / \hbar \omega] = \text{սմ}^{-3}\text{վ}^{-1}$ մեծությունն ունի լիցքակիրների գեներացիայի տեմպի չափողականություն: Ֆոտոգեներացիայի G տեմպը, այսինքն՝ միավոր ժամանակում կիսահաղորդչի միավոր ծավալում ֆոտոգեներացվող լիցքակիրների թիվը պետք է համեմատական լինի $\alpha I / \hbar \omega$ -ին, հետևաբար՝

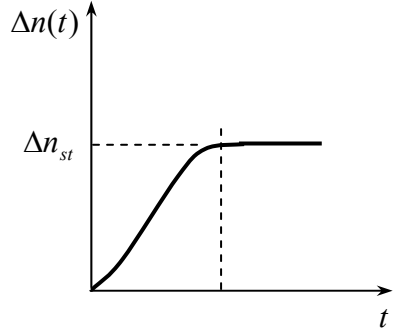
$$G = \beta \frac{\alpha I}{\hbar \omega} : \quad (4.21)$$

Համեմատականության β գործակիցը, որն անվանում են ֆոտոիոնիզացիայի կամ ֆոտոէֆեկտի ներքին քվանտային ելք, որոշում է այն լիցքակիրների թիվը, որոնք գեներացվել են մեկ առանձին ֆոտոնի կլանման արդյունքում: Սեփական կիսահաղորդչում $\hbar \omega < E_g$ էներգիայով ֆոտոնի կլանման դեպքում $\beta \ll 1$: Սակայն $\hbar \omega > E_g$ դեպքում $\beta \approx 1$, իսկ եթե $\hbar \omega \gg E_g$, ապա $\beta \gg 1$: Ընդհանրապես ասած, էլեկտրոնների β_n քվանտային ելքը տարբերվում է խոռոչների քվանտային β_p ելքից: Սակայն սեփական կլանման դեպքում այդ մեծությունները հավասար են՝ $\beta_n = \beta_p \equiv \beta$:

Կիսահաղորդչի ֆոտոհաղորդականությունն իր մեծագույն արժեքին հասնում է ոչ ակնբարձրորեն: Անհավասարակշիռ լիցքակիրների կոնցենտրացիայի աճի հետ մեկտեղ աճում է նաև ռեկոմբինացիայի արագությունը: Լույսի անփոփոխ ինտենսիվության դեպքում անհավասարակշիռ լիցքակիրների լուսային գեներացիայի արագությունը հաստատուն մեծություն է: Հետևաբար, որոշ ժամանակ անց գեներացիայի և ռեկոմբինացիայի արագությունները հավասարվում են,

և հաստատվում է ստացիոնար վիճակ, որը բնութագրվում է ֆոտոլիցքակիրների կոնցենտրացիայի Δn_{st} և Δp_{st} հաստատուն արժեքներով (նկ. 4.4.):

Անհավասարակշիռ լիցքակիրների ստացիոնար կոնցենտրացիաները կարելի է որոշել՝ օգտվելով անընդհատության հավասարումներից: Թույլ ինտենսիվությամբ լույսի ծավալային հավասարաչափ կլանման դեպքում (4.15) և (4.21) հավասարումներից կունենանք՝



Նկ. 4.4.

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \beta \frac{\alpha I}{\hbar \omega} - \frac{\Delta n}{\tau_n}: \quad (4.22)$$

Ստացիոնար պայմաններում, երբ $d\Delta n / dt = 0$, կստանանք՝

$$\Delta n_{st} = \frac{\alpha \beta \tau_n I}{\hbar \omega}: \quad (4.23)$$

Նման ձևով (4.14) և (4.21) հավասարումներից խոռոչների անհավասարակշիռ ստացիոնար կոնցենտրացիայի համար ստացվում է՝

$$\Delta p_{st} = \frac{\alpha \beta \tau_p I}{\hbar \omega}: \quad (4.24)$$

Հետևաբար, սեփական կլանմանը պայմանավորված կիսահաղորդչի ստացիոնար ֆոտոհաղորդականությունը կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

$$\sigma_{ph,st} = e \alpha \beta (\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \frac{I}{\hbar \omega}: \quad (4.25)$$

