

**O'ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIIY VA O'RTA MAXSUS**

**TA'LIM VAZIRLIGI**

**BUXORO DAVLAT UNIVERSITETI**

**Fizika –matematika fakulteti**

***“Fizika” kafedrası***

5140200 - “Fizika” ta’lim yo’nalishi bo’yicha bakalavr darajasini olish uchun

**Xudoyqulova Oygul Shokir qizining**

**“Deformatsiyada kuchlanish tenzorini o’rganish”**

***BITIRUV MALAKAVIY ISHI***

**“Ish ko’rildi va himoyaga  
ruxsat berildi”**

**Ilmiy rahbar:\_\_\_\_\_ dotsent Q.S. Saidov**

**“\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2017 y.**

**Kafedra mudiri \_\_\_\_\_ f-m.f.n. B.E.Niyazxanova Taqrizchi: \_\_\_\_\_ BMTI o’qituvchisi**

**G. K. Kasimova**

**“\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2017 y.**

**“\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2017 y.**

**“Himoya qilishga ruxsat berildi”**

**Fakultet dekani \_\_\_\_\_ prof. SH.M. Mirzayev**

**“\_\_\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2017 y.**

**Buxoro-2017y.**

## MUNDARIJA

|                                                                                                            |    |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Kirish .....                                                                                               | 3  |
| I Bob. Jismlarning deformatsiyasida fizik jarayonlar.....                                                  | 6  |
| 1.1. Deformatsiyasi turlari.....                                                                           | 6  |
| 1.2. Yarim o'tkazgichli asboblarning tenzosezgirliigi va zaryad<br>tashuvchilarining konsentratsiyasi..... | 23 |
| II Bob. Deformatsiyada kuchlanish tenzori va elektr hodisalar.....                                         | 32 |
| 21. Deformatsiyalangan jismlarda kuchlanish tenzori.....                                                   | 32 |
| 2.2. Yarim o'tkazgichlar energetik sathlariga deformatsiyaning ta'siri.....                                | 46 |
| Xulosa.....                                                                                                | 65 |
| Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati.....                                                                    | 67 |

## Kirish

Istiqlol yo'lida qadam tashlab borayotgan vatanimizdagi mavjud madaniy omillarga ahamiyat berish bilan birga maorif, ta'lim, tarbiya ishlariga e'tibor kuchaytirilmoqda.

Kadrlar tayyorlash milliy dasturini yaratish bo'yicha O'zbekiston Respublikasi komissiyasining majlisida so'zlagan "Zamonaviy kadrlar-taraqqiyotimizning muhim omilidir" nutqida birinchi prezidentimiz I.A. Karimov quyidagi fikrlarni aytdilar.

"Kadrlar masalasini hal etmas ekanmiz, saiy-harakatlarimiz kutilgan natijani berishi, hayotimiz, ma'naviyatimiz o'zgarishi qiyin bo'ladi. Demakki zamonaviy ta'lim-tarbiya tizimini isloh qilish, zamon talablariga mos bo'lgan kadrlar tayyorlash ishini yo'lga qoyish faoliyatimizning bosh yo'nalishi bo'lmog'i lozim. Yo'qsa biz yoshlarimizni mustaqil fikrga ega bo'lmagan odam esa har qanday olomonga ergashib ketaveradi".

**Ishning dolzarbligi:** Moddalarning deformatsiya natijasida fizik xossalarini o'zgartirishi ularning radioelektronika va lazer texnologiyalar sanoatida qo'llanish imkoniyatini oshirmoqda.

Yarim o'tkazgichlarning deformatsiya natijasida energetik sathlari vat ok tashuvchilarning xususiyatlariini o'zgarishi bu boradagi tadqiqat ishlarini ko'payib borishiga olib kelmoqda.

**Ishning maqsadi:** Malakaviy bitiruv ishida deformatsiyada kuchlanish tenzori hamda yarim o'tkazgichlaning fizikaviy xossalarining o'zgarishini o'rganish maqsad qilindi.

**Ilmiy yangilik:** deformatsiya tenzori va kuchlanish tenzorlarining xususiy hollari nazariyada o'rganildi, hamda taqiqlangan energetik o'tishlarning ruxsat etilishi nazariy o'rganib chiqildi.

Malakaviy bitiruv ishida to'plangan ma'lumotlarni tahlil qilib aytish mumkinki bu yo'nalisdagi ilmiy izlanish o'z nihoyasini to'liq topmagan.

**Ishning tadqiqot obyekti va predmeti:** Defomatsiyalanuvchi yarim o'tkazgich potensial energiyasi, Fermi sathlari, energetik sathlarning siljishi va elektr xossalarning o'rganishi bitiruv malakaviy ishning tadqiqot obyekti va predmeti hisoblanadi.

**Ishning tadqiqot usuli va uslibiyoti:** Ilmiy va ommabob manbalardan ma'lumotlarni to'plash, tahlil qilish, nazariy yondashish hamda xulosa va takliflar berishdan iborat.

**Ishning asosiy natijalari:** Deformatsiyalanuvchi yarim o'tkazgichlarning tenzorlari o'rganilib energetik holatlar va elektr o'tkazuvchanlikka ta'sirlar nazariy o'rganildi. Chiziqli izotropik muhitda deformatsiya bilan bog'liq mexanik hodisalar haqida ma'lumotlar to'plandi.

**Ishning hajmi tuzilishi:** Bitiruv malakaviy ishi kirish, 2 ta bob va 4 ta paragrafdan iborat bo'lib 69 betda yoziladi. Shuning hodisalarni tushunarli ravishda ifodalash uchun 20 ta chizma keltirildi. Yig'ilgan manbalarning adabiyot nomlari va elektiron manzillari keltirildi. Olingan ma'lumotlar bazasida uchta ilmiy maqola, ikkita darslik va to'rtta o'quv qo'llanma ishlatildi.

**Qisqacha mazmuni va ilmiy tadqiqod:** Yarim o'tkazgichlarni deformatsiya jarayonida elektrik va mexanik xossalari o'rganilib ularning istiqbollari haqida xulosa takliflar kiritildi.

Deformatsiyalanish jarayonida qattiq jismni tashkil etuvchi zarrachalar (molekulalar va atomlar) ning ma'lum qismi bir-birlariga nisbatan siljiydi. Bunday siljishga qattiq jism tarkibidagi zaryadlangan zarrachalar orasidagi elektromagnit kuchlari qarshilik ko'rsatadi. (Zaryadlangan zarrachalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari elektromagnit ta'sir kuchlari deb ataladi). Natijada deformatsiyalanayotgan qattiq jismda son jixatidan tashqaridan qo'yilgan kuchga

teng, lekin qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'lgan ichki kuch-elastiklik kuchi vujudga keladi.

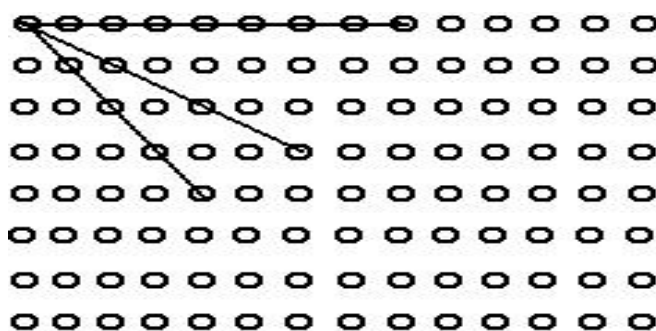
Deformatsiyalarning turlari juda ko'p bo'lib tushunish oson bo'lishi uchun eng sodda deformatsiyalardan birini-bir tomonlama cho'zilish yoki bir tomonlama siqilishi mumkin. Har qanday qattiq jism tashqi kuchlar ta'sirida o'zining shaklini va xajmini o'zgartiradi. Bunday o'zgarish deformatsiya deb ataladi. Tashqaridan qo'yilgan kuchlarning ta'siri to'xtashi bilan yo'qolib ketuvchi deformatsiyalar elastik deformatsiyalar deb ataladi. Kuchlarning ta'siri to'xtagandan so'ng jismda saqlanib qoluvchi deformatsiyalar plastik yoki qoldiq deformatsiyalari deb ataladi. Qattiq jismni uzluksiz muhit deb qaraymiz. Qattiq jismini cheksiz kichik zarrasi deb atom ya'ni molekulyar soni yetarlicha ko'p bo'lgan uzluksiz kichik bo'lagi nazarda tutiladi. Tashqi kuchlar yoqligida qattiq jism zarralari muvozanat vaziyatda turadi.

Bizga ma'lumki, deformatsiya ta'sirida o'tkazuvchanlik sohasi ham valent soha ham siljiydi. Buning natijasida esa taqiqlangan sohaning o'zgarishi ro'y beradi. Deformatsiya natijasida valent sohadagi sathlarning ajralishi, ekstrimumlardagi zaryad tashuvchilarning qayta taqsimlanishiga olib kelad. Ya'ni elektronlar eng past bo'lib, qolgan minimumlarga va kovaklar eng yuqori sathlarga o'ta boshlaydi.

## **I.Bob. Jismlar deformatsiyasi.**

### **1.1. Jismlar deformatsiyasi turlari**

Qattiq jismlarda zarralar (molekulalar, atomlar va ionlar) tartibli joylashgan bo‘lib, kristal panjara yoki fazoviy panjara hosil qiladi. Molekula, atom yoki ion joylashgan o‘rinlar panjarani tugunlari deyiladi. Fazoviy panjarani shakllari turli-tuman bo‘lishi mumkin, lekin ixtiyoriy bo‘lmaydi. Fazoviy yoki kristal panjaradagi zarralarning simmetrik va zich joylashishlariga sabab, ularning tortishish yoki itarishish kuchlarining muvozanatlanishidir. Ana shu ta’sir kuchlari tufayli qattiq jism o‘z shaklini yoki hajmini doimo saqlaydi. Zarralarning o‘zaro ta’sir kuchi – bu elektr kuchlaridir. Masalan: fazoviy panjara tugunlarida turli ishorali ion joylashgan bo‘lsa, o‘zaro ta’sir kulon kuchidan iborat bo‘ladi.



1-chizma. Fazoviy panjara tugunlarida turli ishorali ionlarning joylashishi.

Fazoviy panjarani turli yo‘nalishi bo‘yicha zarralarni zichligi har xil bo‘ladi. SHuning uchun ham qattiq jismning turli yo‘nalishi bo‘yicha fizik xossalari ham xar xil bo‘ladi. Bunga kristal anizotropiyasi deyiladi. Masalan: 1. Qattiq jism deformatsiyasi; 2. Qattiq jismning issiqlik o‘tkazuvchanligi; 3. Issiqlikdan kengayish; 4. Qattiq jismning issiqlik sig‘imi. Shu xossalardan qattiq jism deformatsiyasini va qattiq jismni issiqlikdan kengayishini, polimerlarni kuch ta’sirida cho‘zilishini ko‘rib chiqamiz.

Yuqorida ko‘rib o‘tdikki, qattiq jismlar kristal holda bo‘lib, kristal panjara tugunlarida joylashgan zarralar o‘zaro ta’sirlashadi va bu ta’sirlarning teng tashkil etuvchisi nolga teng bo‘ladi. Agar qattiq jismga tashqi kuch ta’sir etsa, zarralar

muvozanat vaziyatidan siljiydi. Natijada zarralarni o'zaro ta'sir kuchlari zarrani avvalgi joyiga qaytarishga harakat qiladi. Agar siljish uncha katta bo'lmasa, zarralarning o'zaro ta'sir kuchi zarralarni o'z joyiga qaytaradi. Bunday xodisaga elastik deformatsiya deyiladi. Agar tashqi kuch katta bo'lsa zarralarning muvozanat vaziyatidan siljishi katta bo'ladi, natijada zarralarning o'zaro ta'sir kuchi zarralarni avvalgi holatiga qaytara olmaydi. Bu xodisa plastik deformatsiya deyiladi. Demak qattiq jismlarning tashqi kuch ta'sirida shaklini yoki hajmini o'zgarishiga deformatsiya deb ataladi.

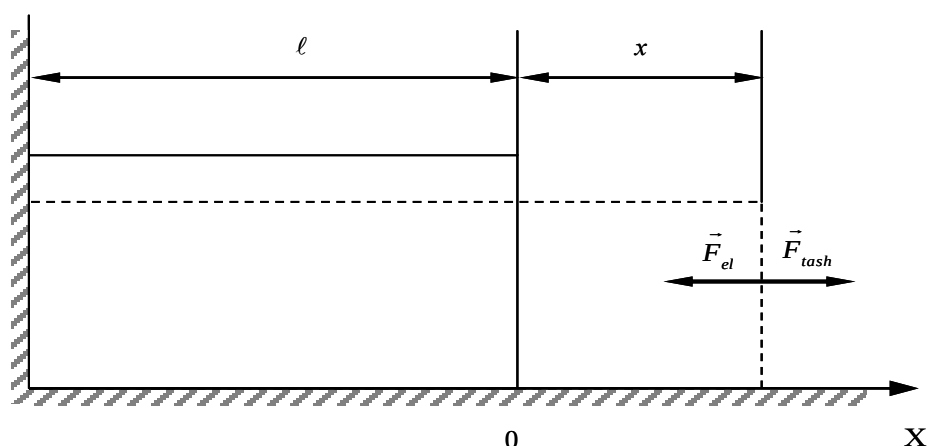
Deformatsiyani o'zi bir necha ko'rinishga ega: Cho'zilish yoki siqilish deformatsiyasi, siljish deformatsiyasi, egilish deformatsiyasi, buralish deformatsiyasi.

Har qanday qattiq jism tashqi kuchlar ta'sirida o'zining shaklini va hajmini o'zgartiradi. Bunday o'zgarish deformatsiya deb ataladi. Tashqaridan qo'yilgan kuchlarning ta'siri to'xtashi bilan yo'qolib ketuvchi deformatsiyalar elastik deformatsiyalar deb ataladi. Kuchlarning ta'siri to'xtagandan so'ng jismda saqlanib qoluvchi deformatsiyalar plastik yoki qoldiq deformatsiyalari deb ataladi.

Deformatsiylanish jarayonida qattiq jismni tashkil etuvchi zarrachalar (molekulalar va atomlar)ning ma'lum qismi bir-birlariga nisbatan siljiydi. Bunday siljishga qattiq jism tarkibidagi zaryadlangan zarrachalar orasidagi elektromagnit kuchlari qarshilik ko'rsatadi. (Zaryadlangan zarrachalar orasidagi o'zaro ta'sir kuchlari elektromagnit ta'sir kuchlari deb ataladi). Natijada deformatsiylanayotgan qattiq jismda son jixatidan tashqaridan qo'yilgan kuchga teng, lekin qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'lgan ichki kuch-elastiklik kuchi vujudga keladi. Deformatsiyalarning turlari juda ko'p bo'lib tushunish oson bo'lishi uchun eng sodda deformatsiyalardan birini-bir tomonlama cho'zilish yoki bir tomonlama siqilishni qarab chiqaylik. Cho'zilish deformatsiyasini ko'rib chiqaylik: uzunligi  $l$  ko'ndalang kesim yuzi  $S$  bo'lgan sterjen olib, uni bir tomonini

mahkamlab, ikkinchi tomoniga tashqi kuch ta'sir ettiramiz. Bu kuchga qarama-qarshi yo'nalgan elastiklik kuchi paydo bo'ladi.

Uzunligi  $l$  ga, ko'ndalang kesimining yuzi esa  $S$  ga teng bo'lgan bir jinsli rezina sterjen stol sirtiga qo'yilgan va uning bir uchi devorga maxkamlangan bo'lsin (2-chizma.). Agar  $X$  o'qining musbat yunalishi bo'yicha sterjen ko'ndalang kesimning yuzaga tik ravishda tashqi  $\vec{F}_{tash}$  kuch ta'sir qilsa, sterjenning uzunligi  $x$  qiymatga ortadi, ya'ni cho'ziladi. Deformatsiylanish (cho'zilish) jarayonida, sterejenda uni avvalgi xoliga qaytarishga intiluvchi, son jixatidan  $\vec{F}_{tash}$  kuchga teng lekin qarama-qarshi yo'nalishga ega bo'lgan  $\vec{F}_{el}$  elastiklik kuchi vujudga keladi.



2-chizma. Bir tomonlama deformatsiya

Ingliz olimi Robert Guk tajribalar asosida elastiklik deformatsiyalarda vujudga keluvchi kuchlanish nisbiy cho'zilishga proporsional ekanligini ifodalovchi qonuni yaratadi. Guk tajribalar natijasida, deformatsiyalangan jism kuchlanishi, nisbiy deformatsiyasiga to'g'ri proporsionalligini aniqladi. Bu qoida Guk qonuni deyiladi. Gukning bu qonunini bir tomonlama cho'zilish yoki siqilishdan iborat deformatsiyalar uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$\sigma = E \cdot \varepsilon \quad (1.1.1)$$



bu erda  $E$  – proporsionallik koeffitsienti bo'lib, elastiklik moduli yoki Yung moduli deb ataladi. Yung moduli ( $E$ ) har bir jism uchun o'zgarmas bo'lib, uni qiymati faqat deformatsiyalanayotgan jism materialiga bog'liq.

Agar  $E$  nisbiy deformatsiya birga teng bo'lsa, Yung moduli ( $E$ ), kuchlanishga ( $\sigma$ ) teng bo'ladi.

$$\varepsilon=1, E = \sigma \quad (1.1.2)$$

(1.4) formuladan ko'rinadiki Yung moduli bir birlik nisbiy deformatsiyani ( $E$ ) hosil etuvchi kuchlanish ( $\sigma$ ) son qiymatiga teng.

Agar (1.1.3) formulaga (1.1.1) va (1.1.2) formulalarni qo'ysak, cho'zilish deformatsiyasi uchun Guk qonunini keltirib chiqaramiz.

$$\frac{F}{S} = E \cdot \frac{\Delta l}{l} \quad (1.1.3)$$

Bundan (1.1.4) chi formuladagi  $\frac{E \cdot S}{l} = k$  deb belgilab  $F = k\Delta l$ , va  $F = - F_{el}$  bo'lganligi uchun quyidagicha bo'ladi.

$$F_{el} = - k\Delta l \quad (1.1.4)$$

Bu yerda  $k$  – proporsionallik koeffitsienti bo'lib jismni materialiga va o'lchamlariga bog'liqdir. Odatda  $k$  – jismni bikirligi deb ham ataladi.

Egilish deformatsiyasi uchun Guk qonuni quyidagicha ko'rinishga ega bo'ladi.

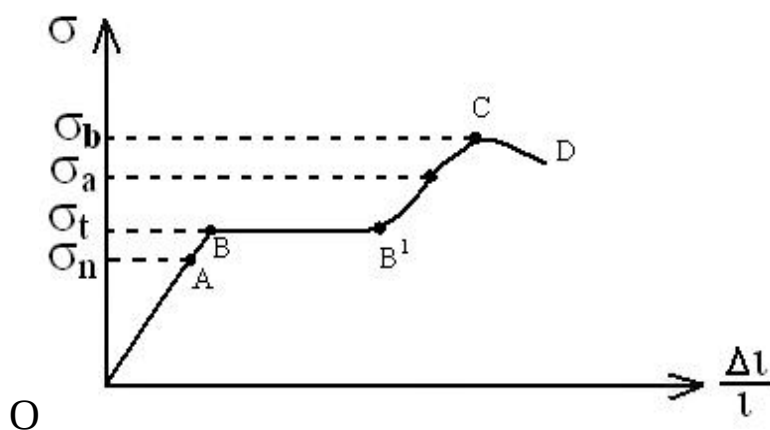
$$\lambda = \alpha F \quad (1.1.5)$$

Bu yerda  $\lambda$  – egilish masofasi,  $\alpha$ - jismni materialiga va o'lchamlariga bog'liq bo'lgan, proporsionallik koeffitsienti,  $F$  – tashqi kuch.