Եթե (4.25) արտահայտության աջ մասի գումարելիներից որևէ մեկը շատ մեծ է մյուսից (օրինակ՝ $\mu_n \tau_n \gg \mu_p \tau_p$), ապա ֆոտոհաղորդա-

կանությունը որոշվում է մի տիպի լիցքակիրներով (տվյալ դեպքում՝ էլեկտրոններով) և կոչվում է միաբևեռ՝

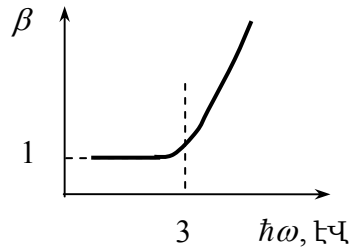
$$\sigma_{ph,st} = e\alpha\beta\mu_n\tau_n \frac{I}{\hbar\omega} : \quad (4.26)$$

Լրիվ \vec{j} և մթնային \vec{j}_d հոսանքի խտությունների տարբերությունը կոչվում է ֆոտոհոսանքի խտություն՝ $\vec{j}_{ph} = \vec{j} - \vec{j}_d$: Ստացիոնար ֆոտոհոսանքի խտությունը կարելի է ներկայացնել հետևյալ ձևով՝

$$\vec{j}_{ph,st} = \sigma_{ph,st} \vec{\mathcal{E}} = e\alpha\beta(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p) \frac{I}{\hbar\omega} \vec{\mathcal{E}} : \quad (4.27)$$

Եթե այս արտահայտության մեջ մտնող համապատասխան մեծությունները հայտնի են, ապա, չափելով $\vec{j}_{ph,st}$ -ն, կարելի է որոշել

քվանտային β ելքը: Քվանտային ելքի որակական կախումը կլանվող լույսի քվանտի էներգիայից Si-ի և Ge-ի համար բերված է նկ. 4.5-ում: Մինչև $\hbar\omega \sim 3$ էՎ արժեքները β -ն հաստատուն մեծություն է և հավասար է 1-ի: $\hbar\omega$ -ի հետագա աճից քվանտային ելքը կտրուկ աճում է: Դա տեղի է ունենում այն պատճառով, որ մեծ էներգիայով ֆոտոնի կլանումը առաջացնում է բավականին մեծ էներգիայով «տաք» կամ «շիկացած» լիցքակիր (էլեկտրոն), որն ունի այնքան էներգիա, որ կարող է հարվածային իոնացման ճանապարհով առաջացնել լրացուցիչ՝ երկրորդային լիցքակիրներ:



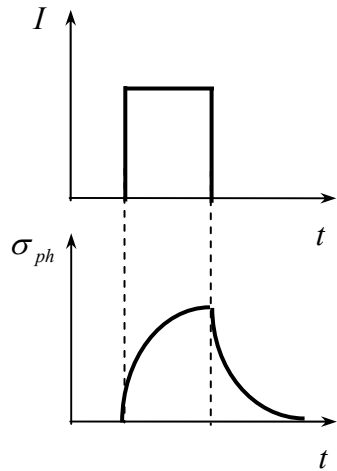
Նկ. 4.5.

4.4. Սեփական ֆոտոհաղորդականության ռելաքսացիա

Եթե կիսահաղորդիչը լուսավորենք ուղանկյունաձև լուսային իմպուլսով, ապա ֆոտոհաղորդականությունն իր ստացիոնար արժեքին հասնում է ոչ թե ակնթարթորեն, այլ լուսավորումից որոշ ժամանակ անց: Լույսի անջատումից հետո անհավասարակշիռ հաղորդականությունը նույնպես անհետանում է ոչ ակնթարթորեն, այլ որոշ ժամանակ անց (նկ. 4.6.): Դիտարկենք ֆոտոհաղորդականության աճի և նվազման ժամանակային օրենքները: Խնդիրը քննարկենք սեփական կլանման համար, երբ ֆոտոգեներացվում են հավասար քանակությամբ էլեկտրոններ և խոռոչներ: Չլուսավորված սեփական կիսահաղորդչում ազատ լիցքակիրների ջերմային գեներացիայի և ռեկոմբինացիայի արագությունները նկարագրվում են $m_0 p_0$ և mp արտահայտություններով, որտեղ γ -ն ռեկոմբինացիայի գործակիցն է: Ջերմային և լուսային գեներացիայի-ռեկոմբինացիայի պրոցեսներով պայմանավորված անհավասարակշիռ լիցքակիրների կոնցենտրացիայի փոփոխման արագությունը նկարագրվում է հետևյալ հավասարմամբ՝