Endi yuqorida misol qilib olingan  $\ell$  uzunlikka va  $S$  ko'ndalang kesimga ega bo'lgan, sterjenni cho'zilish deformatsiyasini kuzataylik. Buning uchun grafik yoki cho'zilish diagrammasini hosil qilamiz. Ordinata o'qiga kuchlanish qo'yamiz,

absissa o'qiga nisbiy deformatsiyasini qo'yamiz.  $\sigma_n$ - kuchlanish qiymatigacha elastik deformatsiya ro'y beradi va Guk qonuni bajariladi.  $\sigma_n$ -qiymatida esa kuchlanish bilan nisbiy deformatsiya orasidagi proporsionallik yo'qoladi.

Shuning uchun  $\sigma_n$  kuchlanish proporsionallik chegarasi deyiladi. Bunga A nuqta mos keladi. Kuchlanishni ortishi, nisbiy uzayishni ortishiga olib keladi.  $\sigma_t$  ga teng bo'lgan kuchlanish oquvchanlik chegarasi deyiladi, kuchlanish ortmasa ham nisbiy uzayish ortib ketaveradi. B nuqta va B<sup>1</sup> nuqta oralig'idagi kuchlanish  $\sigma_v$  esa mustahkamlik chegarasi deb ataladi va kuchlanish  $\sigma_v$  dan ortsa jism uzilib ketadi. Agar jism kuchlanish  $\sigma_a$  gacha deformatsiyaga uchragan bo'lsa, o'z holatiga to'liq qaytmaydi, natijada qoldiq deformatsiya CD kesmaga teng bo'ladi. Bunday holatlarda jismni avvalgi holatiga qaytarish uchun, jismni qayta toblash zarur.



3-chizma. Kuchlanish va nisbiy deformatsiya orasidagi bog'lanish.

Qattiq jism deformatsiyasi diogrammasining ko'rinishi 3-chizmada keltirilgan. 3-chizma ko'rinadikim, diogramma OA, AB, BB', B'C va CD kesmalardan iborat.

AB kesma kuchlanish “ $\sigma$ ” oshishi bilan nisbiy cho’zilish  $\Delta l/l$  qiymati mos ravishda chiziqli o’zgarib boradi. AB kesma “ $\sigma$ ” ni juda kam o’zgarishi bilan “ $\Delta l/l$ ” tez oshib boradi.

$BB'$  kesma “ $\sigma$ ” o’zgarmay qolib “ $\Delta l/l$ ” oshib boradi.  $\sigma_T$  nuqtada  $\Delta l/l$  o’zgarishi bilan  $\sigma \approx$  o’zgarmay qoladi.

$B'C$  kesmadagi C nuqtada “ $\sigma$ ” qiymati maksimal bo’lib, uning o’zgarishi “ $\Delta l/l$ ” ni keskin oshib borishi bilan xarakterlanadi va D nuqtada qattiq jism uzilishi kuzatiladi.

Diagrammadagi kuchlanish  $\sigma_p$   $\sigma = \frac{\Delta l}{l}$  ni ko’rsatadi.

$\sigma_T$  - oquvchanlik chegarasi;  $\sigma_p$  – mustahkamlik chegarasi; D nuqta qattiq jism uzilish chegarasi.

Pusson koeffitsienti. Cho’zilish va siqilish deformatsiyasida “ $\Delta l$ ” ni o’zgarish qattiq jism kesim yuzasi “ $\Delta S$ ” o’zgarishiga olib keladi.

$\epsilon' = \Delta S/S$  - nisbatga nisbiy kesim yuza o’zgarishi deyiladi.

$\nu = \frac{\epsilon'}{\epsilon}$  -nisbatiga “Puasson koeffitsiyenti” deyiladi.

Elastik deformatsiyaga uchragan jismni potensial energiyasini topish uchun ish formulasidan foydalanamiz. Jismni cho’zishda tashqi kuch 0 dan F gacha ortib boradi. Xuddi shunga o’xshash kuchlanish ham 0 dan  $\sigma$  gacha ortib boradi.

Shuning uchun deformatsiya vaqtida bajarilgan ish (A) o’rtacha kuchni  $\left(\frac{F}{2}\right)$  absolyut uzayish ( $\Delta \ell$ ) ga ko’paytmasiga teng bo’ladi.

$$W_n = A = \frac{1}{2} F \cdot \Delta \ell \quad (1.1.6)$$

Bu formulaga (1.1.5) –formulani qo’ysak quyidagi ko’rinishga ega bo’ladi.

$$W_n = \frac{1}{2} \frac{F^2 \cdot \ell}{E \cdot S} \quad (1.1.7)$$

Bir jinsli va bir jinsli bo'lmagan hamda elastik va qoldiq deformatsiyalar. Tashqi kuch ta'sirida qattiq jism tashqi ko'rinishi va geometrik parametrlari o'zgarish jarayoniga deformatsiya deyiladi.

Agar kuch ta'sirida jism deformatsiyasi vujudga kelib, kuch ta'siri to'xtagandan keyin jism avvalgi holatini olishiga elastik deformatsiya deyiladi. Jismga ta'sir etuvchi kuch to'xtaganda qoldiq deformatsiya kuzatilsa bunday deformatsiyaga elastik bo'lmagan deformatsiya deyiladi.

Kuch ta'sirida jismni barcha nuqtalari bir xildagi deformatsiyaga uchrasa bunday deformatsiyaga bir jinsli deformatsiya deyiladi.

Deformatsiya qonunlarini keltirib chiqarish uchun kuchlanish va nisbiy uzayish tushunchalari kiritiladi. Kuchlanish bu birlik yuzaga ta'sir etuvchi kuchga aytiladi.

$$\sigma = E \frac{\Delta l}{l} \quad (1.1.8)$$

Bir yo'nalishdagi cho'zuvchi kuch ta'sirida jism uzunligining ortishi bo'ylama cho'zilish deformatsiyasi deyiladi.

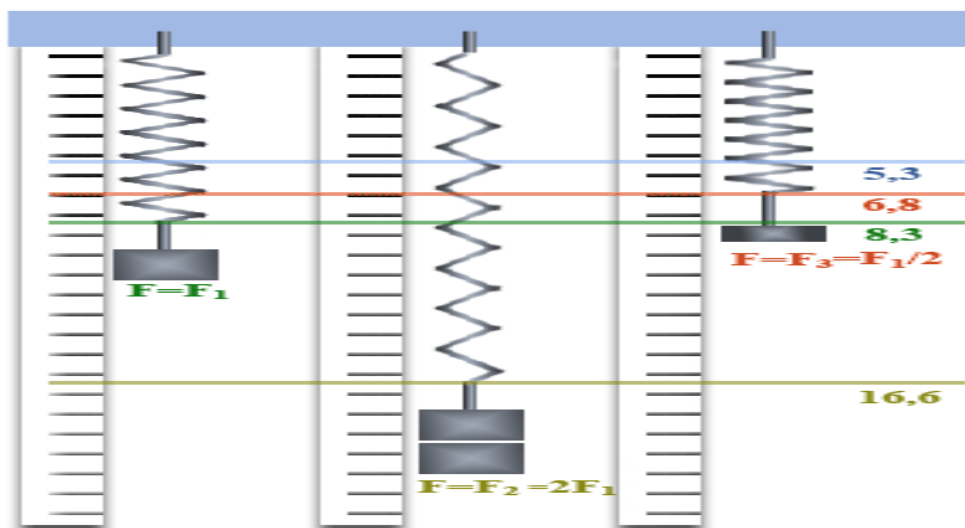
Cho'zilish deformatsiyasi. Bir yo'nalishdagi cho'zuvchi kuch ta'sirida jism uzunligining ortishi bo'ylama cho'zilish deformatsiyasi deyiladi

Uzunligi L va ko'ndalang kesim yuzi S bo'lgan sim yoki sterjen P yuk ta'sirida L m qadar cho'ziladi (yoki qisqaradi). Guk qonuniga asosan:

$$\Delta L = \alpha \frac{PL}{S} \quad (1.1.9)$$

Bundagi-cho'zilishdagi (siqilishdagi) elastik koeffitsiyenti, ya'ni bo'yiga uzayish (qisqarish) koeffitsiyenti. Cho'zilishdagi elastiklik moduli, ya'ni Yung moduli:

$$E = \frac{1}{\alpha} = \frac{PL}{S\Delta L} \quad (1.1.10)$$



4-chizma. Cho'zilish deformatsiyasiga oid.

Yuk ta'sirida sim cho'zilish bilan birga ko'ndalangiga ham siqiladi. Agar simning diametri  $d$  qadar o'zgargan bo'lsa, u holda quyidagicha bo'ladi.

$$\Delta d = \beta \frac{Pt}{S} \quad (1.1.11)$$

Bundagi  $\beta$  – ko'ndalangiga siqilish koeffitsiyenti. Ko'ndalangiga siqilish koeffitsiyentining bo'yiga uzayish koeffitsiyentiga nisbati Puasson koeffitsiyentideyiladi, ya'ni quyidagicha bo'ladi.

$$\sigma = \frac{\beta}{\alpha} = \frac{\Delta d}{\alpha} : \frac{\Delta L}{L} \quad (1.1.12)$$

Siljish deformatsiyasi. Jizmning parallel qatlamlarining bir-biriga nisbatdan kuch ta'sirida siljishi siljish deformatsiyasi deyiladi.

To'g'ri burchakli ABDC parallelepipedga, uning sirtiga urinma bo'lib, P kuch ta'sir qilganda bu parallelepiped ABD'C' parallelepipedga aylanib qoladi. Urinma P kuch S' yuzli ustki asosning hamma joyiga teng taqsimlangan.

Kichik deformatsiyalarning birinchi qonuniga asosan siljish burchagi quyidagiga teng bo'ladi:

$$\omega = k \frac{P}{S'} \quad (1.1.13)$$

Bundagi k- siljish koeffitsiyenti, P-sirtning birlik yuziga to'g'ri kelgan tashqi kuch. Siljish moduli-N:

$$N = \frac{L'}{K} = \frac{P}{S' \omega} \quad (1.1.14)$$

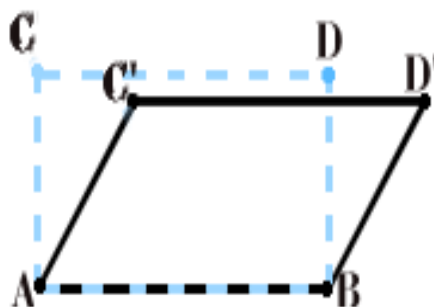
Endi siljish deformatsiyasini ko'raylik, 5-chizmada qatlamlarni bir biriga nisbatan siljishi ko'rsatilgan. Siljish deformatsiyasi nisbiy siljish bilan xarakterlanadi. 5-chizmada ko'rinadiki, siljish deformatsiyasi natijasida bir vertikalda yotgan ABC nuqtalar bir xil masofada siljishiga emas, ya'ni AA<sub>1</sub> teng emas BB<sub>1</sub> teng emas CC<sub>1</sub> lekin hamma nuqta uchun nisbiy siljish deformatsiyasi

$$\varepsilon = \frac{AA'}{AO} = \frac{BB'}{BO} = \frac{CC'}{CO} = \operatorname{tg} \alpha \approx \alpha \quad (1.1.15)$$

bir xil bo'ladi.  $\alpha = \omega$

Demak siljish deformatsiyasida hosil bo'ladigan elastiklik kuchi

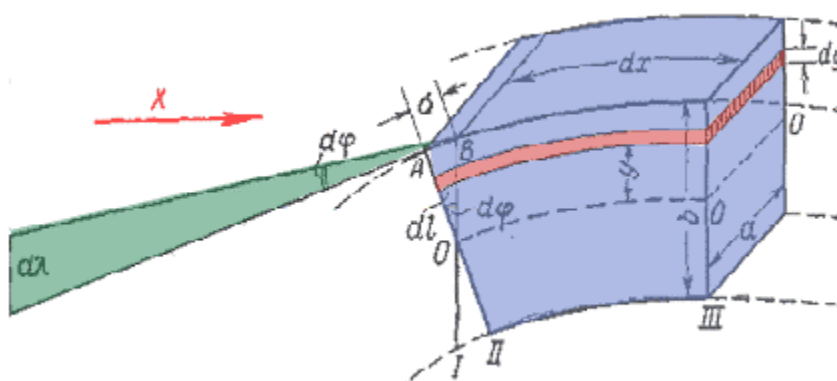
$$F_{el} = NE \quad (1.1.16)$$



5-chizma. Parallelepipedning kuch ta'sirida siljishi.

Shunday qilib deformatsiya jismga qo'yilgan kuch bilan elastiklik kuchi tenglashguncha davom etadi deb aytish mumkin.

Agar to'g'ri elastik sterjenning bir uchini devorga kirgizib qattiq mahkamlab, uning ikkinchi uchiga  $r$  ilgak qo'yilsa, u holda sterjenning yuk qo'yilgan uchi pasayadi, ya'ni sterjen egiladi.



6-chizma. Jismning parallel qatlamlarining bir-biriga nisbatdan kuch ta'sirida siljish deformatsiyasi.

Ravshanki, bu holda sterjenning ustki qatlamlari cho'ziladi, ostki qatlamlari siqiladi, neytral qatlam deb ataluvchi o'rtadagi biror qatlamning uzunligi o'zgarmaydi, u faqat salgina egiladi. Sterjenning erkin uchining siljishi egilish strelkasi deyiladi. Yuk qanchalik katta bo'lsa, egilish strelkasi ham shunchalik katta bo'ladi, bundan tashqari, egilish strelkasi sterjenning shakli va o'lchamlariga hamda uning elastiklik moduliga bog'liq bo'lishi kerak. Egilish strelkasini hisoblab topish uchun uzunligi  $L$ , balandligi  $b$  va eni  $a$  bo'lgan to'g'ri burchakli sterjenning biror ko'ndalang kesimini ko'rib chiqaylik.

Egillish deformatsiyasi. Sterjenning neytral qatlamdan  $Y$  masofada turgan va balandligi  $dy$  bo'lgan ixtiyoriy bir qatlamining  $dl$  uzayishini topaylik. 7-chizmadan ko'rinib turibdiki,

$$dl = \frac{2\sigma}{b} \quad (1.1.17)$$

Bu qatlamni  $dl$  qadar uzaytirish uchun, biror  $F$  kuch kerak; Guk qonuniga asosan, bu kuch:

$$dF = \frac{E ds dl}{dx} \quad (1.1.18)$$

bundagi  $E$ -sterjen materialining elastiklik moduli,  $ds$  cho'zilayotgan qatlamning yuzi. Bu ifodaga  $dl$  ning yuqorida topilgan qiymatini va  $S = a \cdot dy$  ni qo'ysak:

$$dF = \frac{2 E a \sigma y}{dx \cdot b} \cdot dy \quad (1.1.19)$$

Sterjenning butun ko'ndalang kesimiga ta'sir qiluvchi aylantiruvchi momentni hisoblab topish uchun, hamma  $dF$  kuchlar momentlarini hisoblab topish va so'ngra bu momentlarni qo'shish kerak. Aylantiruvchi elementlar moment:

$$dM = y dF = \frac{2 E a \sigma}{dx b} y^2 dy \quad (1.1.20)$$

demak muayyan ko'ndalang kesimga ta'sir qiluvchi elastiklik kuchlari vujudga keltirgan aylantiruvchi umumiy moment:

$$M = \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \frac{2 a E \sigma}{dx b} \cdot y^2 dy = \frac{E a \sigma b^2}{6 dx} \quad (1.1.21)$$

Elastiklik kuchlari vujudga keltirgan aylantiruvchi moment muvozanat holatda tashqi kuchning aylantiruvchi momentiga teng bo'lgani uchun, deb yoza olamiz.

$$M = \frac{E a \sigma b^2}{6 dx} = P x \quad (1.1.22)$$



Bundagi sterjenning erkin uchiga qo'yilgan yukning og'irligi, x-P yuk qo'yilgan nuqtadan tekshirilayotgan kesimgacha bo'lgan masofa. ko'ndalang kesimning I va II yo'nalishlari orasidagi  $\varphi$  burchak tekshirilayotgan kesim egilishining o'lchovidir. Ravshanki, A va B nuqtalardan kesimlarning I va II yo'nalishlariga perpendikulyar o'tkazib, ularni sterjenning erkin uchigacha davom ettiramiz, demak, bu perpendikulyar kesmalarning uzunligi x ga teng bo'ladi. Bu ikki kesmaning o'zaro  $d\varphi$  burchak hosil qilishi ko'rinib turibdi. Bu vaqtda deformasiya koeffisienti quyidagicha aniqlanadi va u quyidagicha bo'ladi.

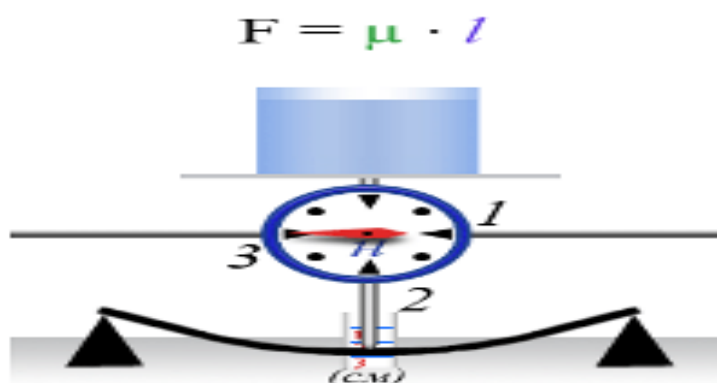
$$d\varphi = \frac{\frac{\sigma}{b}}{2} = \frac{2\sigma}{b} \quad (1.1.23)$$

$$\sigma = \frac{6Px dx}{Eabx^2} \quad (1.1.24)$$

Elementar masofa  $d\lambda$  qiymatiga  $\sigma$  qiymati quyilsa

$$d\lambda = \frac{2\sigma x}{b} = \frac{12Px^2}{Eab^3} dx \quad (1.1.25)$$

egilishning butun masofasi quyidagi integral bilan ifodalanadi:



7-chizma. Sterjinnig egilish deformatsiyasi.

$$\lambda = \int_0^L \frac{12 P}{Eab^3} x^2 dx = \frac{4 PL^3}{4 Eab^3} \quad (1.1.26)$$

Bu l-sterjen bir uchi qattiq mahkamlangan va erkin uchida yuki bo'lgan sterjenning egilish strelasidir.

Sterjenning ikkala uchi qattiq tayanchlar ustiga erkin qo'yilgan va p yuk sterjenning o'rtasiga qo'yilgan holda ham egilish strelasi tenglamadan topiladi, ammo bunda P ning o'rniga P/2 qo'yish va integralni 0 dan L gacha emas, balki 0 dan L/2 gacha olish kerak.

Darhaqiqat, egilishning bu holida tayanchlarning har biri L sterjenga P/2 ga teng aks ta'sir kilsa-da, sterjenning o'rta qismi gorizontaal vaziyatda qolaveradi.