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \frac{d\Delta p}{dt} = \beta \frac{\alpha I}{\hbar \omega} - \gamma(np - n_0 p_0): \quad (4.28)$$

Այս արտահայտության մեջ n և p կոնցենտրացիաները ներկայացնելով $n = n_0 + \Delta n$, $p = p_0 + \Delta p$ տեսքով և լուծելով ստացված հավասարումը՝ կարելի է որոշել էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտ-



Նկ. 4.6.

րացիաների ժամանակային կախումները: Առանձին քննարկենք թույլ և ուժեղ ինտենսիվությամբ լուսավորման դեպքերը:

Թույլ ինտենսիվության դեպքում, երբ $\Delta n \ll n_0 + p_0$, $\Delta p \ll n_0 + p_0$, օգտվելով գծայնացման մոտավորությունից, (4.28) հավասարումը կարելի է ներկայացնել հետևյալ տեսքով՝

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \beta \frac{\alpha I}{\hbar \omega} - \frac{\Delta n}{\tau_i}, \quad (4.29)$$

որտեղ $\tau_i = \tau_n = \tau_p = 1/\gamma(n_0 + p_0)$:

Լուծելով այս հավասարումը $\Delta n(t=0) = 0$ սկզբնական պայմանով և հաշվի առնելով, որ քննարկվող դեպքում $\Delta n = \Delta p$, ստացվում է ֆոտոլիցքակիրների կոնցենտրացիայի աճի հետևյալ օրենքը՝

$$\Delta n(t) = \Delta n_{st} \left(1 - e^{-t/\tau_i}\right), \quad (4.30)$$

որտեղ

$$\Delta n_{st} = \frac{\alpha \beta \tau_i I}{\hbar \omega} : \quad (4.31)$$

Եթե կիրառենք $\Delta n(t=0) = \Delta n_{st}$ սկզբնական պայմանը, ապա կստանանք ֆոտոլիցքակիրների կոնցենտրացիայի մարման օրենքը՝

$$\Delta n(t) = \Delta n_{st} e^{-t/\tau_i} : \quad (4.32)$$

Ինչպես տեսնում ենք, ֆոտոհաղորդականությունը մարում կամ աճում է էքսպոնենցիալ օրենքով: Բնութագրական ժամանակի հաստատունը որոշվում է անհավասարակշիռ լիցքակիրների կյանքի τ_i տևողությամբ:

Լույսի ուժեղ ինտենսիվության դեպքում, երբ $\Delta n \gg n_0 + p_0$, $\Delta p \gg n_0 + p_0$, (4.28) հավասարման մեջ կարելի է պահպանել միայն քառակուսային $\gamma \Delta n^2$ անդամը (քառակուսային ռեկոմբինացիա), իսկ գծային անդամները՝ անտեսել: Այդ դեպքում՝

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \beta \frac{\alpha I}{\hbar \omega} - \gamma \Delta n^2: \quad (4.33)$$

Օգտվելով $\Delta n(t=0) = 0$ սկզբնական պայմանից՝ աճման օրենքի համար ստացվում է՝

$$\Delta n(t) = \sqrt{\frac{\alpha \beta I}{\gamma \hbar \omega}} \operatorname{th} \left(t \sqrt{\frac{\alpha \gamma \beta I}{\hbar \omega}} \right): \quad (4.34)$$

Մարման պրոցեսի համար պետք է օգտվել $\Delta n(t=0) = \Delta n_{st}$ սկզբնական պայմանից: Այդ դեպքում՝