Demak, ikkala uchi tayanch ustida yotgan sterjenning egilishi xuddi u o'rtasidan mahkamlangandek, o'rtadan L/2 masofada turuvchi har ikki uch r esa yuqoriga yo'nalgan P/2 kuch ta'sir qilayotgan holdagidek bo'ladi. Binobarin, egilish strelasi bu holda quyidagicha bo'ladi:

$$\lambda = \int_0^{L/2} \frac{6P}{Eab^3} x^2 dx = \frac{PL^3}{4Eab^3} \quad (1.1.27)$$

Bundan Yung moduli quyidagiga teng.

$$E = \frac{PL^3}{4ab^3\lambda} \quad (1.1.28)$$

Burilish deformatsiyasi. Jismning parallel qatlanlarining ikkita parallel kuch ta'sirida bir biriga nisbatan burulishi burilish deformatsiyasi deyiladi. Bir uchi mahkamlangan simni yoki sterjenni uni ikkinchi uchiga momenti M bo'lgan PP

juft kuch bilan ta'sir qilib burasak,  $\varphi$  buralish burchagi Gukning birinchi qonuniga asosan bo'ladi.

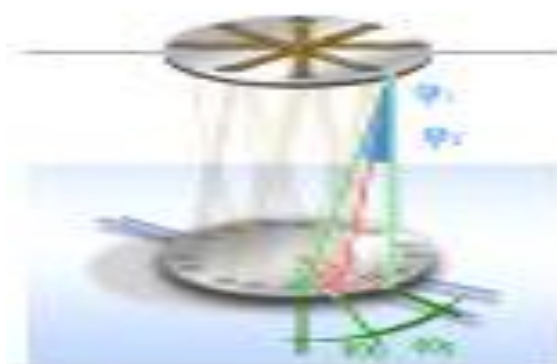
$$\varphi = cM \quad (1.1.29)$$

Bundagi c-simning materialiga bog'liq bo'lgan koeffitsiyent. Buralish moduli-f:

$$f = \frac{1}{c} = \frac{M}{\varphi} \quad (1.1.30)$$

Sim materialining buralish moduli bilan siljish moduli orasidagi munosabatni chiqaraylik. Buning uchun uzunligi L, radiusi k va siljish moduli N bo'lgan simni ko'rib chiqaylik.

Faraz etaylik, simning yuqorigi kesimi mahkamlangan va pastki kesimiga momenti M bo'lgan PP juft kuch ta'sir qilayotgan bo'lsin. Bu juft kuch ta'sirida simning pastki kesimi  $\varphi$  burchakka buriladi. ds simning pastki kesim yuzining  $OO_1$  o'qdan (simning buralish o'qidan) r masofada turgan biror cheksiz kichik elementi bo'lsin va u buralishdan oldin A nuqtada bo'lsin; buralishdan sung bu element B nuqtaga o'tadi, SA vetikal chiziq esa vintsimon SB chiziqqa aylanib qoladi. Natijada, sim materialida sijish deformatsiyasi yuz berganligi tufayli, silindrik sirlarning ichkarisidagi va tashqarisidagi elementlar qiyshayadi. Siljish burchagi  $\varphi$  bo'lsin.



8-chizma. Ikki paralel qatlamda burilish deformatsiyasi.

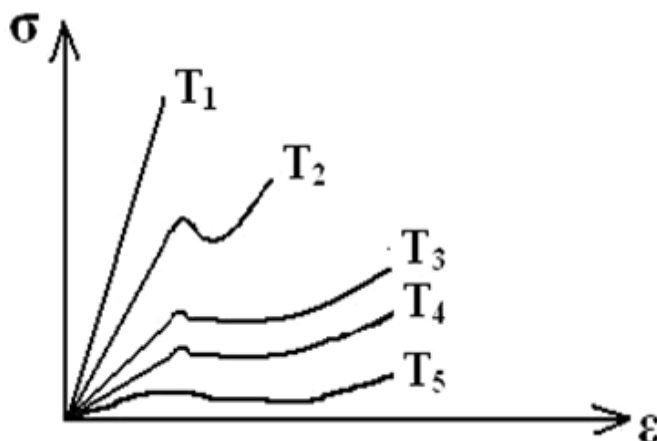
$$\omega = \frac{BA}{L} = \frac{r\varphi}{L} \quad (1.1.31)$$

ds yuza element  $\varphi$  burchakka burilishi uchun  $dp = N\varphi ds$  kuch bilan ta'sir qilish kerak. Bundagi  $N$  - sim materialining siljish moduli,  $f$  esa  $L$  uzunlikdagi simning buralish moduli hisoblanadi. Qattiq jismning xossalari cho'zilish deformatsiyasini tekshirish misolida ko'rib chiqamiz. Biroq bundan oldin deformatsiyalangan jismning holatini ifodalaydigan kattalik - mexanik kuchlanish tushunchasini kiritamiz. Elastik deformatsiya kuchining potensial energiya sterjen siqilganda kuchlanish gaz va suyuqliklardagi bosimga o'xshaydi. Cho'zilish deformatsiyasini tekshirish uchun sterjen maxsus moslamalar yordamida cho'ziladi, so'ngra uning uzayishi va unda yuzaga kelgan kuchlanish o'lchanadi.

Polimerlar defomatsiyasi. Yuqorida ko'rib o'tdikki deformatsiyaning bir nechta turlari bor. Polimer materiallar uchun deformatsiyaning katta qaytish deformatsiyasi borligi xossasi bilan xarakterlanadi. Polimerga ta'sir etayotgan tashqi ta'sirni turiga qarab deformatsiya qattiq jismga o'xshab cho'zilish, egilish, siljish, buralish va har tomondan siqilish deformatsiyalariga bo'linishi mumkin. Polimerlarning eng kerakli deformatsion xosalaridan biri deformatsiyaning "ε" qo'yilayotgan kuchlanish qiymatiga "σ" bog'liqligidir va buni kuchlanish deformatsiya diagrammasi deyiladi. Bunday diagrammalar har xil uzish mashinalarida va dinamometrlarda olinishi mumkin. Diagrammani  $\sigma = f(\epsilon)$  ko'rinishi asosan polimerning fazoviy va fizik xolatiga bog'liq. Polimerlar deformatsiyasi asosan polimerlarning ximik tuzilishiga va makromolekulalarning xarakteristikasiga bog'liq (molekulalar og'irligiga, strukturasiga, makromolekulalarning bir-biri bilan bog'liqligiga va hokozolarga).

Amorf va kristal polimerlar uchun deformatsiya xossasini ko'rib chiqamiz. Amorf polimerlar temperaturani o'zgarishiga qarab uchta fizik xolatda bo'lishi

mumkin, bular oynasimon, yuqori elastik va qovushqoq oquvchanlik xolatlaridir. Amorf polimerlar diagrammasi  $\sigma = f(\varepsilon)$  kuyidagi 9-chizmada ko'rsatilgan.



9-chizma. Polimerlarning temperaturaga bog'liq elastik deformatsiyasi.

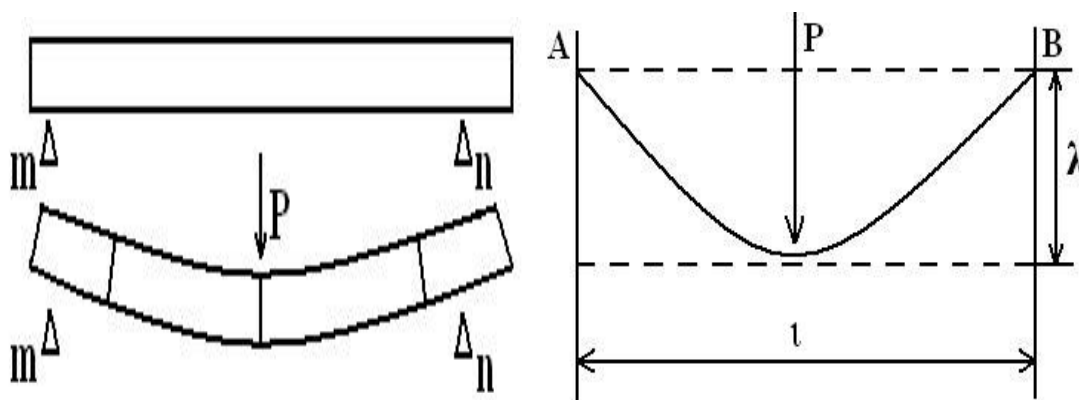
Bu esa kristal polimerlarni cho'zilish xossasi, har xil temperatura uchun: ( $T_1 < T_2 < T_3 < T_4 < T_5$ ).

Amorf polimerlarning cho'zilish xossasi: 1 - qattiq mo'rt polimerlar; 2 - qattiq plastik polimerlar; 3 - elastik amorf polimerlar.

9-chizmada ko'ringan boshlang'ich qism, to'g'ri chiziqli  $\sigma = f(\varepsilon)$  qism, elastik deformatsiyaga to'g'ri kelib, qiymat jixatdan katta bo'lmay, Guk qonuniga bo'ysinadi.

Kristall polimerlarda kuch ta'sirida polimer bir qancha qiymatga ega bo'ladi. Bu kuyidagi 10-chizmada ko'rsatilgan. Ko'ndalang kesimi to'rtburchak shaklidagi sterjenning egilishi bo'yicha Yung modulini aniqlash. Buning uchun sterjenni ( $m$  va  $n$ ) prizmalar ustiga qo'yib, uning o'rtasiga  $P$  kuch bilan ta'sir qilsak, sterjen egiladi. Bu egilishda sterjenni ustki qatlami siqiladi, pastki qatlami esa cho'ziladi.

Buning natijasida sterjenni dastlabki holiga qaytaradigan elastiklik kuchi ham shuncha katta bo'ladi. O'rtadagi neytral qatlamdan uzoqlashgan sari, elastik kuchlari ko'paya boradi.



10-chizma. Kristal polimerlar kuch ta'sirida orientatsiyalanadi.

Neytral qatlamga yaqin qatlamlarda bu kuchlar juda oz bo'ladi, amaliy tomondan ularning ahamiyati yo'q. SHuning uchun amalda egilmaydigan qilib olingan yaxlit sterjen o'rniga kavak sterjenlarni muvoffaqiyat bilan ishlatish mumkin, sterjen o'rtasining yuk qo'yilmaganida va yuk qo'yilganidagi vaziyatlarining oralig'ini yuqorida aytib o'tilgan egilish masofasi ( $\lambda$ ) deyiladi.

Konservativ kuchlarga og'irlik kuchlari, elastiklik kuchlari va zaryadlangan zarralarning o'zaro elektrostatik ta'sir kuchlari ham misol bo'la oladi.

Konservativ bo'lmagan hamma kuchlar nokonservativ (yoki dissipativ) kuchlar deb yuritiladi.

Dissipativ kuchlarga, ishqalanish kuchlari va suyuqlikda yoki gazda harakatlanayotgan jismga ta'sir qilayotgan qarshilik kuchlari kiradi. Elastik kuch bilan potensial energiya orasidagi bog'lanish. Elastik kuch ta'sirida, jism deformatsiyasining kichik ( $dx$  kattalikka) o'zgarishlarida, bajarilgan elementar ish quyidagiga teng bo'ladi.

$$dA = Fdx = - kxdx \quad (1.2.32)$$

## 1.2. Yarimo'tkazgichli asboblarning tenzosezgirliги va zayad tashuvchilar konsetrasiyasi

Yarimo'tkazgichlarning yana bir muhim xususiyatlaridan biri, ularning tashqi tasirlarga sezgirliгidir.

Yarimo'tkazgichlar va ular asosidagi asboblarning parametrlarning tashqi bosim ta'sirida o'zgarishi ularning tenzosezgirliги deb ataladi.

Har qandaqat tashqi tasirlarga sezgir bo'lgan moddalarning elektr parametrlarning qay darajada o'zgarishini uning tenzosezgirliги belgilaydi. Agar uning tenzosezgirliги katta bo'lsa, ushbu yarimo'tkazgich yoki yarimo'tkazgichli asboblarda bosimning ozgina o'zgarishida ham elektr parametrlarining o'zgarishi katta bo'ladi.

Tenzosezgirlik odatda tok kuchlanishining o'zgarishi yoki tokning nisbiy o'zgarishi orqali aniqlanadi. Temperatura va kuchlanish o'zgarmas bo'lgandagi tokning o'zgarishi bo'yicha tenzosezgirlik quyidagicha yoziladi.

$$S_i = \frac{\partial I}{\partial P_{TU = \text{const}}} \quad (1.2.1)$$

Tok va temperatura o'zgarmas bo'lganda kuchlanishning o'zgarishi bo'yicha tenzosezgirlik quyidagicha bo'ladi.

$$S_u = \frac{\partial U}{\partial P_{TI = \text{const}}} \quad (1.2.2)$$

Bu ifodalar yarimo'tkazgichli asboblarning tenzosezgirliгini hisoblashda qo'llaniladi.

Oddiy p-n o'tish uchun tenzosezgirlikni quyidagicha yozish mumkin.

$$S_i = - \frac{1}{KT} \frac{dE_g}{dP} \cdot I \quad (1.2.3)$$

$$S_u = - \frac{1}{e} \frac{dE_g}{dP} \frac{I}{I + I_s(P)} \quad (1.2.4)$$

Tok  $I(P, U, T)$  tashqi bosimga bog'liq funktsiya bo'lgani uchun tok bo'yicha sezgirlik chiziqiy bo'lmaydi.

Shottki diodlar uchun tok bo'yicha sezgirlik quyidagicha yoziladi.

$$S_I = - \frac{e}{KT} \frac{\partial \varphi_z}{\partial P} \cdot I \quad (1.2.5)$$

Yuqorida keltirilgan ifodalardan ko'rinib turibdiki, hamma tur asboblarning tok bo'yicha sezgirligi bosimning noxiziqiy funksiyasi bo'lib hisoblanar ekan. Shuning uchun umumiy holda tenzosezgirlik uchun tokning nisbiy o'zgarishi bo'yicha aniqlanuvchi tenzosezgirlikning qo'llash qulaydir.

$$S = \frac{\Delta I}{I_o} \frac{P}{E^{ro}} \quad (1.2.6)$$

Tok solishma qarshilik va konsentratsiyalarga bog'liq bo'lgani uchun bu ifodani solishtirma qarshilik orqali ham yozish mumkin.

$$S = \frac{P}{P_o} \frac{P}{E^{ro}} \quad (1.2.6)$$

Agar yarimo'tkazgichda bosim ta'sirida yuz beradigan effektlar asosan konsentratsiya bilan bog'liq bo'lsa, ya'ni harakatchanlik va boshqa kattaliklar sezilarli darajada o'zgarmasa, oxirgi ifodani konsentratsiya orqali yozish mumkin.

$$S = \frac{\Delta n}{n_o} \frac{P}{E^{ro}} \quad (1.2.7)$$

Ko'pincha yarimo'tkazgichli asboblarning tenzosezgirligini hioblashda ba'zi bog'lanishlarni etiborga oluvchi maxsus ifodalar kerak bo'ladi. Lekin ba'zi hollarda ularning tenzosezgirligini oxirgi ifodalar yordamida aniqlash mumkin bo'ladi.



Tenzoqarshilik hodisasi. O'tkazgich elektr qarshiligining mexanik deformatsiya ta'sirida o'zgarishini tenzoqarshilik hodisasi deb ataladi. Bu hodisa ayniqsa yarimo'tkazgichlarda yaqqol namoyon bo'las. Deformatsiya natijasida yarimo'tkazgichlarda zaryad tashuvchilarning energetik spektri, effektiv massasi, taqiqlangan zona kengligi va boshqa bir qator kattaliklar o'zgaradi. Bu esa yarimo'tkazgichning elektrik qarshiligi o'zgarishiga olib keladi. Bu hodisani baholash uchun maxsus kattaliklar kiritilgan.

$$\Pi_c = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_o^{\parallel}}{(-\rho)\rho_o^{\parallel}} \quad (1.2.8)$$

Bu nisbat bilan aniqlanadigan kattalik tenzoqarshilikning bo'ylama koeffitsenti ya'ni kuchlanish bo'yicha tenzosezgirlik deyiladi. Bunda  $\rho_o^{\parallel}$ , deformatsiya yo'qligidagi solishtirma qarshilik.

Deformatsiya bo'yicha tenzosezgirlik koeffitsenti deyilgan kattalik kiritishimiz ham mumkin.

$$S = \Pi * E \quad (1.2.9)$$

Bunda E-Yung modeli yarimo'tkazgichlarning tenzosezgirliqi metallarnikidan 10-100 marta ortiq. Masalan  $\rho_o = 0.1$  Om sm solishtirma qarshilik p-tur kremniy uchun S tahminan 125 ga teng va metall sim tenzometrlarnikidan 60 marta ortiq. Yarim o'tkazgichlar fizikasi kursidan bizga ma'lumki, deformatsiyalangan xususiy yarimo'tkazgichlardan zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi quyidagicha ifodalanadi.

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2KT}\right) \quad (1.2.10)$$

Bu yerda  $N_c$  va  $N_v$  lar mos holda o'tkazuvchanlik valent sohalardagi holatlarning effektiv zichligi  $N_c$  (1.2.10) ifoda bilan aniqlanadi.  $N_v$  esa quyidagicha ifodalanadi.



$$P_n \approx N_A + \frac{n_i^2}{N_A} \quad n_p \approx \frac{n_i^2}{N_A} \quad (1.2.17)$$

Asosiy va noasosiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi o'zaro quyidagicha bog'langan.

$$n_p = n_i^2 \quad (1.2.18)$$

Deformatsiyalangan yarim o'tkazgichlarda elektronlarning sathlar aro qayta taqsimlanishi sohadagi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasining o'zgarishiga olib keladi. Agar taqiqlangan soha kengligining deformatsiya ta'siridagi o'zgarishini  $\Delta E_g$  desak va effektiv massaning o'zgarishini hisobga olmasa ham bo'ladigan darajada kichkinaligini hisobga olsak u holda xususiy yarimo'tkazgichlarda deformatsiya ta'sirida zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi quyidagicha ifodalanadi.

$$n_i = n_{i0} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2KT}\right) \quad (1.2.19)$$

n-tur yarimo'tkazgichlarda esa (1.2.17) ifodaga asosan quyidagicha yozamiz

$$n_n = N_D + \frac{n_{i0}^2}{N_D} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{2KT}\right) \quad (1.2.20)$$

$$P_n = \frac{n_{i0}^2}{N_D} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{KT}\right) \quad (1.2.21)$$

Agar donorlar konsentratsiyasi juda katta bo'lsa,  $N_d \gg n_i$ , u holda deformatsiya asosiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasiga uncha katta ta'sir ko'rsatmasada, noasosiy zaryad tashuvchi konsentratsiyasiga ta'siri katta bo'ladi. Agar deformatsiya ta'sirida taqiqlangan soha kengligi kamaysa, noasosiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi bilan ham tenglashib qolishi mumkin. (1.2.20-1.2.21) ifodalarni p-tur yarimo'tkazgichlar uchun ham yozish mumkin.

$$P_0 = N_A + \frac{n_{i0}^2}{N_A} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{KT}\right) \quad (1.2.22)$$

$$n_p = \frac{n_{i0}^2}{N_A} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{KT}\right) \quad (1.2.23)$$

Bu ifodalardan ko'rinib turibdiki noasosiy zaryad tashuvchilar uchun quyidagi munosabat o'rinlidir.

$$\frac{n_p}{n_{po}} = \frac{p_n}{p_{no}} = \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{KT}\right) \quad (1.2.24)$$

Agar yarimo'tkazgichlar energetik diagrammasi ko'p sohali tuzilishga ega bo'lsa, u holda noasosiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi murakkab ifodalar bilan aniqlanadi. Deformatsiya ta'sirida sohlalarning ajralishi kuzatiladigan hollardagina bunday murakkab soha tuzulishlarini e'tiborga olish zarurdir.

Murakkab sohaviy tuzilishga ega bo'lgan yarimo'tkazgichlar uchun (1.2.24) ifodaning taxminiy ko'rinishi quyidagicha bo'ladi.

$$\frac{n_p}{n_{po}} = \frac{1}{N} \left(\frac{m_i}{m_v}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{KT}\right) \quad (1.2.25)$$

Bu yerda  $M_i$  eng yuqori sohadagi kovaklar massasi,  $M_v$  valent sohadagi kovaklar massasi. Ushbu ifoda yuqori bosimlar uchun ( $\Delta E_c \gg KT, E_v \gg KT$ ) effektiv taqiqlangan soha tushunchasini kiritish mumkin. Past bosimlarda ya'ni sohalarning ajralishi ro'y bermaydigan hollarda (1.2.24) ifoda o'rinli bo'ladi.

Hozirgi zamon fani va texnikasi tenzoqarshilik hosdisasi asosida tayyorlanmoqda. Ko'pincha samarali tenzometrlar juda kichik deformatsiyalarni o'lchashda, siljish, momentlar, kuchlar, bosimlarning sezgir o'lchagichlari sifatida nisbatan katta deformatsiyalarni o'lchashda va boshqa maqsadlarda keng qo'llanilmoqda.

Yarimo'tkazgich tashqi ta'sirlarga sezgir bo'lishi uchun, tashqi ta'sir natijasida uning qo'shimcha ionlashishi ro'y berishi kerak. Faqatgina shu yo'l bilan o'tkazuvchanlik sathiga qo'shimcha zaryad tashuvchilarni chiqarish mumkin. Ilmiy tadqiqotlarning ko'rsatishicha kremniyda ba'zi kirishmalarni kiritganimizda ularning hosil qiladigan sathlari xona temperaturasida ham to'la ionlashmagan holda bo'lish mumkin emas. Masalan Si ga Ni kabi kirishmalar kiritilganda ana shunday chuqur sathlar hosil bo'ladi. Bunday chuqur sathlar xona temperaturasida ham to'la ionlashmaganligi tufayli bunday kirishmalar kiritilganda yarimo'tkazgichlarda yuqori darajadagi tenzoeffektlar kuzatilishi mumkin.

Ushbu ishda har taraflama bosim ostidagi tenzoeffektga bag'ishlanganligi tufayli har taraflama bosim turlariga ham to'xtalib o'tamiz. Har taraflama bosim odatda yarimo'tkazgich kristalli suyuqlik ichida turgan holda amalga oshiriladi. Bunday holatda amalga oshirilgan bosim har taraflama gidrostatik bosim deb ataladi. har taraflama gidrostatik bosim ham bosimning o'zgarishi tezligiga bog'liq ravishda static va dinamik bosimlarga ajratiladi. Agar bosimning o'zgarishi cheksiz vaqt davomida amalga oshirilsa bunday har taraflama bosimni har taraflama statik bosim deb ataladi. Bunday bosim belgilanganda kristall temperaturasi o'zgarmaydi yoki doimo suyuqlik muhiti bilan issiqlik muvvozanati bo'ladi. Har taraflama gidrostatik bosimning ikkinchi turi har taraflama bosimning dinamik (yoki impulsli) o'zgarish dir. Bosimning bunday turini impulsli gidrostatik bosim yoki dinamik bosim deb ataladi. Dinamik bosimda, bosimning o'zgarishi juda kichik vaqt ichida amalga oshiriladi. Bunday bosim ta'sirida kristallning hajmi adiabatic ravishda o'zgaradi va buning natijasida kristallning temperaturasi ham o'zgaradi va bunday dinamik bosim ostida temperaturaning o'zgarishi yangi o'ziga xos effektlarni keltirib chiqaradi. Biz, yuqorida bir qancha kirishmalar Si ga chuqur sathlar hosil qiladi. Bu sath xona temperaturasida ham to'la ionlashgan bo'ladi. Bosim ostida taqiqlangan soha kengligining kamayishi hisobiga qo'shimcha ionlashish ro'y beradi. Umumiy holda chuqur sathli kirishmalar kiritilgan Si ning solishtirma qarshiligi bosim ostida kamayadi

Tadqiqot natijalari bosim ostida harakatchanlikning o'zgarishining boshqa mexanizmlari ham mavjud bo'lishi mumkinligini ko'rsatadi. Chunki kristallga yuqori temperaturada ishlov berilgan kristall hajmida oldindan mavjud bo'lgan sochuvchi potensial maydonlarning o'lchamlari jo'ylashishi kabi parametrlarning o'zgarishi hamda termodonrlarning paydo bo'lishi harakatchanlikga o'z ta'sirini ko'rsatadi. Shunday qilib chuqur sathli kirishmalar kam potentsirlangan N-tur namunalardan bosim ostida konsentratsiyaning o'zgarishi, bosim ostida sathlarning siljishi va buning natijasida chuqur sath bilan o'tkazuvchanlik soha orasidagi oraliqning kamayishi bilan bog'liq bo'ladi. Lekin bu o'tkazuvchanlik tenzoeffekt, asosan o'tkazuvchanlik sohasi bilan chuqur sath orasidagi oraliqning kamayishi asosida olingan hisoblashlar natijasida tajribadan olingan konsentratsiya o'zgarishidan farq qiladi. Aniqroq qilib aytadigan bo'lsak hisoblashlar bo'yicha konsentratsiyaning o'zgarishi tajribada olinadiganiga nisbatan kamroq bo'ladi.

Demak, konsentratsiyaning yana boshqa sabablar mavjud bo'lishi kerak. Ma'lumki Si ga Ni va boshqa kompensirlovchi kirishmalar kiritilganda, ular juda ham notekis taqsimlanadi. Bundan tashqari, turli kirishmlar to'plamlari, prensipitlar va boshqa texnologik kirishmalar bilan hosil qilinadigan qattiq kirishmalar hosil bo'ladi. Ana shunday markazlarning bosim ostida parchalanish natijasida qo'shimcha zaryad tashuvchilar paydo bo'ladi va tok o'tkazishda ishtirok etadi. Shuning uchun zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi o'zgarishining bir qismi o'tkazuvchanlik sohasi va chuqur sath orasidagi oraliqning kamayishi hisobiga bo'lsa, qolgan qismi ana shu prensipitlar va komplekslar hisobiga bo'ladi.

### **Xulosa**

1. Kirishmaviy yarimo'tkazgichlarda bir vaqtning o'zida o'tkazuvchanlik sohasiga elektronlar bera oladigan (donor) atomlar yoki elektronlarni ushlab qolishi mumkin bo'lgan (akseptor) atomlar bo'lishi mumkin.

2. O'tkazuvchanlik tenzoeffekt, asosan o'tkazuvchanlik sohasi bilan chuqur sath orasidagi oraliqning kamayishi asosida olingan hisoblashlar natijasida tajribadan olingan konsentratsiya o'zgarishidan farq qiladi.
3. Hozirgi zamon fani va texnikasi tenzoqarshilik hosdisasi asosida tayyorlanmoqda. Ko'pincha samarali tenzometrlar juda kichik deformatsiyalarni o'lchashda, siljish, momentlar, kuchlar, bosimlarning sezgir o'lchagichlari sifatida nisbatan katta deformatsiyalarni o'lchashda va boshqa maqsadlarda keng qo'llanilmoqda.

## **II Bob. Deformatsiyada kuchlanish tenzorining o'zgarishi va elektr hodisalar**

### **2.1. Deformatsiyalangan jismlarda kuchlanish tenzori**

Qattiq jismni uzluksiz muhit deb qaraymiz. Qattiq jismini cheksiz kichik zarrasi deb atom ya'ni molekulyar soni yetarlicha ko'p bo'lgan uzluksiz kichik bo'lagi nazarda tutiladi. Tahqi kuchlar yoqligida qattiq jism zarralari muvozanat vaziyatda turadi.

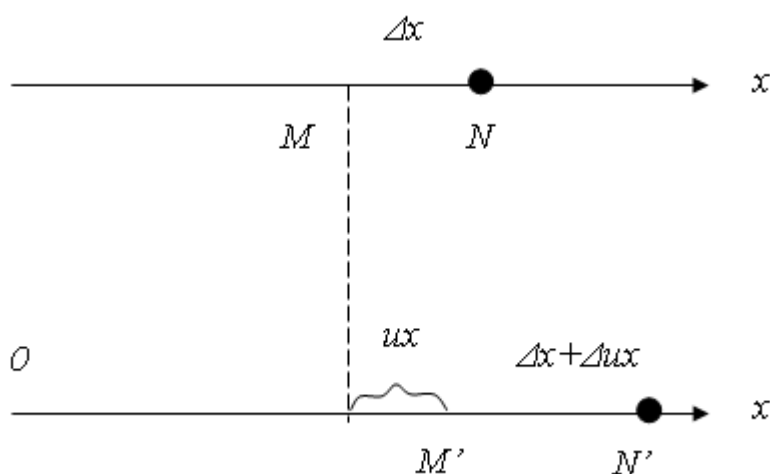
Zarralarning ushbu vaziyatlarini jism bilan mahkam bog'langan sanoq sistemasi boshidan o'tkazilgan radius-vektor  $r$  orqali aniqlaymiz. Tashqi kuchlar ta'sirida qattiq jismni tashkil qilgan zarralar vaziyatlari, qattiq jismning hajmi, shakli o'zgaradi, ya'ni qattiq jism deformatsiyalanadi. Zarralarning muvozanat vaziyatlaridan siljishini  $M$  vektor bilan ifodalaymiz. Bu vektor siljish vektori deb ataladi. Deformatsiyalangan jismdagi zarra vaziyati  $r+u$  vektori bilan aniqlanadi. Siljish vektorining koordinata o'qlaridagi tashkil etuvchilarni mos holda  $U_x, U_y, U_z$  bilan belgilaymiz. Ushbu kattaliklar umumiy holda zarraning koordinatlariga va vaqtga bog'liq bo'ladi, ya'ni:

$$U_x = U_x(x, y, z, t), U_y = U_y(x, y, z, t), U_z = U_z(x, y, z, t) \quad (2.1.1)$$

Deformatsiyalangan holatni to'liq tavsiflash uchun siljish vektori  $\mathbf{u}$  ni koordinatlar (x,y,z)ning funksiyasi ko'rinishda ifodalash zarur. Tushunish oson bo'lishi uchun biz bu masalani avval bir o'lchovli, keyin ikki va uch o'lchovli deformatsiyalar bilan ko'rib chiqamiz.

Bir o'lchovli deformatsiya. Deformatsiya x yo'nalishda yuz berayotgan bo'lsin. Deformatsiyalangan jismda  $\Delta x$  oraliqni tanlab olamiz.

Deformatsiyalangan so'ng M nuqta  $\vec{u}$  masofagasiljiydi, M vaziyatga ko'chadi va uning koordinatasi  $X+U_x$  gat eng bo'ladi. Biz tanlagan  $\Delta x$  kesma esa  $\Delta U_x$  qadar uzunlashadi [MN] kesmaning deformatsiyasi deganda biz  $U_x$  ning  $\Delta x$  ga nisbatini, ya'ni  $\Delta U_x / \Delta x$  ni tushunamiz. M nuqtadagi deformatsiya esa ifoda bilan aniqlanadi.



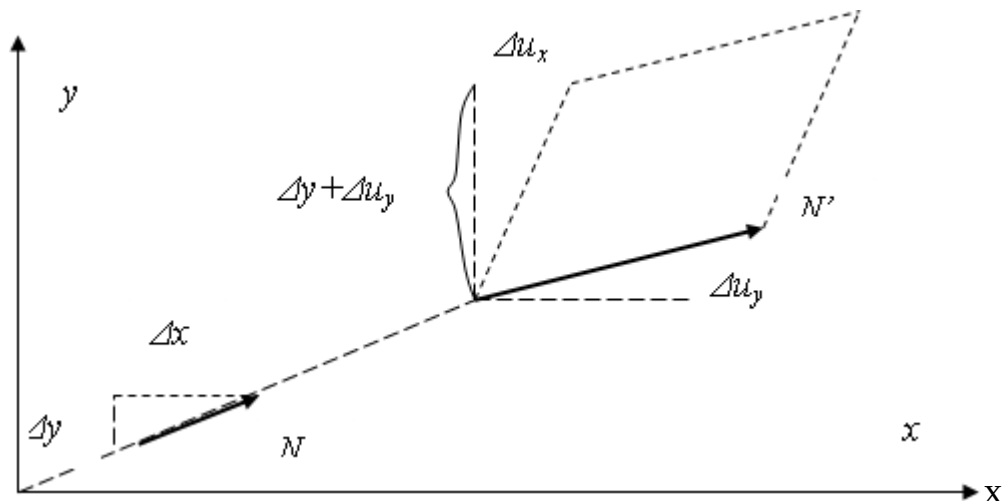
11-chizma. Bir o'lchovli deformatsiyaga oid.

$$\varepsilon = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta U_x}{\Delta x} = \frac{\partial U_x}{\partial x} \quad (2.1.2)$$

Umumiy holda E kattalik koordinata va vaqtga bog'liq bo'ladi.  $\varepsilon = \varepsilon(x, t)$  agar  $\varepsilon = \text{const}$  bo'lsa bunday deformatsiyani bir jinsli deformatsiya deb ataladi.



Ikki o'lchovli deformatsiya. Endi  $xy$  tekslidagi  $\vec{\Delta r}$  kesmaning deformatsiylanishini ko'rib chiqamiz. Koordinatalari  $(x,y)$  va radius-vektor  $r$  bo'lgan  $M$  nuqta deformatsiyadan  $m$  nuqta ga ko'chadi.  $M'$  nuqtaning radius vektori  $\vec{r} + \vec{u}$  ga teng bo'ladi. Nnuqta mos holda  $N'$  ningtaga ko'chadi. Biz tanlab olgan kesma deformatsiyadan so'ng tekslid ma'lum bir masofaga siljiydi va  $\Delta u$  ga cho'ziladi  $\Delta U_x / \Delta x$  va  $\Delta U_y / \Delta y$  kattaliklar  $\vec{\Delta r}$  kesmaning  $x$  va  $y$  o'qlaridagi proeksiyaning cho'zilishini belgilaydi. Ammo bu kattaliklar ikki o'lchovli deformatsiyani to'liq ifodalay olmaydi chunki, chizmadan ko'rinib turibdiki kesma cho'zilishidan tahsqari yana ma'lum bir burchakka buriladi.



12-chizma. Ikki o'lchovli deformatsiyaga

Kesmaning burilishi ifodalash uchun  $\vec{\Delta r}$  kesmaga teng katetlari  $\Delta x$  va  $\Delta y$  bo'lgan to'g'rito'rtburchakning deformatsiylanishi ko'rib chiqamiz. 19-chizma.

Chizmadan ko'rib turibdiki  $M'A'$  kesmaning burilish burchagi tangenisi

$$\operatorname{tg} \varphi_{yx} = \frac{\Delta U_y}{\Delta x + \Delta U_x} \text{ shuningdek } M'B' \text{ kesmaning burilish burchagi}$$

$tg \varphi_{xy} = \frac{\Delta U_x}{\Delta y + \Delta y}$  Biz kichik deformatsiyalar bilan chegaralanamiz. Shuning uchun  $\Delta U_x / \Delta U_y$  lar  $\Delta x$  va  $\Delta y$  larga nisbatan ancha kichik bo'ladi.  $\Delta x$  va  $\Delta y$  lar nolga

intilganda (bunda mahrajlar  $\Delta U_x = 0$ ,  $\Delta U_y = 0$ )  $tg \varphi_{yx} \approx \varphi_{yx} = \frac{\partial U_y}{\partial x} = \varepsilon_{yx}^|$ ,

$tg \varphi_{xy} \approx \varphi_{xy} = \frac{\partial U_x}{\partial y} = \varepsilon_{xy}^|$  bo'ladi. Ushbu kesmaning cho'zilishi esa,  $\varepsilon_{xx} = \frac{\partial U_x}{\partial x}$

$\varepsilon_{yy} = \frac{\partial U_y}{\partial y}$  kattaliklar bilan ifodalanadi. Yuqorida keltirilgan ifodalardan foydalanib,  $\vec{\Delta U}$  ning tashkil etuvchilarini quyidagicha yozib olishimiz mumkin:

$$\begin{aligned}\Delta U_x &= \frac{\partial U_x}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial U_x}{\partial y} \Delta y = \varepsilon_{xx} \Delta x + \varepsilon_{xy} \Delta y \\ \Delta U_y &= \frac{\partial U_y}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial U_y}{\partial y} \Delta y = \varepsilon_{yx}^| \Delta x + \varepsilon_{yy} \Delta y\end{aligned}\quad (2.1.3)$$

Odatda deformatsiya koeffitsientini belgilashda x,y,z o'rniga mos holda 1.2.3 raqamlari ishlatiladi ya'ni:  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{11}$ ,  $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{22}$ ,  $\varepsilon_{yx} = \varepsilon_{21}$ . Shunday qilib,  $\varepsilon_{ik}$  kattaliklar  $\vec{\Delta U}$  vektor bilan  $\vec{\Delta r}$  vektorini bog'lovchi ikkinchi rang tenzor hosil qiladi.

$$\varepsilon_{ik}^| = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12}^| \\ \varepsilon_{21}^| & \varepsilon_{22} \end{bmatrix} \quad (2.1.4)$$

Bu ifodadagi  $\varepsilon_{12}^| = \varphi_{xy}$ ,  $\varepsilon_{21}^| = \varphi_{yx}$  kattaliklar jismning siljish deformatsiyasini aniqlaydi. Undan tahsqari bu kattaliklar jismning burilishini ham o'z ichida oladi.

Agar jism deformatsiya natijasida o'lchamlarining o'zgartirmasdan  $\varepsilon_{ik}^| = \begin{bmatrix} 0 & -\varphi \\ \varphi & 0 \end{bmatrix}$  faqat ma'lum bir burchakka burilsa, u holda deformatsiya tenzori ko'rinishida bo'ladi. Demak, umumiy holda  $\varepsilon_{ik}^|$  tenzori sof deformatsiyadan tashqari jismning hamma qismlarini biror burchakka burilishini ham siyobga olar ekan. Ushbu tenzordan sof

deformatsiya tenzorini ajratib olish uchun undan simmetrik tenzor hosil qilish zarur. Bunday tenzor hosil qilishning eng sodda usuli quyidagicha

$$\varepsilon_{ik} = \frac{\varepsilon_{ik}^{|} + \varepsilon_{ki}^{|}}{2}$$

ko'rinib turibdiki,  $\varepsilon_{ik} = \varepsilon_{ki}$  shart yuqoridagi ifoda uchun bajariladi ifodadan foydalanib

$$\varepsilon_{ik} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \frac{1}{2}(\varepsilon_{12}^{|} + \varepsilon_{21}^{|}) \\ \frac{1}{2}(\varepsilon_{21}^{|} + \varepsilon_{12}^{|})\varepsilon_{22} \end{bmatrix} \quad (2.1.5)$$

Hosil qilamiz. Bu ifodadan  $\frac{1}{2}(\varepsilon_{21}^{|} + \varepsilon_{12}^{|}) = \varepsilon_{12} = \varepsilon_{21} = \frac{1}{2\varphi_{12}}$  ya'ni to'liq siljish burchagining yarmiga teng. Ushbu ifoda bilan aniqlangan ikkinchi rangli simmetrik tenzor deformatsiya tenzori deyiladi.