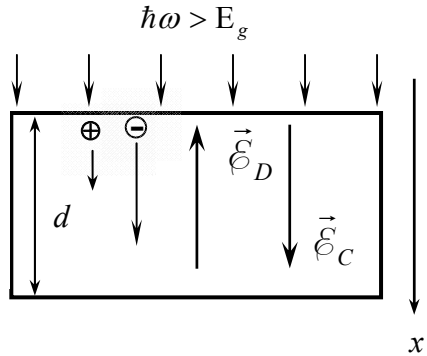
$$\Delta n(t) = \sqrt{\frac{\alpha \beta I}{\gamma \hbar \omega}} \frac{1}{1 + t \sqrt{\alpha \gamma \beta I / \hbar \omega}}: \quad (4.35)$$

Այսպիսով՝ ֆոտոհաղորդականության աճի և մարման օրենքները կախված են լույսի ինտենսիվությունից: Թույլ ինտենսիվության դեպքում ֆոտոհաղորդականությունը և ֆոտոհոսանքը ուղիղ համեմատական են լույսի ինտենսիվությանը՝ $\sigma_{ph,st} \sim I$, $j_{ph,st} \sim I$: Ուժեղ ինտենսիվության դեպքում՝ $\sigma_{ph,st} \sim \sqrt{I}$, $j_{ph,st} \sim \sqrt{I}$: Կարելի է ասել, որ ստացիոնար ֆոտոհոսանքի կախումը լույսի ինտենսիվությունից պետք է ունենա գծային և սուբգծային տեղամասեր:

4.5. Դեմքերի էֆեկտ

Ֆոտո-էլշուի այս տեսակը առաջանում է լիցքակիրների երկբևեռ ֆոտոգեներացիայի ($\hbar \omega > E_g$) դեպքում, երբ ֆոտոնի ազատ վազքի l_{ph} երկարությունը շատ փոքր է ճառագայթի տարածման ուղղությամբ կիսահաղորդչի երկարությունից՝ $l_{ph} = \alpha^{-1} \ll d$: Դեմքերի ֆոտո-էլշուի առաջացման պատճառը ֆոտոգրգռված էլեկտրոնների և խոռոչների դիֆուզիայի գործակիցների (կամ շարժունակությունների

րի) տարբերությունն է: Նկատենք, որ Դեմբերի ֆոտո-էլեկտրոն դիտում է լուսավորումից որոշ ժամանակ անց: Այդ ժամանակը մաքսվելյան ռելաքսացիայի ժամանակի կարգի մեծություն է: Դեմբերի ֆոտո-էլեկտրոն հանդիսանում է ամբիպոլյար դիֆուզիայի երևույթի հիմնական պատճառը:



Նկ. 4.7.

Իրոք, եթե համեմատաբար հաստ ($d \gg L$, որտեղ L -ը ամբիպոլյար դիֆուզիայի երկարությունն է) կիսահաղորդիչը լուսավորենք $\hbar\omega > E_g$ սեփական կլանման տիրույթի լույսով, ապա կիսահաղորդիչի l_{ph} հաստությամբ մերձակերևութային շերտում, որտեղ կլանվում է լույսը, առաջանում են անհավասարակշիռ էլեկտրոններ և խոռոչներ: Արդյունքում մակերևութային շերտի և ծավալի միջև առաջանում է անհավասարակշիռ լիցքակիրների կոնցենտրացիայի գրադիենտ: Ավելցուկային լիցքակիրները լուսավորված տեղամասից դիֆուզվում են դեպի կիսահաղորդիչի խորքը: Քանի որ էլեկտրոնի դիֆուզիայի գործակիցը (կամ շարժունակությունը) մեծ է խոռոչի դիֆուզիայի գործակիցից (կամ շարժունակությունից), ապա էլեկտրոնների դիֆուզիոն ներթափանցման խորությունը կլինի ավելի մեծ, քան խոռոչների ներթափանցման խորությունը: Էլեկտրոնների և խոռոչների դիֆուզիայի գործակիցների տարբերությունը բերում է նրան, որ կիսահաղորդիչի մակերևույթը ծավալի նկատմամբ լիցքավորվում է դրական լիցքով: Առաջացած կուլոնյան ներքին էլեկտրական դաշտն ուղղվում է այնպես, որ արագացնում է խոռոչներին, որոնք ունեն փոքր շարժունակություն, և դանդաղեցնում է էլեկտրոններին (նկ. 4.7.): Պարզիպ դիֆուզիայի հետևանքով ձևավորված էլեկտրական դաշտն առաջացնում է դրեյֆային կարճատև էլեկտրական հոսանք,