Uch o'lchovli deformatsiya. Uch o'lchovli jism uchun yuqoridagi amallarni takrorlab, uch o'lchovli parallelepiped deformatsiyani ko'rib o'tish mumkin. Unda

bizga yana bir tashkillovchi  $\frac{dU}{dz} = \varepsilon_{33}$  qo'shiladi va mashalda siljishlarni ifodalovchi tashkillovchi paydo bo'ladi. Bu holatda deformatsiya tenzori

$$\varepsilon_{ik} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \varepsilon_{12} \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} \varepsilon_{22} \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} \varepsilon_{32} \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \quad (2.1.6)$$

Ko'rinishda yoziladi. Bu yerda  $\varepsilon_{11}, \varepsilon_{22}, \varepsilon_{33}$  mos holda x,y,z o'qlar bo'yicha jismning cho'zilishi (yoki siqilishi) lar esa xz, yz va xz teksliklar bo'yicha jismning siljish burchaklari yarmidir.

$$\varepsilon_{12} = \varepsilon_{21} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_x}{\partial y} + \frac{\partial U_y}{\partial x} \right) = \frac{1}{2} \varphi_{12}, \quad \varepsilon_{21} = \varepsilon_{32} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_y}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial y} \right) = \frac{1}{2} \varphi_{23}$$

$$\varepsilon_{13} = \varepsilon_{31} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_x}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial x} \right) = \frac{1}{2} \varphi_{13} \quad (2.1.7)$$

Shunday qilib, kichik deformatsiyalarda koordinatalarni  $x, y$  bo'lgan biror  $M$  nuqta atrofidagi jismning deformatsiyalanishi deformatsiya tenzorining oltita mustaqil tshkillovchilari bilan ifodalanar ekan. Ushbu tenzorni.

$$\varepsilon_{ik} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \quad (2.1.8)$$

Ko'rinishda ham yozish mumkin, bunda aklar 1,2,3 qiymatlarini oladi. Deformatsiya tenzorini simmetriyaga egaligini uni sodda, ya'ni bir indeksli ko'rinishda yozishga ham imkon beradi:

$$(\varepsilon_{ik} \rightarrow E_n, n = 1, 2, \dots, 6)$$

$$\varepsilon_{ik} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \cdot \varepsilon_{22} & \varepsilon_{13} \\ \cdot \cdot \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \quad \varepsilon_n = \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & \varepsilon_6 & \varepsilon_5 \\ \cdot \varepsilon_2 & \varepsilon_4 \\ \cdot \cdot \varepsilon_3 \end{bmatrix} \quad (2.1.9)$$

Kichik bo'lmagan ixtiyoriy deformatsiyalar uchun deformatsiya tenzorining aniq ifodasi.

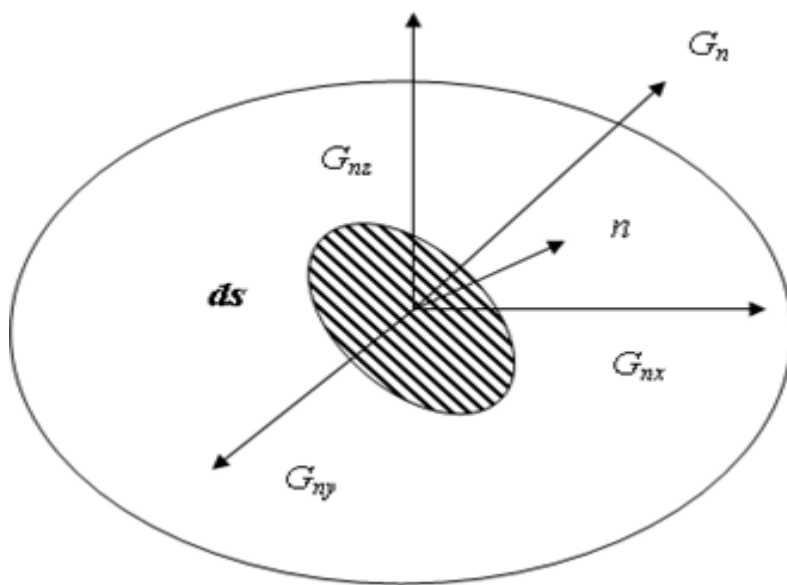
$$\varepsilon_{ik} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} + \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) \quad (2.1.10)$$

Ko'rinishda yoziladi. Kichik deformatsiyalar ushbu ifodani ifoda bilan almashtirish mumkin.

Kuchlanish tenzori. Deformatsiyalangan jismning hamma qismlari bir-biri bilan mexanik muxozanat xolatiga bo'ladi. Jism deformatsiyaalanganda u muvozanat holatidan chiqadi. Natijada unga muvozanat holatiga intiluvchi kuchlar

ta'sir qiladi. Jismda biror deformatsiyalangan bo'lakni tanlab olamiz. Bo'lakka albatta, ta'sir qiluvchi ichki kuchlar paydo bo'ladi. Bu kuchlar tanlangan bo'lakning yuizsi orqali ta'sir qiladi. Ushbu bo'linma faqat yuza bo'ylab ta'sir qiluvchi kuchlarni ko'rib chiqamiz. Hajmiy kuchlarni (masalan og'irlik kuchi) hisobga olinmaydi. Ta'sir qilaotgan kuchning shu sirt yuzasiga nisbati mexanik kuchlanish deb ataladi.

Deformatsiyalangan jismning ixtiyoriy xajmi sifatida elementar yuza ajratib olamiz. 13-chizma Ushbu yuzaga tashqi birlik normal  $\mathbf{n}$  vektorni o'tkazamiz. Umumiy holda kuchlanish vektori normal vektor bilan bir xil yo'nalmagan bo'lishi mumkin. Agar kuchlanish vektori  $\mathbf{n}$  normal vektor bilan o'tkir burchak hosil qilsa (jismni cho'zuvchi kuchlanish) bunday kuchlanish yo'nalishini musbat deb qabul qilingan.



13-chizma. Kuchlanish tenzori oriyentatsiyasi.

Kuchlanish vektori  $\vec{\sigma}_n$  ni o'zaro ortogonal uchta tashkil etuvchi  $\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2, \vec{\sigma}_3$  vektorlarga ajratish mumkin. O'z navbatida har bir tashkil etuvchilarning koordinatalar o'qida uchta proyeksiyalari mavjud. Natijada to'qqizta kattalik hosil bo'ladi. Bu kattaliklar kuchlanish tenzorini tashkil qiladi:

$$\sigma_{ik} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix} \quad (2.1.11)$$

Kuchlanish tenzori ham simmetrik tenzor bo'lganligi tufayli uni oltita mustaqil kattalikka keltirib olishimiz mumkin:

$$\sigma_n = \begin{bmatrix} \sigma_1 & \sigma_6 & \sigma_5 \\ \dots & \sigma_2 & \sigma_4 \\ \dots & \sigma_3 & \dots \end{bmatrix} \quad (2.1.12)$$

Ushbu tenzor simmetriyasini uni diagonal holatiga keltirishga imkon beradi. Bu holda barcha siljima kuchlanishlar yo'qolib faqat diagonal tashkillovchilar qoladi.

$$\sigma_{ii} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{33} \end{bmatrix} \quad (2.1.13)$$

(2.1.11), (2.1.12) ifodalar biror nuqta atrofidagi mexanik kuchlanishni ifodalaydi. Agar bir nuqtadan ikkinchi nuqtaga o'tganda va vaqt o'tishi bilan kuchlanish o'zgarmasa, bunday kuchlanish static kuchlanish deb ataladi. Lekin umumiy, dinamik holda kuchlanish vaqtning va koordinatlarning funksiyasidir.

Izotrop qattiq jismning elastiklik modullari. Izotrop muhit uchun elastiklik modullari koordinatalar o'qiga bog'liq bo'lmaydi. Bu esa quyidagich bo'lishini ta'minlaydi.

$$C_{12} = C_{13} = C_{23} \quad C_{44} = C_{55} = C_{66} = (C_{11} - C_{12})/2 \quad C_{11} = C_{22} = C_{33} \quad (2.1.14)$$

Demak izotrop qattiq jismlarda faqat ikkita mustaqil elastiklik modullari mavjud ekan:

$$\lambda = C_{12} = C_{13} = C_{23} \quad \mu = C_{44} = C_{55} = C_{66} \quad C_{11} = C_{22} = C_{33} = \lambda + 2\mu$$

(2.1.13) ga asosan ushbu ifodalardagi  $L$  va  $M$  kattaliklarni Lamé doimiylari deb ataladi. Izotrop qattiq jism uchun Guk qonuni quyidagicha:

$$\sigma_{ik} = \lambda \theta \delta_{ik} + 2\mu \varepsilon_{ik} \quad (i, k = 1, 2, 3) \quad (2.1.15)$$

Bu yerda  $\theta = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$  - hajmiy kengayish koeffitsienti, tik- Kroneker simvoli. Elastik modullari  $C_{nm}$  deformatsiyalanish qanday jarayonda olib borilganiga qarab adiabatik va izotermik elastiklik modullarga ajratiladi. Masalan tovushning tarqalish jarayonidagi deformatsiyani adiabatik deformatsiya deb qarash mumkin. Sekin o'zgaradigan deformatsiyalarni esa izotermik deformatsiyalar deb olishimiz mumkin.

Sodda deformatsiya va ularni turli elastik modullari orasidagi bog'lanishdir. Izotrop muhitdagi sodda deformatsiyalarni ko'rib chiqamiz. (2.1.15) ifodaga asosan, izotrop muhit uchun Guk qonuni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= (\lambda + 2\mu)\varepsilon_{11} + \lambda\varepsilon_{22} + \lambda\varepsilon_{33} = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{11} \\ \sigma_{22} &= \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{22}, \quad \sigma_{33} = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{33}, \quad \sigma_{32} = \sigma_{31} = 2\mu\varepsilon_{32}, \quad \sigma_{13} = \sigma_{31} = 2\mu\varepsilon_{13} \\ \sigma_{12} &= \sigma_{21} = 2\mu\varepsilon_{12} \end{aligned} \quad (2.1.16)$$

Yuqoridagi tenglamalardan deformatsiya komponentlarini topamiz.

$$\begin{aligned} \varepsilon_{11} &= \frac{2(\lambda + \mu)\sigma_{11} - \lambda\sigma_{22} - \lambda\sigma_{33}}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} & \varepsilon_{22} &= \frac{-\lambda\sigma_{11} + 2(\lambda + \mu)\sigma_{22} - \lambda\sigma_{33}}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} \\ \varepsilon_{33} &= \frac{-\lambda\sigma_{11} - \lambda\sigma_{22} + 2(\lambda + \mu)\sigma_{33}}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} \end{aligned} \quad (2.1.17)$$

Ushbu ifodalar bir qancha sodda deformatsiyalarni tahlil qilishi imkonini beradi.

a) sterjenning cho'zilishini ko'rib chiqaylik. Bunda kuchlanish faqat sterjen uzunasi bo'ylab qo'yiladi.  $\sigma_{11} = \sigma_{xx} = \sigma$ , boshqa barcha tashqi kuchlanishlar 0 ga teng  $I \neq k$  bo'lganda

$$\varepsilon_{11} = \frac{(\lambda + \mu)\sigma}{\mu(3\lambda + 2\mu)} \quad \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = -\frac{\lambda\sigma}{2\mu(3\lambda + 2\mu)} \quad (2.1.18)$$

ekanligini topamiz. Yuqoridagi ifodalardan ko'rinib turibdiki, agar sterjen x-o'qi bo'yicha cho'zilsa, u shu o'qga ko'ndalang yo'nalishlarda (xz) ichki kuchlar ta'sirida siqilar ekan ( $\varepsilon_{22}, \varepsilon_{33} < 0$ ).

$\varepsilon_{11}$  bilan  $\sigma$  orasidagi koeffitsent sterjenning elastikligini bildiruvchi kattalik bo'lib, unga tezkari kattalik Yung moduli deb ataladi.

$$E = \frac{(3\lambda + 2\mu)\mu}{\lambda + \mu} \quad (2.1.19)$$

u holda, quyidagi formulaga ega bo'lamiz.

$$\varepsilon_{11} = \frac{\sigma}{E} \quad (2.1.20)$$

Shunday qilib, yung moduli sterjenni cho'zishga nisbatan qattiqligini bildiruvchi koeffitsentdir. Son jixatdan yung moduli deformatsiya birga teng bo'lgandagi (bunda jism ikki marta uzayada) kuchlanishga tengdir.

Sterjnning ko'ndalang deformatsiyasining bo'ylama deformatsiya nisbati Pausson koeffitsenti deb ataladi.

$$V = \left| \frac{\varepsilon_{22}}{\varepsilon_{11}} \right| = \left| \frac{\varepsilon_{33}}{\varepsilon_{11}} \right| = \varepsilon_{22} \frac{E}{j} = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \quad (2.1.21)$$

Turli moddalar uchun Pausson koeffitsenti 0.2/0.5 oraliqda bo'ladi. Yung modeli va Pausson koeffitsentlari izotrop muhitlarning elastiklik xossalarini to'liq ifodaluvchi mustaqil kattalik hisoblanadi. Lamenans tantalarini ham ushbu kattaliklar orqali ifodalash mumkin:

$$\lambda = V_o E [(1 + V_o)(1 - 2V_o)]^{-1}$$

$$\mu = E [2(1 + V_o)]^{-1} \quad (2.1.22)$$



b) bir jinsli cho'zilish.

Endi deformatsiya faqat x-o'qi bo'ylab 0 dan farqli bo'lgan farqli bo'lgan holatni ko'ri chiqamiz. Bunda Yg' tekislik bo'yicha deformatsiya 0 ga teng bo'lsa:

$$\varepsilon_{11} \neq 0, \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = 0$$

Bunday deformatsiyani cheksiz izotrop muhitda tarqalayotgan bo'ylama akustik to'lqinlar sodir qiladi. Guk qonuniga asosan, (1.65) ifodalardan.

$$\sigma_{11} = (\lambda + 2\mu)\varepsilon_{11}, \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = \lambda\varepsilon_{11} \quad (2.1.23)$$

Demak bu holda ko'ndalang musbat kuchlanish paydo bo'ladi. Elastik modul esa

$$C_{11} = \lambda + 2\mu \quad (2.1.24)$$

ifoda bilan aniqlanadi. (2.24) ifodadan foydalanib,

$$C_{11} = E[2(1 + \nu_o)(1 - \nu_o)]^{-1} \quad (2.1.25)$$

ekanligini topamiz. Oxirgi ifodadan ko'rinib turibdiki  $\nu_o$  ning har qanday haqiqiy qiymatida  $E < C_{11}$  bo'ladi. Buning fizik ma'nosi shundan iboratki, ko'ndalang deformatsiyaning yo'qligi muhitning x o'qi bo'yicha chozilishi qiyinlashtiradi va natijada muhitning effektiv qattiqligi oshadi.

v) sof siljish.

Kuchlanish tenzorini xy tekislikda siljima (yoki tangensial) tashkilotchisi  $\sigma_{12} = \sigma$  ta'sir qilayotgan bo'lsin qolgan barcha tashkillovchi 0 ga teng. Bu hol siljish deb ataladi.(1.66) ifodalardan foydalanib quyidagini hosil qilamiz

$$\varepsilon_{12} = \varepsilon_{21} = \frac{\sigma_z}{2\mu} \quad (2.1.26)$$

Oldin aytib o'tganimizdek, deformatsiya tenzorining  $\varepsilon_{12}$  komponentasi zy tekislikdagi siljish burchagining yarimiga teng.  $\varepsilon_{12} = \frac{\varphi_{12}}{2}$ . To'liq siljish burchagi esa

$$\varphi = \frac{\sigma_{\tau}}{\mu} = \frac{\sigma_{\tau}}{G} \quad (2.1.27)$$

Shunday qilib,  $\mu$  siljish modeli G gat eng va u tangensial kuch ta'sirida jismning siljish burchagiga teng. Bu modelning Yung modeli va Pausson koeffitsenti bilan bog'lanishi (2.1.26) ifodada keltirilgan.

Ushbu ifodadan siljish modeli Yung modelidan  $2,5 \div 3$  marta kichik bo'lishi kelib chiqadi.

g) har tomonlama siljish.

Kub shakldagi kichik hajmni tanlab olamiz uning yoqlari x,y,z o'qlari parallel yo'nalgan bo'lsin. Kubning hamma yoqlaridan kubning markaziga yo'nalgan (ya'ni manfiy) o'zaro teng kuchlanish ta'sir qilsin. Bu holda

$$-\sigma_{11} = -\sigma_{22} = -\sigma_{33} = P \quad (2.1.28)$$

bo'ladi. Tangensial kuchlarni nolga teng deb olamiz. (2.1.28) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi.

$$P = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{11}, \quad -P = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{22}, \quad -P = \lambda\theta + 2\mu\varepsilon_{33}$$

$$\varepsilon_{12} = \varepsilon_{23} = \varepsilon_{13} = 0 \quad (2.1.29)$$

Yuqoridagi uchala tenglamani qo'shib quyidagi ifodani hosil qilamiz.

$$-P = \left( \lambda + \frac{2}{3}\mu \right) \theta \quad (2.1.30)$$

Oxirgi ifoda har tomonlama siqilish uchun Guk qonuni deb ataladi.

$$K = \lambda + \left( \frac{2}{3} \right) \mu \quad (2.1.31)$$

kattlikni har tomonlama siqish koeffitsenti deb ataladi. (2.1.31) ifodadan foydalanib, ushub koeffitsentni Yung modeli va Pausson koeffitsenti orqali ifodalash mumkin:

$$K = E[3(1 - 2\nu_0)]^{-1} \quad (2.1.32)$$

Ushbu ifodadan siqlmaydigan muhit uchun ( $\nu=0$ ) Pausson koeffitsenti  $\nu_0=0.5$  ekanligi kelib chiqadi. (2.1.31) va (2.1.32) ifodalarni taqqoslab,  $C_{11}$  va  $K$  lar orasidagi bog'lanishni topish mumkin:

$$C_{11} = K + \left(\frac{4}{3}\right)\mu \quad (2.1.33)$$

Har tomonlama siqilish natijasida jism zichligi  $\Delta\rho$  qadar o'zgarsa, uning nisbiy siqilish koeffitsenti

$$C = \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \quad (2.1.34)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Guk qonunidan kelib chiqqan holda ushbu kattalikni  $\rho$  va  $K$  lar orqali ifodalash mumkin:

$$S = \frac{P}{K} \quad (2.1.35)$$

Siljish moduli  $G=0$  bo'lgan muhitlar ham mavjud. Bunday muhitlarga ideal oquvchanlikka ega bo'lgan suyuqlik yoki gazlar kiradi. Ularning elastikligi faqat bitta Lamé doimiysi orqali aniqlanadi. Bunday muhitning har bir ajratilgan yuziga normal yo'nalgan kuchlanish ta'sir qiladi.

Kichik deformatsiyalar energiyasi. Kichik deformatsiyalangan jismning deformatsiya natijasida olgan energiyasini topamiz. Deformatsiya natijasida siljish vektori  $U$  kichik  $du$  qiymatga o'zgarsin. Bunda bajarilgan elementar ish ichki kuchlarning  $du$  ga ko'paytmasiga teng. Ichki kuchni  $F_i = \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k}$  ga tengligidan quyidagi ifodani topamiz.

$$dA = \int_v \left( \frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} \right) (du_i) dV \quad (2.1.36)$$

Bo'laklab integrallanganimizda (2.1.36) ifoda quyidagi ko'rinishga keladi

$$dA = \int \sigma_{ik} (dU_i) dS - \int_v \sigma_{ik} \frac{\partial}{\partial x_k} (dU_i) dV \quad (2.1.37)$$

Deformatsiyalangan katta muhit uchun birinchi integral nolga teng bo'ladi.

Chunki, muhit yuzasiga  $\sigma_{ik} = 0$ . Ikkinchi integralda  $\left( \frac{\partial}{\partial x_k} \right) (dU_i) = d \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right)$  ekanligini hisobga olib,

$$dA = \int_v \sigma_{ik} d \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) dV \quad (2.1.38)$$

ko'rinishda yozish mumkin. Integral ostidagi ifoda birlik hajmdagi ichki kuchlar bajargan ishni ifodalaydi.

$$A^1 = -\sigma_{ik} d \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) \quad (2.1.39)$$

Chiziqiy deformatsiya uchun  $\sigma_{ik}$  tenzorining simmetrik bo'lishligidan foydalanib, quyidagi

$$\sigma_{ik} d \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) = \sigma_{ik} d \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right) \right] = \sigma_{ik} d \varepsilon_{ik} \quad (2.1.40)$$

ifodaga kelimiz. Unda hajm birligidagi elementar ish uchun,

$$dA^1 = -\sigma_{ik} d \varepsilon_{ik} \quad (2.1.41)$$

ifodani hosil qilamiz.

Qaytaruvchi adiobatik deformatsiyalanish jaraonlari uchun bu ish tezkari ifoda bilan olingan ichki energiyaning o'zgarishiga teng:

$$dU = dA^1 = \sigma_{ik} d \varepsilon_{ik} \quad (2.1.42)$$

Umumlashgan Guk qonunidan foydalanib, quyidagi,

$$dU = C_{ijkl} \varepsilon_{ik} d\varepsilon_{jk} \quad (2.1.43)$$

ifodani hosil qilamiz. Uni integrallasak, elastik deformatsiyalangan jismning potentsial energiyasi uchun

$$U = \frac{\lambda \theta^2}{2} + \mu \varepsilon^2_{ik} \quad (2.1.44)$$

Oxirgi ifodani (deformatsiya bo'yicha) differinseallanganimizda (2.1.15) ifodani hosil qilamiz.

## 2.2. Yarim o'tkazgichlar energetik sathlariga deformatsiyaning ta'siri

Bizda adabiyotlardan ma'lumki, ko'plab yarimo'tkazgichlar kristall panjarasikubik simmetriyaga ega bo'ladilar yarimo'tkazgich energetik sathlarning siljishiga, ulardagi zaryad tashuvchilarning qayta taqsimlanishiga hamda yarimo'tkazgichlarning umumiy elektr parametrlarining o'zgarishiga olib keladi.

Kimyoviy elementlar davriy jadvalining IV guruhida joylashgan yarimo'tkazgichlar va  $A^{III}$ ,  $B^{IV}$  turdagi birikmalar energetik sathlarning tuzilishi orasida juda ko'p o'xshashliklar bor. Birinchi yaqinlashishda bu yuqori sohani har bir skalyar effektiv sirtlarning ikkita tizimi sifatida tasavvur qilish mumkin. Ana shu effektiv masalalarning biri ikkinchisidan ancha katta bo'ladi. Shuning uchun uning effektiv massalariga mos holda og'ir va yengil kovaklar deb ataladi. Demak deformatsiyalanish natijasida yarimo'tkazgichlarning simmetriyasi buziladi va elektronlar spektri o'zgaradi. Bu holatda energetik spektr bo'yicha aynish to'la yoki qisman yo'qoladi.

Valent soha  $k=0$  nuqtada aynishga ega bo'lganligi tufayli deformatsiya ta'sirida valent sohaning o'zgarishi juda muakkab xarakterga ega. Chunki, bu holatda og'ir va yengil kovaklar energiyalari o'zgarishinin e'tiborga olish kerak. Deformatsiyalangan yarimo'tkazgichlarda og'ir va yengil kovaklar energiyasi quyidagicha ifodalanadi.

$$E(k) = A \cdot k^2 \pm \sqrt{E_k} \quad (2.2.1)$$

Bu yerda  $A$ -valent sohaga bog'liq kattalik,  $E_k$ - kovaklar energiyasini ifodalovchi kattalik. Bu formuladan "+" ishora yengil kovaklar sohasiga, "-" ishora og'ir kovaklar sohasiga mos keladi.

Deformatsiya ta'sirida sohalarning to'la siljidhiga hamda aynigan sohalarning to'laligicha siljishi ro'y beradi, anizotrop bosimda esa to'laligicha siljishdan tashqari ularning ajralishi ham kuzatiladi.

Elektr o'tkazuvchanligi qiymati metallar ( $T=10^{10}/10^8 \text{om}^{-1}\text{m}^{-1}$ ) dielektriklar ( $T=10^{-8}/10^{-12} \text{om}^{-1}\text{m}^{-1}$ ) orasida joylashgan moddalarni yarimo'tkazgichlar deb ataladi. Yarimo'tkazgichlarning yan bir muhim farqlovchi xususiyati shundan iboratki, temperatura ko'tarilishi bilan ularning elektr o'tkazuvchanligi tez ortib boradi. Ushbu moddalarni dastlab o'rganish boslanganda kiritilgan bu aniqliklar ularning energetik zonalari tuzilishi zaryad tashuvchilarning xossalariidan kelib chiqadi.

Temperaturaning yetarlicha katta oralig'ida yarim o'tkazgichlarning elektro'tkazuvchanligi eksponensial o'zgaradi.

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_A}{kT}\right) \quad (2.2.2)$$

Bunda  $E_A$  o'tkazuvchanlikni faollash energiyasi deb nomlanadi va elektronni atomlar bilan bog'lanishining o'rtacha energiyasini bildiradi. Har qanday temperaturada issiqlik harakati energiyasi ta'sirida yarimo'tkazgichdagi valent elektronlarning  $\exp(E_A/kT)$  ga proporsional qismi erkin zaryad tashuvchilar bo'ladi. Yarimo'tkazgich larning o'tkazuvchanligi boshqa tashqi ta'sirlar (masalan, yorug'lik oqimi, zarralar oqimi, kirishmalar, elektr maydonlar) natijasida ham ko'p hollarda, eksponensial o'zgaradi. Shuning uchun ular tmperaturaga kirishma miqdoriga va boshqa tashqi ta'sirlarga juda sezgirdir. Yarimo'tkazgichlarning bu

xossasidan turli xil vazifalarni bajaruvchi asboblarni, sezgir qurilmalar qilishda foydalaniladi.

Yarimo'tkazgichlarni qanday kimyoviy elementlardan tashkil etilganiga qarab to'rt turga ajratish mumkin. Birinchi turga elementlar davriy jadvalining I guruh elementlari Ge va Si lar kiradi. Bu elementlar to'rt valent elektronga ega bo'lib, novalent (atom) bog'li kristall panjarasi hosil qiladilar. Ular bir element atomlardan tuzilgani uchun elementar (sodda) yarimo'tkazgichlar deyiladi.

Ikkinchi tur yarimo'tkazgichlarda davriy sistemaning III guruh elementlari (Al, Ga, In) bilan V guruh elementlari (P, As, Sb)ning birikmalari kiradi. Ular  $A^{III}B^{IV}$  birikmalar deb belgilanadi. (GaAs, InSb, GaP, InP va boshqalar) III guruh elementlari uchta valent elektronga, V guruh elementlari esa besh valent elektronga ega, shuning uchun  $A^{III}B^{IV}$  ko'rinishdagi kimyoviy elementda o'rtacha har bir atom to'rt valent elektronga ega bo'ladi. Ularni olmosimon yarimo'tkazgichlar deb ataladi. Kristall panjarasida bir atom qo'shni atom bilan to'rt valentli bog'lanishlar hosil qiladi. Natijada olmos panjarasiga o'xshash kristall panjarasi hosil bo'ladi. Ushbu turdagi moddalarda novalent bog'lanish yetakchi o'rin tutadi. Shuning uchun ular Ge va Si ga o'xshash xossalari birikmalarida ham o'rtacha har bir atomga to'rtta elektron to'g'ri keladi (GaTe, GaSe, GaSb, GaS va boshqalar), lekin ularda ion bog'lanish novalent bog'lanishga nisbatan yetakchi o'rin tutadi.

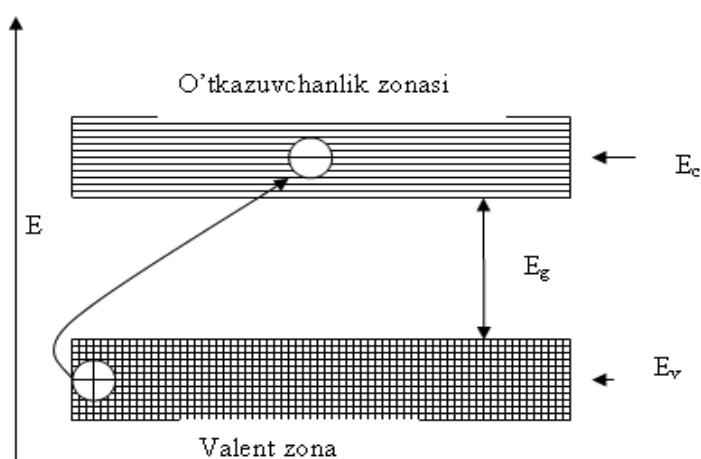
Uchinchi tur yarimo'tkazgichlarga davriy jadvalning V va VI guruhlarining ba'zi elementlari kiradi. Guruhdagi Se va K larning yarimo'tkazgichlik xossalari Ge va Si dan ham oldin aniqlangan. V guruh elementlari As, Sb va Bi yarim metallar bo'lib, ularning ko'p xossalari yarimo'tkazgichlarga yaqindir.  $A^{IV}B^{VI}$  ko'rinishdagi moddalar (PbS, PbSe, PbTe, GeTe va boshqalar) ham o'rtacha besh valent elektronga ega. Bu moddalar yarimo'tkazgichli infraqizil nurlar qabullagichida ishlatiladi.

VI guruh elementlari (Se, Te, S. Olarning I-V guruh elementlari) bilan hosil qilingan kimyoviy birikmalari ichida ko'p yarimo'tkazgich moddalar mavjud.

Masalan, CuO birikmasi to'g'rilagichlarda (kuprosin to'g'rilagich) va termoelement sifatida qo'llaniladi. Boshqa ko'p birikmalarning xossalari hali o'rganilmagan.

To'rtinchi tur yarimo'tkazgichlariga VI guruh elementlarining o'tish metallari (Ti, V, Mn, Fe, Ni, Sm, Eu va boshqalar) bilan hosil qilingan birikmalar kiradi. Ularning birikmalaridan ion bog'lanish ustuvor bo'lib, ko'p birikmalar magnit xossalariga egadir. Masalan, EuO, EuS,  $\text{CdCr}_2\text{Se}_4$  yarim o'tkazgichli ferromagnitlardir, EuTe, EuSe, NiO lar esa antiferramagnit xossaga ega. Bunday birikmalarning ba'zilar ( $\text{V}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ,  $\text{NiS}$ ,  $\text{Eu}_2\text{O}$  va boshqalar) temperatura va bosim o'zgarishi bilan metal holatiga o'tish mumkin.

Begona kirishmalar yo'q toza holdagi yoki kirishmalar hissasi kam bo'lgan, yarimo'tkazgichlarning elektr o'tkazuvchanligi xususiy o'tkazuvchanlik deb nomlanadi. Toza yarim o'tkazgich moddalar past temperaturada elektr tokini yomon o'tkazadi. Bunga sabab, ularda elektronning energetik zonalari to'ldirilishi dielektrlardagiga o'xshashligidir.  $T=0\text{K}$  da yarim o'tkazgichlarda valent zonasi elektronlar bilan to'la to'lgan bo'lib, unda yuqori zona yarimo'tkazgichlik zonasi bo'sh bo'ladi. (14-chizma).



14-chizma. Yarimo'tkazgichlarning energiya zonalari.

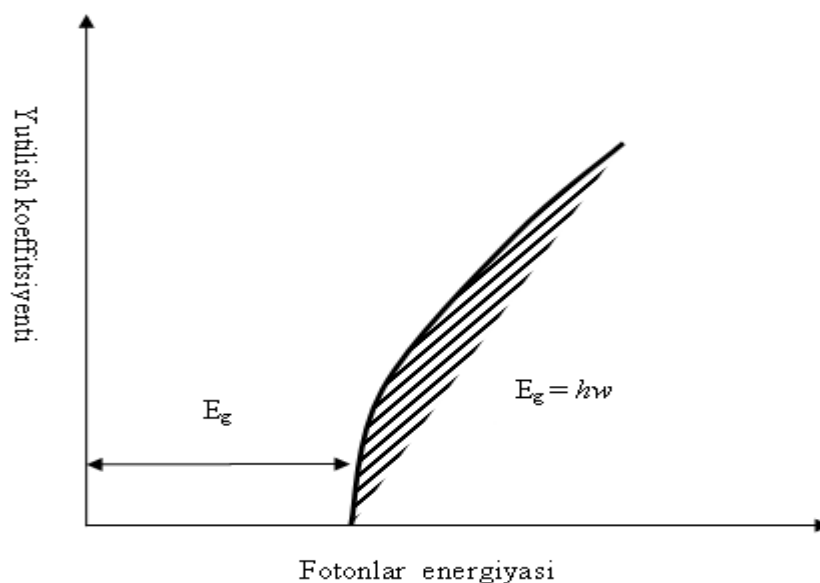


Yetarlicha past temperaturalarga o'tkazuvchan zona bo'shligi uchun yarimo'tkazgich tokini o'tkazmaydi. Temperatura ko'tarilishi bilan issiqlik energiyasi ta'sirida valent zonadagi ba'zi elektronlar o'tkazuvchan zonaga o'tib oladi. Valent zonada esa musbat zaryadli kovaklar hosil bo'ladi. Materiallardan farqli o'laroq, yatim o'tkazgichlarda zaryad tashuvchilar vazifasini elektronlar va kovaklar o'taydi.

Haqiqiy kristallda bu hodisa quyidagicha sodir bo'ladi. Kovalent bog'lanish hosil qilishda qatnashayotgan elektronlardan biri issiqlik harakati natijasida atomdan uzilib erkin elektronga aylanadi.

Elektron yetishmayotgan bog'lanish harakatchan kovakdan iborat. Erkin elektron ham, erkin kovak ham kristall pajara bo'ylab ko'chib yurishi mumkin. Qo'shni bog'dan elektron tortib olish natijasida mazkur joyda kovak yo'qoladi, lekin qo'shni bog'da kovak hosil bo'ladi. Bu hodisa kovakning ko'chib yurishidir. Uzilgan elektronlar yanaqaytib o'zi hosil qilgan kovakka tushsa, erkin elektron va kovak jufti yoqaladi, buni rekombinatsiya deyiladi. Noldan farqli temperaturalarda yarim o'tkazgichlarda albatta bunday kovaklar va o'tkazuvchanlik elektronlari mavjud bo'ladi va ular elektr tokini o'tkaza oladi. Yarimo'tkazgichlarning bu xossasi ularni dielektrlardan farqlaydi. Dielektrlarda normal sharoitda bunday zaryad tashuvchilar bo'lmaydi ya'ni juda kam miqdorda hosil bo'ladi. Toza yarim o'tkazgichlarda qancha o'tkazuvchanlik elektronlari paydo bo'lsa, shuncha kovaklar hosil bo'ladi.

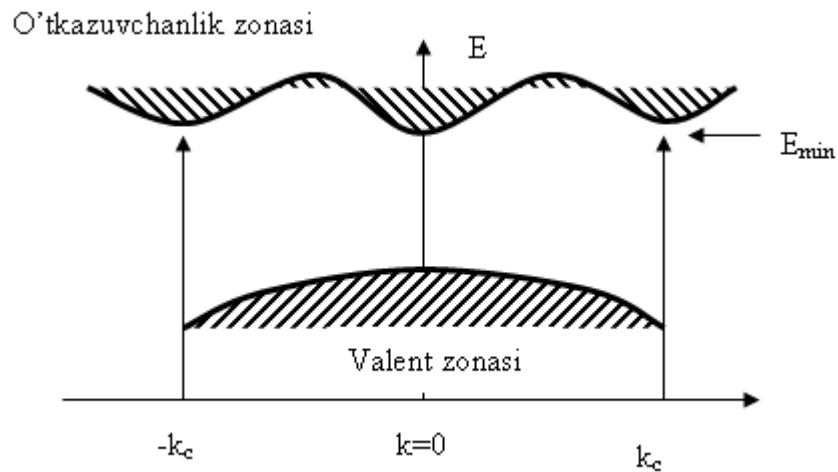
Yarim o'tkazgichlarning taqiqlangan zona kengligini optik usulda aniqlash mumkin. Buning uchun yarim o'tkazgichlarda yorug'lik nuri yutilish kayfitsentini to'lqin uzunligiga bog'liqligi o'rganiladi. Foton energiyasi  $h\nu < E_g$  bo'lganda u deyarli yutilmaydi, chunki uning energiyasi valent zonadagi elektronlarni o'tkazuvchanlik zonasiga ko'tarish uchun yetmaydi.  $h\nu \geq E_g$  bo'lganda fotonlarning yutilishi boshlanadi. (15-chizma).



15-chizma. Yarimo'tkazgichlarda yorug'lik yutilishiga oid.

Endi bevosita o'tish uchun harakat miqdori saqlanish qonuni bajarilmaydi. Lekin, bunday o'tishlar fonon xosil bo'lishi bilan amalga oshishi mumkin. Unda energiyasaqlanish qonuni  $\hbar\omega_f = E_g + \hbar\omega_q$ .

Kristallda elektron kovak jufti hosil bo'ladi. Elektronlarning o'tkazuvchanlik zonasiga bunday o'tish bevosita (ya'ni tog'ri) o'tish deb nomlanadi. Ba'zi yarim o'tkazgichlarning (masala: Ge, Si) zonalar tuzilishi murakkab bo'ladi. Ularning o'tkazuvchanlik zonasidagi elektronlar uchun eng kichik energiya ( $E_{\min}$ ) ga tog'ri keladi va to'lqin vektori  $k_c$ , valent zonadagi kovaklarning eng katta energiyasiga mos keluvchi to'lqin vektori ( $k=0$ ) bilan mos kelmaydi. (16-chizma)

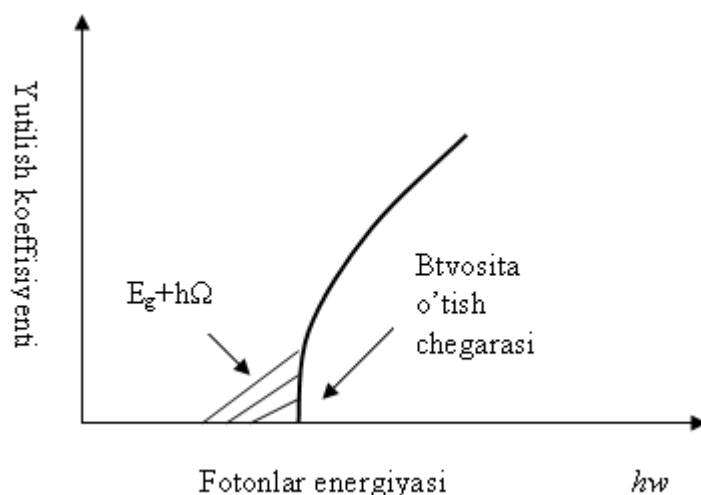


16-chizma. To'g'ri va noto'g'ri o'tishlar.