որի արդյունքում էլեկտրոնների և խոռոչների հոսքերն ի վերջո հավասարակշռվում են (գումարային հոսանքը հավասարվում է զրոյի): Դրանից հետո տարբեր նշանի լիցքերով ֆոտոլիցքակիրները դիֆուզվելով շարժվում են դեպի նմուշի խորքը՝ որպես մի ամբողջություն (էլեկտրոն-խոռոչային ամպ): Կարելի է ցույց տալ, որ ամբիպոլյար դիֆուզիան բնութագրվում է ամբիպոլյար դիֆուզիայի $D = (n + p)D_n D_p / (nD_n + pD_p)$ գործակցով, որտեղ D_n -ը և D_p -ն համապատասխանաբար էլեկտրոնների և խոռոչների դիֆուզիայի գործակիցներն են: Լիցքակիրների ամբիպոլյար դիֆուզիայի $L = \sqrt{D\tau}$ երկարությունը որոշվում է ամբիպոլյար դիֆուզիայի D գործակցով և ֆոտոլիցքակիրների կյանքի τ միջին տևողությամբ:

Էլեկտրոն-խոռոչային ամպի ներթափանցման խորությունը ամբիպոլյար դիֆուզիոն երկարության կարգի մեծություն է: Ծավալային էլշուն, որն առաջանում է լուսավորված կիսահաղորդչի էլեկտրոնների և խոռոչների դիֆուզիայի գործակիցների տարբերության պատճառով, ստացել է Դեմբերի էլշու անվանումը: Դեմբերի էլշուի հաշվարկը կատարենք այն ենթադրությամբ, որ կիսահաղորդչում չկան թակարդներ, և բացակայում է մակերևութային ռեկոմբինացիան: Անտեսում ենք նաև մերձմակերևութային տիրույթում էներգետիկ գոտիների թերումը:

Լիցքակիրների հոսանքների խտության հավասարումները կարելի է գրել հետևյալ կերպ՝

$$j_n = \sigma_n \mathcal{E}_C + eD_n \frac{d\Delta n}{dx}, \tag{4.36}$$

$$j_p = \sigma_p \mathcal{E}_C - eD_p \frac{d\Delta p}{dx}, \tag{4.37}$$

որտեղ $\sigma_n = en\mu_n$ -ը և $\sigma_p = ep\mu_p$ -ն էլեկտրոնային և խոռոչային հաղորդականություններն են, իսկ \mathcal{E}_C -ն էլեկտրոնների և խոռոչների դիֆուզիոն տեղաշարժերի տարբերությամբ պայմանավորված կուլոնյան դաշտն է:

Գումարելով (4.36) և (4.37) հավասարումները՝ էլեկտրական հոսանքի լրիվ խտության համար կստանանք՝

$$j = j_n + j_p = \sigma \left[\mathcal{E}_C + \frac{e}{\sigma} \left(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} \right) \right]: \quad (4.38)$$

Այստեղ $\sigma = \sigma_n + \sigma_p = en\mu_n + ep\mu_p$ -ն լրիվ (տեսակարար) հաղորդականությունն է:

(4.38) արտահայտության դիֆուզիոն անդամն ունի դիֆուզիոն ծագում ունեցող կողմնակի ուժերի էլեկտրական դաշտի լարվածության իմաստ՝

$$\mathcal{E}_D = -\frac{e}{\sigma} \left(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} \right): \quad (4.39)$$

\mathcal{E}_D -ն անվանում են Գեմբերի դաշտ:

Օգտվելով (4.39)-ից՝ (4.38)-ը կարելի է ներկայացնել $j = \sigma(\mathcal{E}_C - \mathcal{E}_D)$ տեսքով: Պարսպ ընթացքի ռեժիմում $j = 0$: Այստեղից հետևում է, որ կուլոնյան և Գեմբերի դաշտերը ունեն հակադիր ուղղություններ (նկ. 4.7.): Գեմբերի լարումը հավասար է կողմնակի ուժերի դաշտի լարվածության ինտեգրալին՝

$$U_D \equiv \int_0^d \mathcal{E}_D(x) dx = -\int_0^d \frac{e}{\sigma} \left(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} \right) dx: \quad (4.40)$$