Impulsning saqlanish qonuni ko'rinishda yoziladi.

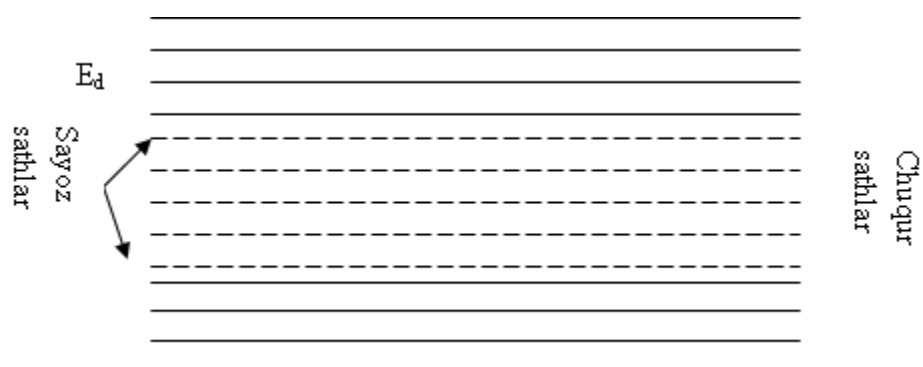
$$\vec{k}_f = \vec{k}_c + \vec{k}_q \quad (2.2.3)$$

Bunda  $w_f$  va  $k_f$  lar uyg'otilgan fotonning takroriyiligi va to'lqin vektor. Yorug'lik ta'sirida elektronlarning bunday o'tishi bilvosita o'tish deb nomlanadi. Bilvosita o'tishda yarimo'tkazgichlarning taqiqlangan zona kengligini to'g'ridan-to'g'ri aniqlab bo'lmaydi. Taqiqlangan zona chegarasi siljigan bo'ladi. Yarim o'tkazgichda yutilgan foton erkin elektron va kovak hosil qiladi. Energiyaning bir qismi esa  $hw_q$  energiyali foton hosil qilishga sarflanadi. (17-chizma) Yarim o'tkazgich kristall panjarasiga yod atomlarining muayyan miqdorda kirib qolishi natijasida kirishmali yarimo'tkazgich hosil boladi. Juda kam miqdorda kirishmalar ham yarim o'tkazgichlarning fizik xossasiga katta ta'sir ko'rsatadi. Masalan, toza kremniy kristalliga 0.00001%. Bor atomlari kiritilganda uning elektr o'tkazuvchanligi xona temperaturasida 1.00000 marta oshib ketadi.



17-chizma. Bevosita o'tish energiyasi.

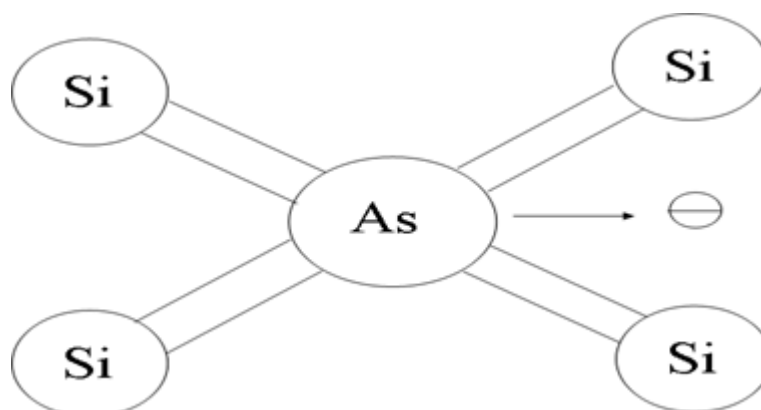
Kirishmalar panjara davriyligini buzadi, taqiqlangan zonaga mahalliy sathlar hosil qiladi. Ko'p hollarda ma'lum bir parametrli yarim o'tkazgich hosil qilish uchun ataylab kirishmalar kiritiladi, buni yarim o'tkazgichlarni legirlash deb ataladi. Kirishma hosil qilgan mahalliy sath o'tkazuvchanlik yoki valent zonasiga yaqin joylashgan bo'lsa sayoz sath deb nomlanadi. (18-chizma). Agar mahalliy sathlar taqiqlangan zona o'rtasida yaqin joylashgan bo'lsa chuqur sath deyiladi.



18-chizma. Sayoz va chuqur sathlar.

Ionlanish jarayonida o'tkazuvchan zonaga qo'shimcha elektron beruvchi kirishma donor kirishma deb ataladi. Misol tariqasida kremniy kristalliga kirib qolgan margumush (As) atomni ko'rib chiqaylik (19-chizma). Ushbu atom beshta

valent elektronga ega bo'li, ulardan to'rttasi kremniy atomi bilan kovalent bog' hosil qilishda qatnashadi.



9-chizma. Donor kirishma o'zidan elektronni bo'shatadi.

Beshinchi valent elektron esa unga zaif bog'langan holda bo'ladi. Bu elektronlarning atomga bog'lanish energiyasini topish uchun uni vodorodsimon atom deb qarashimiz mumkin. Erkin As atomida

$$E^i = -\frac{m_0}{2\hbar^2} e^4 Z^2 \quad (2.2.4)$$

Dielektrik singdiruvchanligi  $\epsilon$  bo'lgan kremniy kristallida bu energiya  $E^2$  marta kichrayadi.

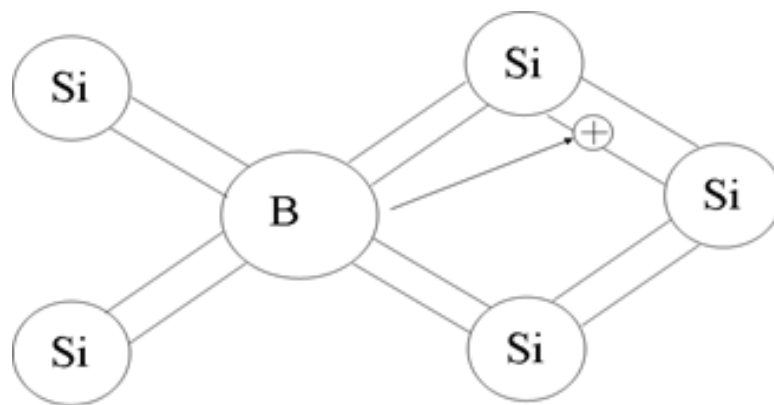
$$E^d = -\frac{m_n^*}{2\hbar\epsilon^2} e^4 Z^2 \quad (2.2.5)$$

Bunday  $m_n^*$  -kristalldagi elektronning effektiv massasi,  $m_0$  -erkin elektron massasi. U holda

$$E^d = E^i \frac{m_n^*}{\epsilon^2} m_0 \quad (2.2.6)$$

Kremniy uchun  $\epsilon \approx 11 \text{ ev}, \frac{m^*}{m_0} < 1$  va As uchun  $E_i \approx 10 \div 15 \text{ ev}$  ekanligini hisobga olsak.  $E_d$  ning  $E_v$  ulushlariga teng bo'lgan kichik qiymatga egaligini aniqlaymiz.

Demak , kristall panjaradagi margumush atomining valent elektronini uzib olish uchun juda kichik energiya kifoya ekan. Darhaqiqat margumush taqiqlangan zonada o'tkazuvchanlik zonasiga yaqin bo'lgan donor sath  $E_d$  hosil qiladi. (20-chizma). Normal sharoitdagi temperaturada bu sathdagi elektron o'tkazuvchanlik zonasiga o'tib ketgan bo'ladi. Natijada kirishma kremniy kristalida o'tkazuvchan elektronlar soni ko'payib ketadi bunday yarimo'tkazgichlar n-tur yarimo'tkazgich deb ataladi. n- turdagi yarimo'tkazgichlarda o'tkazuvchan elektronlar soni sof yarim o'tkazgich kirgan ko'p bo'ladi.



20-chizma. Akseptor kirishma o'ziga elektronni oladi.

Endi bor (B) atomlari kiritilgan kremniy kristalini ko'ribchiqamiz. Bor atomi atom uch valentli bo'lib kremniy atomlari bilan kovalent bog' hosil qilish uchun bir elektron yetishmaydi. Bu elektronni Bor atomi qo'shni kremniy atomidan tortib olish mumkin. Buning uchun  $E_A$  energiya kerak bo'ladi.  $E_A$  ning qiymati xona temperaturalarida  $0.1 E_v$  ga yaqindir. Bu energiya satxi valent zona yaqinida joylashgan bo'lib, akseptor sath deb nomlanadi. Akseptor kirishmali yarimo'tkazgichlarda toza yarimo'tkazgichga nisbatan kovaklar soni ko'p bo'ladi. Bunday yarimo'tkazgichlarni kovak o'tkazuvchanligi ya'ni p-tur yarimo'tkazgichlar deyiladi.

Kirishma atomlarining miqdorini oshirib borsak ular kristall panjarasida bir-biriga yaqin kelib oladi. Yarim o'tkazgichdagi kirishma sathlari undagi juda ko'p va turli tuman jarayonlarda muhim o'rin tutadi. Hozirgi zamon elektronikasi uchun yarim o'tkazgichlarga kirishmalar kiritish bilan birga parametrini kerakli tomonga o'zgartirish mumkin masalalardan biridir.

Yarimo'tkazgichlarning asosiy xarakteristikalaridan biri uning taqiqlangan sohasining  $E_g$  kengligidir. Bizga ma'lumki, deformatsiya ta'sirida o'tkazuvchanlik sohasi ham valent soha ham siljiydi. Buning natijasida esa taqiqlangan sohaning o'zgarishi ro'y beradi. Deformatsiya natijasida valent sohadagi sathlarning ajralishi, ekstrimumlardagi zaryad tashuvchilarning qayta taqsimlanishiga olib kelad. Ya'ni elektronlar eng past bo'lib, qolgan minimumlarga va kovaklar eng yuqori sathlarga o'ta boshlaydi. Agar deformatsiya darajasi juda yuqori bo'lib,  $E \gg kT$  bo'lsa u holda yuqori sathlar kambag'allashgan bo'ladi. U holda tok o'tishda eng pastki ekstremumlardagi kovaklar ishtirok etadi. Shuning uchun deformatsiyalangan yarimo'tkazgichlarda effektiv taqiqlangan soha kengligi tushunchasini kiritish qulaydir. Agar  $E_v$ -deformatsiya ta'sirida ajralib yuqori soha bo'lib qolgan sohaning energiyasi va  $E_v$ -ajralgandan keying pastki energetik sohaning chegarasi bo'lsa, u holda sohalarning ajralish energiyasi uchun quyidagi ifodani yozish mumkin.

$$E_{v+} - E = 2\sqrt{E_\epsilon} \quad (2.2.7)$$

Ko'p hollarda sohalarning siljishi va ajralishi quyidagi formula bilan aniqlanadi.

$$\Delta E_v = d\Delta \pm \sqrt{\epsilon_\epsilon} \quad (2.2.8)$$

Bu yerda d-sohalar butunicha siljishini xarakterlovchi kattalik  $\Delta$  d-deformatsiya ta'sirida kristall hajmning o'zgarishi. Bu effektiv taqiqlangan soha tengligi valent sohaning va o'tkazuvchanlik sohalarning bir-biriga eng yaqin

qismlari orasidagi kenglikdir. Bunday effektiv taqiqlangan soha kengligi quyidagicha ifodalash mumkin.

$$E_g = (P) = E_{g0} + \Delta E_g \quad (2.2.9)$$

$$\Delta E_g = \Delta E_c + \Delta E_v \quad (2.2.10)$$

Bu ifoda  $\Delta E_c$  o'tkazuvchanlik sohasining deformatsiya ta'sirida siljishi.  $\Delta E_v$  esa valent sohaning deformatsiya ta'siridagi siljishi,  $\Delta E_g$  ning qiymati, ya'ni deformatsiya ta'sirida taqiqlangan soha kengligining o'zgarishi yarim o'tkazgichlar turiga va deformatsiyaning qiymatiga qarab har hil bo'ladi.

Fermi sathining deformatsiya ta'siridagi holati uning neytrallik shartidan aniqlanadi. Deformatsiya ta'sirida ekstrimumlar orasida zaryad tashuvchilarning qayta taqsimlanishi ro'y bersada umumiy konsentratsiya o'zgarmas bo'ladi. Agar shu konsentratsiyaning doimiyligi deformatsiyalangan yadrolarda Fermi sathini aniqlash imkonini beradi. Agar deformatsiyalangan va deformatsiyalanmagan yarimo'tkazgichdagi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasini mos holda  $n_p$  va  $n_0$  deb belgilasa, u holda konsentratsiyaning doimiyligi sharti quyidagicha yoziladi.

$$\Delta n = n_p - n_0 = 0 \quad (2.2.11)$$

Agar o'tkazuvchanlik sohasida  $N$  ta minimum bo'lib, u minimumdagi zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi  $n_{oj}$  bo'ls, deformatsiya dan oldingi konsentratsiyani quyidagicha ifodalash mumkin.

$$n_0 = \sum_{j=1}^N n_{oj} \quad (2.2.12)$$

Yarimo'tkazgichlarda legirlangan kirishmalar konsentratsiyalariga hamda minimumlarning o'zaro joylashishiga bog'liq ravishda  $N_{ej}$  ning qiymati turlicha bo'ladi va quyidagicha ifodalanadi.

$$n_{oj} = N_{ej} F_{1/2} \left( \frac{E_F - E_j}{kT} \right) \quad (2.2.13)$$



Bu yerda,

$$n_{ej} = \frac{2}{h^3} \left( \frac{m_{ej}^*}{2\pi} kT \right)^{3/2} \quad (2.2.14)$$

$E_j$ - Fermi sathining energiyasi,  $m_{ej}^*$ - energetik minimumlarga mos keluvchi elektronlar effektiv masalalari,  $F_{1/2}$ -Fermi integrali. Agar  $j$ -sathning deformatsiya ta'sirida siljishi  $\Delta E_j$  va Fermi sathining siljishini  $\Delta E_F$  bilan belgilasak elektronlar harakati Boltsman taqsimotiga bo'ysunadigan holni, ya'ni ligerlangan kirishmalar konsentratsiyasi ham va temperature yuqori bo'lgan holni ko'rib chiqamiz.

$$E_j = E_{j0} + \Delta E_j; \quad E_F = E_{p0} + \Delta E_F \quad (2.2.15)$$

Bunday hol uchun Fermi de - integrali quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$F^{1/2} = \left( \frac{E_F - E_j}{kT} \right) \approx \exp\left( \frac{E_F - E_j}{kT} \right) \quad (2.2.16)$$

Bu ifodadan Fermi sathining deformatsiya ta'sirida o'zgarishini ifodalovchi formulani yozish mumkin.

$$\Delta E_F = - \frac{kT}{n} \left[ \frac{1}{n_0} \sum_{j=1}^N n_{0j} \exp\left( - \frac{\Delta E_j}{kT} \right) \right] \quad (2.2.17)$$

Bu ifodani bir xil turdagi minimumlar uchun kichik deformatsiyalar ( $\Delta E_F \ll kT$ ) sohada quyidagichayozish mumkin. Elektronlar harakati Boltsman taqsimotiga bo'ysunadigan holni, ya'ni ligerlangan kirishmalar konsentratsiyasi ham va temperature yuqori bo'lgan holni ko'rib chiqamiz. Bunday hol uchun Fermi de-integrali quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi.

$$\Delta E_F = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \Delta E_g \quad (2.2.18)$$

Agar minimum bitta bo'lsa quyidagicha bo'ladi.

$$\Delta E_F = \Delta E_c \quad (2.2.19)$$

Ya'ni Fermi sathi huddi o'tkazuvchanlik sohasining tubi kabi siljiydi. Shunday qilib yuqorida kiritilgan formulalar asosida ko'rdikki deformatsiya

ta'sirida zaryad tashuvchilarning minimumlar orasida qayta taqsimlanishi Fermi sathining siljishiga olib kelar ekan. Agar o'tkazuvchanlik sohasida faqatgina bitta minimum bo'lsa Fermi sathi o'sha minimum bilan bir xil tartibda siljir ekan. p-tur yarim o'tkazgichlarda Fermi sathining o'zgarishi deformatsiya turiga bog'liq ravishda har xil bo'ladi. Agar deformatsiya kristall simmetriyasini buzilmasa u holda valent soha butunicha siljiydi va valent sohaning siljishi uning birlik siljishi koeffitsiyenti bilan bosimning o'zgarishi  $\Delta P$  ning ko'paytmasiga teng bo'ladi.

$$\Delta E_v = \alpha_v \Delta P \quad (2.2.20)$$

Bunday holda Fermi sathi valent sohaning yuqori qismi bilan bir xil ravishda siljiydi. Bunday holda Fermi sathi valent sohaning yuqori qismi bilan bir xil ravishda siljiydi.

$$\Delta E_F = \Delta E_v \quad (2.2.21)$$

Agar bosim anizotrop bo'lsa va  $K=0$  nuqtada sohalarning ajralishi ro'y bersa u holda umumiy konsentratsiyaning o'zgarmaslik sharti quyidagicha.

$$\Delta E_F = 0 \quad (2.2.22)$$

Shartni keltirib chiqaradi. Demak deormatsiya anizotrop bo'lsa p-tur namunalarda Fermi sathining siljishi kuzatilmas ekan.

Demak deformatsiya anizotrop bo'lsa p-tur namunalarda Fermi sathining siljishi kuzatilmas ekan. Yarim o'tkazgichlarda energetik sathlaring siljishi ularning bir qator elektrik va optik xususiyatlari o'zgartiradi. Shunday kattaliklardan biri zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi, xususan noasosiy zaryad tashuvchilar konsentratsiyasidir.

Sirtning tuzilishi. Energetik holatlar. Haqiqiy kristalning sirt tuzilishi ancha murakkab. Sirt deganda yupqa, lekin hajmiy qatlam tushuniladi. Bu qatlamlar qalinligi kristall panjarasi doimiysidan o'nlarcha marta katta bo'lishi mumkin. Haqiqiy kristall sirtida turli nuqsonlar ko'p, nihoyat, sirt tashqi muhit bilan tutashgani uchun uning shakllanishida kislarod muhim o'rin tutadi. 150-200Nm qalinlikli tabiiy oksik qatlamlar amalda hamma vaqt qattiq jismlarning sirtida mavjud bo'ladi. Sirt g'adir-budur bo'lib, do'nliklar bilan chuqurliklar navbatlashib joylashgan.

Hozir sirtning manzarasi Q-chizmadagidek bo'ladi deb, hisoblanadi. Sirtida pog'onalar bo'ladi.  $T > 0$  bo'lganda fluktatsiyalar tufayli 1.2 bo'sh joylar hosil bo'lishi mumkin. Ad sortiiallashgan (sirtga yopishgan) atom bo'sh joyni egallaydi (3) yoki bo'sh pog'onada qoladi (4) pog'onada sirtiy vakansiyalar (5) hosil bo'lishi mumkin. Sirt nuqsonlar borligi tufayli mazkur atom o'zaro ta'sirlashayotgan qo'shnilar soni sirtning turli joylarida turlicha. Shuning uchun atomning sirt bilan bog'lanish energiyasi turli bo'ladi.