Էլեկտրոնների և խոռոչների կոնցենտրացիաները կարելի է ներկայացնել որպես հավասարակշիռ (n_0, p_0) և անհավասարակշիռ ($\Delta n, \Delta p$) մասերի գումար ($n = n_0 + \Delta n$, $p = p_0 + \Delta p$), ընդ որում՝ $\Delta n = \Delta p$: Օգտվելով Էյնշտեյնի առնչություններից ($D_{n,p} = k_B T \mu_{n,p} / e$) (4.40) բանաձևը կարելի է արտագրել հետևյալ տեսքով՝

$$U_D = -k_B T (\mu_n - \mu_p) \int_0^d \frac{1}{\sigma} \frac{d\Delta n}{dx} dx: \quad (4.41)$$

Մյուս կողմից՝ հաղորդականությունը կարելի է ներկայացնել հետևյալ կերպ՝

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

կամ հաշվի առնելով $\Delta n = \Delta p$ պայմանը՝

$$\sigma = en_0\mu_n + ep_0\mu_p + e(\mu_n + \mu_p)\Delta n:$$

Այս արտահայտությունից որոշելով Δn -ը և տեղադրելով (4.41)-ի մեջ՝ Գեմբերի լարման համար կստանանք՝

$$U_D = -\frac{k_B T}{e} \frac{b-1}{b+1} \int_0^d \frac{d\sigma}{\sigma}:$$

Այստեղ $b = \mu_n / \mu_p$,

հետևաբար՝

$$U_D = \frac{k_B T}{e} \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{\sigma(x=0)}{\sigma(x=d)}: \quad (4.42)$$

Այժմ հաշվի առնենք, որ ֆոտոլիցքակիրների ներթափանցման խորությունը դիֆուզիոն L երկարության կարգի մեծություն է: Հետևաբար, կարելի է համարել, որ լուսավորված մակերևույթից $(2 \div 3)L$ խորության վրա անհավասարակշիռ լիցքակիրներն արդեն ռեկոմբինացվել են: Քանի որ $d \gg L$, ապա կարելի է համարել, որ $x = d$ մակերևույթի մոտակայքում անհավասարակշիռ լիցքակիրների կոնցենտրացիան հավասար է զրոյի, իսկ հաղորդականությունը որոշվում է միայն հավասարակշիռ լիցքակիրներով: Այսինքն՝

$$\sigma(x=d) = en_0\mu_n + ep_0\mu_p, \quad (4.43)$$

իսկ

$$\sigma(x=0) = e[n_0 + \Delta n(x=0)]\mu_n + e[p_0 + \Delta p(x=0)]\mu_p, \quad (4.44)$$

կամ

$$\sigma(x=0) = \sigma(x=d) + e(\mu_n + \mu_p)\Delta n(x=0): \quad (4.45)$$

Այստեղից Գեմբերի լարման համար ստացվում է հետևյալ արտահայտությունը՝

$$U_D = \frac{k_B T}{e} \frac{b-1}{b+1} \ln \left[1 + \frac{(b+1)\Delta n(x=0)}{bn_0 + p_0} \right]: \quad (4.46)$$

Ինչպես տեսնում ենք, Գեմբերի էլշուն համեմատական է շարժունակությունների $(b-1)$ տարբերությանը և կախված չէ նմուշի d հաստությունից: Ինչքան խիստ են տարբերվում էլեկտրոնների և խոռոչների շարժունակությունները, այնքան մեծ է U_D -ն: Գեմբերի էլշուն սովորաբար բավականին փոքր լարում է: Սենյակային $T = 300$ Կ ջերմաստիճանում $k_B T / e = 0,026$ էՎ, հետևաբար՝ $U_D \sim 10^{-2}$ Վ: Սակայն μ_n և μ_p շարժունակությունների մեծ տարբերություն ունեցող կիսահաղորդիչների ինտենսիվ ֆոտոգրգռման դեպքում Գեմբերի լարման մեծությունը կարող է հասնել մինչև $0,1 \div 0,5$ Վ:

Ինչպես երևում է (4.46) արտահայտությունից, $b(T) = const$ դեպքում ջերմաստիճանի աճից լարումն աճում է գրեթե գծային օրենքով: Իրականում b պարամետրը ևս կախված է ջերմաստիճանից: Այնպես որ Գեմբերի ֆոտո-էլշուի ջերմաստիճանային կախումն ունի բարդ տեսք:

Կարելի է վերլուծել նաև Գեմբերի ֆոտո-էլշուի կախումը լույսի ինտենսիվությունից: Լույսի թույլ ինտենսիվության դեպքում $\Delta n(x=0)$ -ի համար ստացված (4.31) արտահայտությունը տեղադրելով (4.46) բանաձևի մեջ, այնուհետև հաշվի առնելով $\Delta n(x=0) \ll n_0$ պայմանը, միաժամանակ լոգարիթմական ֆունկցիան վերլուծելով Թեյլորի շարքի և սահմանափակվելով շարքի առաջին անդամով ($\ln(1+x) \cong x$)՝ կստանանք՝

$$U_D \cong \frac{k_B T}{e} \frac{b-1}{b+1} \frac{(b+1)}{bn_0 + p_0} \frac{\alpha\beta\tau_i I}{\hbar\omega}: \quad (4.47)$$

Ինչպես երևում է, թույլ ինտենսիվությունների դեպքում Դեմբերի U_D լարումը ուղիղ համեմատական է լույսի ինտենսիվությանը և հակադարձ համեմատական է հավասարակշիռ լիցքակիրների $bn_0 + p_0$ կոնցենտրացիային: Հետևաբար, Դեմբերի լարումն ամենամեծն է սեփական կիսահաղորդչում: Նման ձևով կարելի է համոզվել, որ ուժեղ ինտենսիվության լույսի դեպքում $U_D \sim \ln I$:

Կարևոր է նշել, որ վերը քննարկված մոտեցման ժամանակ անտեսվեցին մակերևութային վիճակները, մակերևութային պոտենցիալը և մակերևութային ռեկոմբինացիան: Դեմբերի էլշուն առաջանում է կիսահաղորդչի մերձմակերևութային տիրույթում կամ մետաղ-կիսահաղորդիչ կոնտակտի տեղամասում, կամ կիսահաղորդչի երկարությամբ՝ նմուշի լուսավորված և մթնային տեղամասերի միջև: Դեմբերի էֆեկտը հայտնաբերվել է հենց վերջին ձևով:

Պետք է նշել, որ ազատ լիցքակիրների միաբևեռ լուսային գեներացիան ևս կարող է հանգեցնել Դեմբերի դաշտի առաջացման: Այս դեպքում Դեմբերի դաշտը պայմանավորված է գեներացված շարժուն լիցքակիրներով և խառնուրդային անշարժ իոններով: Սակայն, ի տարբերություն երկբևեռ ֆոտոգեներացիայի, այստեղ շարժուն մասնիկների դիֆուզիոն տեղաշարժը սահմանափակված է: Իրոք, քանի որ խառնուրդային իոններն անշարժ են և չեն կարող հետևել շարժուն մասնիկներին, ապա վերջիններիս դիֆուզիայի հետևանքով նմուշում առաջանում է տարածական լիցք և դրա հետ կապված էլեկտրական դաշտ: Հենց այդ դաշտն էլ արգելակում է ազատ լիցքակիրների հետագա դիֆուզիոն շարժումը: Ստացիոնար վիճակում մասնիկների հոսքը բացակայում է:

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. А. Берг, П. Дин, Светодиоды, Москва, Мир, 1979.
2. А. И. Ансельм, Введение в теорию полупроводников, Москва, Наука, 1978.
3. В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников, Физика полупроводников, Москва, Наука, 1977.
4. В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Яссиевич, Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках, Санкт-Петербург, 1977.
5. В. П. Грибковский, Теория поглощения и испускания света в полупроводниках, Минск, Наука и Техника, 1975.
6. Е. Ф. Венгер, А. В. Гончаренко, М. Л. Дмитрук, Оптика малых частиц и дисперсных сред, Киев, Наукова Думка, 1999.
7. Е. Ю. Перлин, Т. А. Вартамян, А. Б. Федоров, Физика твердого тела, Оптика полупроводников, диэлектриков, металлов, СПбГУ ИТМО, Санкт-Петербург, 2008.
8. Ж. Панков, Оптические процессы в полупроводниках, Москва, Мир, 1973.
9. И. Аут, Д. Генцов, К. Герман, Фото-электрические явления, Москва, Мир, 1980.
10. К. В. Шалимова, Физика полупроводников, Москва, Энергоатомиздат, 1985.
11. Н. И. Коротеев, И. Л. Шумай, Физика мощного лазерного излучения, Москва, Наука, 1991.
12. С. В. Гапоненко, Н. Н. Розанов, Е. Л. Ивченко, А. Ф. Федоров и др., Оптика наноструктур, Под ред. А. Ф. Федорова, 2005.
13. С. И. Борисенко, Физика полупроводниковых наноструктур, Томск, 2010.
14. Т. Мосс, Г. Баррел, Б. Эллис, Полупроводниковая оптоэлектроника, Москва, Мир, 1976.
15. Ч. Киттель, Введение в физику твердого тела, Москва, Наука, 1978.
16. Ю. И. Уханов, Оптические свойства полупроводников, Москва, Наука, 1977.
17. Ю. М. Поплавко, Физика диэлектриков, Вища школа, Киев, 1980.

18. Ю. П. Кардона, Основы физики полупроводников, Москва, Физматлит, 2002.
19. Ю. Р. Носов, Оптоэлектроника, Москва, Радио и Связь, 1989.
20. B. M. Askerov, Electron Transport Phenomena in Semiconductors, World Scientific Publ. Co Inc, 1994.
21. C. F. Klingshirn, Semiconductor Optics, Springer Verlag, 2001.
22. Ch. Hamaguchi, Basic Semiconductor Physics, Springer, 2010.
23. C. Jacoboni, Theory of Electron Transport in Semiconductors, Springer, 2010.
24. Frank Jahnke, Quantum Optics with Semiconductor Nanostructures, Woodhead Publishing, 2012.
25. H. Haug, A. P. Jauho, Quantum Kinetics in Transport and Optics in Semiconductors, Springer, 1996.
26. H. Haug, S. W. Koch, Quantum Theory of the Optical and Electronic Properties of Semiconductors, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore, 2004.
27. J. Faist, Optical Properties of Semiconductors, Zurich, 2008.
28. J. Singh, Optical Properties of Semiconductors, Publ. Cambridge University Press, 2003.
29. M. Grundmann, The Physics of Semiconductors, Springer, 2010.
30. Semiconductors and Semimetals, v.8, Transport and Optical Phenomena, Edited by R. K. Willardson, A. C. Beer, Academic Press, N. Y., 1972.
31. S. V. Gaponenko, Optical Properties of Semiconductor Nanocrystals, Cambridge, 1998.
32. W. Schafer, M. Wegner, Semiconductors Optics and Transport Phenomena, Springer Verlag, Berlin, 2002.

ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆ
ՍԼԱՎԻԿ ՎՈԼՈՂՅԱՅԻ ՄԵԼՔՈՆՅԱՆ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԳԻՉՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱՅԻ
ՀԻՄՈՒՆՔՆԵՐ
ՈՒՍՈՒՄՆԱՄԵԹՈՂԱԿԱՆ ՉԵՌՆԱՐԿ

Համակարգչային ձևավորումը՝ Կ. Չալաբյանի
Կազմի ձևավորումը՝ Ա. Պատվականյանի
Հրատ. սրբագրումը՝ Հ. Ասլանյանի

Տպագրված է «Վարդան Սկրտչյան» ԱԶ տպագրատանը:
Երվանդ Քոչար 7-62

Չափսը՝ 60x84 ¹/₁₆: Տպ. մամուլը՝ 9,75:
Տպաքանակը՝ 100:

ԵՊՀ հրատարակչություն
ք. Երևան, 0025, Ալեք Մանուկյան 1



ՆՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
ՏՐԵՎԱՆ 2015