Endi turli ko'rinishdagi qattiq jismlarning erkin sirtiy energiyasini hisoblaylik. Buning uchun kristallni yorilish sirtining bir tomonidagi S-1; S-2 va hokazo teksliklar, ikkinchi tomonidagi paralel teksliklardan iborat deb tasavur qilamiz. Kristall yorilganda hosil bo'lgan ikki sirtli ikki I va II bo'laklar bo'ladi. Bu jarayonda sarflangan ish I va II sohadagi atomlarning bog'lanishini uzishga ketadi.

Bizga ma'lumki ko'lab yarimo'tkazgichlar panjarasi kubik simmetriyaga ega bo'ladi. Agar yarimo'tkazgichlarga birorr ixtiyoriy deformatsiya ta'sir etsa, yarimo'tkazgich energetik sathlarning siljishi ulardagi zaryad tashuvchilarning qayta taqsimlanishiga hamda yarimo'tkazgichning umumiy elektr parametrlarining o'zgarishiga olib kelar ekan. Deformatsiya natijasida yarimo'tkazgichlarning simmetriyasi buziladi. va elektronlar spektri o'zgaradi. Bu holda energetik spektr bo'yicha aynish to'la yoki qisman yoqolar ekan. yarimo'tkazgichning asosiy xarakteristikalaridan biri uning taqiqlangan sohasining Eg kengligidir. ma'lumki deformatsiya ta'sirida o'tkazuvchanlik sohasi ham valent soha ham siljiydi. Buning natijasida esa taqiqlangan sohaing o'zgarishi ro'y beradi. Yarimo'tkazgichlarning yana bir muhim xususiyatlaridan biri ularning tashqi ta'sirlarga sezgirligidir. Har qanday tashqi tasirlarga sezgir bo'lgan moddalarning elektrparametrlarinig qay darajada o'zgarishi uning tenzosezgirligi belgilaydi.

Nikel bilan ligerlangan kremniyning har taraflama gidrostatik bosim ostidagi tenzoelektrik xususiyatlari: Ma'lumki Si ga ba'zi kirishmalar kiritganimizda Si ning energetik diagrammasida hosil bo'ladigan kirishmaviy sath o'tkazuvchanlik sathiga shunchalik yaqin joylashgani xona temperaturasida ham bu saht to'la ionlashgan holatda bo'lsa, bunday kirishmaviy sathni ionlashmagan holatda ushlab turish juda ham mushkuldir. Chuniki suyuq geliy temperaturasida ham bunday sayoh sathlar ionlashgan holatda bo'ladi.

Yarimo'tkazgich tashqi ta'sirlarga sezgir bo'lishi uchun, tashqi ta'sir natijasida uning qo'shimcha ionlashishi ro'y berishi kerak. Faqatgina shu yo'l bilan o'tkazuvchanlik sathiga qo'shimcha zaryad tashuvchilarni chiqarish mumkin. Ilmiy tadqiqotlarning ko'rsatishicha kremniyda ba'zi kirishmalarni kiritganimizda ularning hosil qiladigan sathlari xona temperaturasida ham to'la ionlashmagan holda bo'lish mumkin emas. Masalan Si ga Ni kabi kirishmalar kiritilganda ana shunday chuqur sathlar hosil bo'ladi. Bunday chuqur sathlar xona temperaturasida ham to'la ionlashmaganligi tufayli bunday kirishmalar kiritilganda yarimo'tkazgichlarda yuqori darajadagi tenzoeffektlar kuzatilishi mumkin.

Ushbu bob har taraflama bosim ostidagi tenzoeffektga bag'ishlanganligi tufayli har taraflama bosim turlariga ham to'xtalib o'tamiz. Har taraflama bosim odatda yarimo'tkazgich kristalli suyuqlik ichida turgan holda amalga oshiriladi. Bunday holatda amalga oshirilgan bosim har taraflama gidrostatik bosim deb ataladi. har taraflama gidrostatik bosim ham bosimning o'zgarishi tezligiga bog'liq ravishda static va dinamik bosimlarga ajratiladi. Agar bosimning o'zgarishi cheksiz vaqt davomida amalga oshirilsa bunday har taraflama bosimni har taraflama static bosim deb ataladi. Bunday bosim belgilanganda kristall temperaturasi o'zgarmaydi yoki doimo suyuqlik muhiti bilan issiqlik muvvozanati bo'ladi. Har taraflama gidrostatik bosimning ikkinchi turi har taraflama bosimning dinamik (yoki impulsli) o'zgarish dir. Bosimning bunday turini impulsli gidrostatik bosim yoki dinamik bosim deb ataladi. Dinamik bosimda, bosimning o'zgarishi juda kichik vaqt ichida amalga oshiriladi. Bunday bosim ta'sirida kristallning hajmi adiabatic ravishda o'zgaradi va buning natijasida kristallning temperaturasi ham o'zgaradi va bunday dinamik bosim ostida temperaturaning o'zgarishi yangi o'ziga xos effektlarni keltirib chiqaradi. Biz, yuqorida bir qancha kirishmalar Si ga chuqur sathlar hosil qiladi. Bunday kirishmalardan biri Ni, kabi Si ga Ni kiritilganda  $E_v+0.21\text{Ev}$  va  $E_c-0.42\text{ev}$  sathlar hosil qiladi.  $E_c-0.42\text{ev}$  sathdan zaryad tashuvchilar o'tkazuvchanlik sathiga chiqishi mumkin. Bu sath xona temperaturasida ham to'la ionlashgan bo'ladi. Bosim ostida taqiqlangan soha kengligining kamayishi hisobiga qo'shimcha ionlashish ro'y beradi. Umumiy holda chuqur sathli kirishmalar kiritilgan Si ning solishtirma qarshiligi bosim ostida kamayadi. Ma'lumki solishtirma qarshilik zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi va harakatchanlikka bog'liq bo'ladi. Bu bog'lanish quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$P = p = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{en\mu} \quad (2.2.23)$$

Demak ifodadan ko'rinishicha solishtirma qarshilikning kamayishi uchun zaryad tashuvchilar harakatchanligi va konsentratsiyasi o'zgarishi kerak. Bu o'z-o'zidan ma'lumki, lekin solishtirma qarshilikning kamayishiga yoki o'tkazuvchanlikning ortishiga harakatchanlik konsentratsiya qanday ulush

qo'shayotganini aniqlash uchun bu ifodaning o'zi yetarli emas. Buni aniqlash uchun tajriba yo'li bilan olingan harakatchanlik bosimga bog'liqlik grafigini ko'rib chiqamiz. Ma'lumki zaryad tashuvchilar harakatchanligi va konsentratsiyasining aniqlashning sodda usullaridan biri bu Xoll effektidir. Chizmada keltirilgan qurilma har taraflama bosim ostida namunalardagi Xoll effektini aniqlash imkonini beradi.

n- Si <P> va Ni kirishmalari bilan ligirlangan har xil solishtirma qarshilikka ega bo'lgan N-tur Si < Ni> namunalarda har taraflama bosim ostidagi harakatchanlikning nisbiy o'zgarishi keltirilgan. Chizmada ko'rinishicha chuqur sathli kirishmalar Si zaryad tashuvchilar harakatchanligining o'zgarishi kiritilgan namunalarning o'tkazuvchanlik turiga bog'liq bo'lar ekan.

Chuqur sathli kirishmalar kompenslangan n –tur namunalarda harakatchanlik biroz ortar ekan. Ko'rinib turibdiki n-tur na'munalarda harakatchanlikning uchuta katta bo'lmagan o'zgarishi kuzatilar ekan.

Namunalarda solishtirma qarshilikning kamayishiga asosan konsentratsiyaning ortishi ssabab bo'lar ekan. Bizga ma'lumki, kremniyning energetik diagrammasida  $k=0$  nuqtada energiya bo'yicha aynishga ega bo'lib, anizotrop (bir o'qlama) bosimdan farqli ravishda, bu aynishning yo'qolishi kuzatilmaydi. Shuning uchun izotrop bosim ostida tenzoeffekt bir o'qlama bosimdagi tenzoeffektga nisbatan kuchsizroq bo'ladi.

Tadqiqot natijalari bosim ostida harakatchanlikning o'zgarishining boshqa mexanizmlari ham mavjud bo'lishi mumkinligini ko'rsatadi. Chunki kristallga yuqori temperaturada ishlov berilgan kristall hajmida oldindan mavjud bo'lgan sochuvchi pensial maydonlarning o'lchamlari jo'ylashishi kabi parametrlarning o'zgarishi hamda termodonlarning paydo bo'lishi harakatchanlikga o'z ta'sirini ko'rsatadi.

Aytib o'tkanimizdek kompenslangan hamda o'ta kompenslangan n-tur na'munalarda harakatchanlikning o'zgarishi ya'ni n-tur namunalarda biroz ortishi namunaning solishtirma qarshiligiga ya'ni o'tkazuvchanlikka sezilarli darajada ta'sir ko'rsata olmas ekan, Demak bunday namunalarda solishtirma qarshilikning kamayishi yoki o'tkazuvchanlik ortishiga asosan konsentratsiyaning ortishi sabab bo'lar ekan. Kompenslangan N-tur namunalarda elektronlarning sohalar aro sochilishi ro'y bermaydi va har taraflama bosimda elektronlarning konsentratsiyasi o'zgarishini ifodalovchi formulani quyidagicha yozish mumkin

$$N=n_o \exp \left( - \left( E_{re} - \alpha P \right) / KT \right) \quad (2.2.24)$$

bu yerda  $E_c$ -chuqur sathning ionlashish energiyasi L chuqur sathning siljishi barik koeffitsenti. P – berilayotgan bosimning qiymati.

Shunday qilib chuqur sathli kirishmalar kompensirlangan N-tur namunalardan bosim ostida konsentratsiyaning o'zgarishi, bosim ostida sathlarning siljishi va buning natijasida chuqur sath bilan o'tkazuvchanlik soha orasidagi oraliqning kamayishi bilan bog'liq bo'ladi. Lekin bu o'tkazuvchanlik tenzoeffekt, asosan o'tkazuvchanlik sohasi bilan chuqur sath orasidagi oraliqning kamayishi asosida olingan hisoblashlar natijasida tajribadan olingan konsentratsiya o'zgarishidan farq qiladi. Aniqroq qilib aytadigan bo'lsak hisoblashlar bo'yicha konsentratsiyaning o'zgarishi tajribada olinadigan nisbatan kamroq bo'ladi. Demak, konsentratsiyaning yana boshqa sabablar mavjud bo'lishi kerak. Ma'lumki Si ga Ni va boshqa kompensirlovchi kirishmalar kiritilganda, ular juda ham notekis taqsimlanadi. Bundan tashqari, turli kirishmlar to'plamlari, prensipitlar va boshqa texnologik kirishmalar bilan hosil qilinadigan qattiq kirishmalar hosil bo'ladi. Ana shunday markazlarning bosim ostida parchalanish natijasida qo'shimcha zaryad tashuvchilar paydo bo'ladi va tok o'tkazishda ishtirok etadi. Shuning uchun zaryad tashuvchilar konsentratsiyasi o'zgarishining bir qismi o'tkazuvchanlik sohasi va chuqur sath orasidagi oraliqning kamayishi hisobiga bo'lsa, qolgan qismi ana shu prensipitlar va komplekslar hisobiga bo'ladi.

Biz yuqorida keltirilgan mexanizm ko'proq kuchli kompensirlangan yarimo'tkazgichlarga tog'ri keladi. Chunki bunday yarimo'tkazgichlarning o'tkazuvchanligi xususiy yarimo'tkazgichning o'tkazuvchanligiga yaqin bo'ladi. Bundan tashqari bu mexanizmda kuchli kompensirlanganda bo'ladigan noteks taqsimlanishlari prensipitlar maydonlari kabi omillar ham etiborga olinadi. Lekin umumiy holda konsentratsiyaning o'zgarishiga kuchsiz va kuchli va o'ta kompensirlangan hamda chuqur sath bilan o'tkazuvchanlik soha orasidagi oraliqning kamayishi sabab bo'ladi. Bunday sathning siljishi barik koeffitsientini quyidagi ifoda bilan aniqlanadi.

$$\alpha = \frac{KT}{\Delta P} \ln \frac{nP_2}{nP_1} \quad (2.2.25)$$

Bu yerda K – Botsman doimiysi. T- temperatura,  $\Delta T$  -bosimning o'zgarishi,  $P_1$  va  $P_2$ - bosimning boshlang'ich va oxirgi qiymatlardagi konsentratsiyasi.

Kremniyning o'tkazuvchanlik sohasi kristallografik yo'nalishlar bo'yicha joylashgan oltita ektivalent muinimumlarga ega. Bu minimumlardeformatsiyalangan kremniyda  $k=0.8k_{\max}$  da joylashadi (bu yerda  $K_{\max}=2P$ . Kovaklarning qiymati brilyuen sohasinig qiymatiga mos keladi, do- kristall panjara doimiysi).

Ko'plab yarimo'tkazgichlarning valent sohasi  $k=0$  nuqtada maksimumga ega bo'ladi. Valent sohaning yuqori qismida energiya bo'yicha ikki karrali aylanish mavjud. Bundan tashqari zaryad tashuvchilarning spin ortiball ta'siri natijadsida pastga siljiydigan yana bitta tarmoq mavjud. Bu siljish kremniy uchun 0.04ev ni

tashkil etadi. Oddiy sharoitlarda elektro'tkazuvchanlikda asosan yuqori soha ishtirok etadi.

### **Xulosa**

1. Deformatsiya tenzori sof deformatsiyadan tashqari jismning hamma qismlarini biror burchakka burilishini ham siyobga oladi. Ushbu tenzordan sof deformatsiya tenzorini ajratib olish uchun undan simmetrik tenzor hosil qilish zarur.

2. Margumush taqiqlangan zonada o'tkazuvchanlik zonasiga yaqin bo'lgan donor sath  $E_d$  hosil qiladi. Normal sharoitdagi temperaturada bu sathdagi elektron o'tkazuvchanlik zonasiga o'tib ketgan bo'ladi.
3. Fermi sathi huddi o'tkazuvchanlik sohasining tubi kabi siljiydi. Shunday qilib yuqorida kiritilgan formulalar asosida ko'rdikki deformatsiyas ta'sirida zaryad tashuvchilarning minimumlar orasida qayta taqsimlanishi Fermi sathining siljishiga olib kelar ekan.
4. Agar o'tkazuvchanlik sohasida faqatgina bitta minimum bo'lsa Fermi sathi o'sha minimum bilan bir xil tartibda siljir ekan. p-tur yarim o'tkazgichlarda Fermi sathining o'zgarishi deformatsiya turiga bog'liq ravishda har xil bo'ladi.

### **Xotima**

Deformatsiyada kuchlanish tenzorini o'rganishga bog'ishlangan malakaviy bitiruv ishini bajarishda quyidagi xulosalar qilishim mumkin.



1. Deformatsiyada kuchlanish tenzori va uning energetik sitrukturaga ta'siri bo'yicha ilmiy va ommabop manbalardan yetarlicha ma'lumotlar to'plandi.
2. Fermi sathi huddi o'tkazuvchanlik sohasining tubi kabi siljiydi. Shunday qilib yuqorida kiritilgan formulalar asosida ko'rdikki deformatsiyas ta'sirida zaryad tashuvchilarning minimumlar orasida qayta taqsimlanishi Fermi sathining siljishiga olib kelar ekan.
3. Deformatsiya tenzori sof deformatsiyadan tashqari jismning hamma qismlarini biror burchakka burilishini ham siyobga oladi. Ushbu tenzordan sof deformatsiya tenzorini ajratib olish uchun undan simmetrik tenzor hosil qilish zarur.
4. O'tkazuvchanlik tenzoeffekt, asosan o'tkazuvchanlik sohasi bilan chuqur sath orasidagi oraliqning kamayishi asosida olingan hisoblashlar natijasida tajribadan olingan konsentratsiya o'zgarishidan farq qiladi.
5. Hozirgi zamon fani va texnikasi tenzoqarshilik hosdisasi asosida tayyorlanmoqda. Ko'pincha samarali tenzometrlar juda kichik deformatsiyalarni o'lchashda, siljish, momentlar, kuchlar, bosimlarning sezgir o'lchagichlari sifatida nisbatan katta deformatsiyalarni o'lchashda va boshqa maqsadlarda keng qo'llanilmoqda.
6. Malakaviy bitiruv ishi uchun rejalashtirilgan ishlarini nihoyasiga yetkazdim deb o'ylayman.

## **Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati**

1. O'zbekiston Respublikasi Prezidentining "Barkamol avlod davlat dasturi to'g'risida"gi qarori. "O'zbekiston ovozi" gazetasi. 2010y 10yanvardagi soni.
2. I.A. Karimov "Barkamol avlod orzusi" sharq nashriyoti Toshkent 1999y 86-88 betlar.
3. A.A. Полякова. Диформатция полупроводников и провадниковых приборов. М. Энергия 1979 15-v65 бетлар
4. П.С. Киреев. Физика полупроводников. М. Высшая школа. 1969. 48-110 бетар.
5. С.З. Зайнобидинов. Физические основы оразования глубоких уровней в кремний Ташкент 1984. Т. Фан. 56-63 бетлар
6. Л. Милнс. Примиси с глубокими уровнями в полупровадниках. М "Миф" 1977. 25-46 бетлар.
7. О.О. Mamatkarimov "yarimo'tkazgichli materiallar va ular asosida strukturalarning elektrofizik parametrlariga tashqi bosimning ta'sirini tadqiq qilish usullari". Uslubiy qo'llanma "Universitet" 1997. 110-121 betlar.
8. Б. И. Болтакс, М.К. Бахадырханов, С.М. Городецкий, Т.С. Куликов. Компенсированный кремний. 1. 1972.
9. В.И Фистуль, Ввудуние в физику полупроводников. М. Высшая школа 1984. 72-83 бетлар
10. В.М. Ташшан. Физика полупровадниковых приборов. Томск Университет 1984. 125-136 бетлар.
11. Р. Сишт. «Полупровадники». М. наука 1992. 6-186 бетлар.

12. A. Toshaboyev S.Z. Zaupobiddinov. Yarimo'tkazgichlar fizikasi. O'qituvchi 1998. 90-140 betlar.

13.Т. Е. Пикус. “Основы теории полупроводниковых приборов”. М. Наука 1965. 68-96 с.

14. Павлов А.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. М. Высшая школа 1987.

15. A. Teshaboyev, S. Zaynobiddinov, Sh Ermatov “Qattiq jism fizikasi”. Toshkeent . Moliya 2001. 170-260 betlar.

16. O.Ahmadjonov. Fizika kursi. III k. T. 1989, X - bob, §§ 1-2.

17. T.I.Trofimova. Kurs fiziki. M,2000, str. 240-241.

18. A.A.Gribov, N.I.Prokofeva. Osnovi fiziki. M. 1998, §§ 9-11.

19. A.A. Abdumalikov, Elektrodinamika, ”Cho'lpon” , 2011, 343b.

20. O.Ahmadjonov. Fizika kursi. III k. T. 1989, VIII - bob, § 9.

21. WWW Ziyonet.O'z- axbarot ta'lim resurslar internet portali.

22. W.W.W. Google.com. ning tegishli partali.