

## \* ОПТИКАНЫҢ НЕГІЗІ

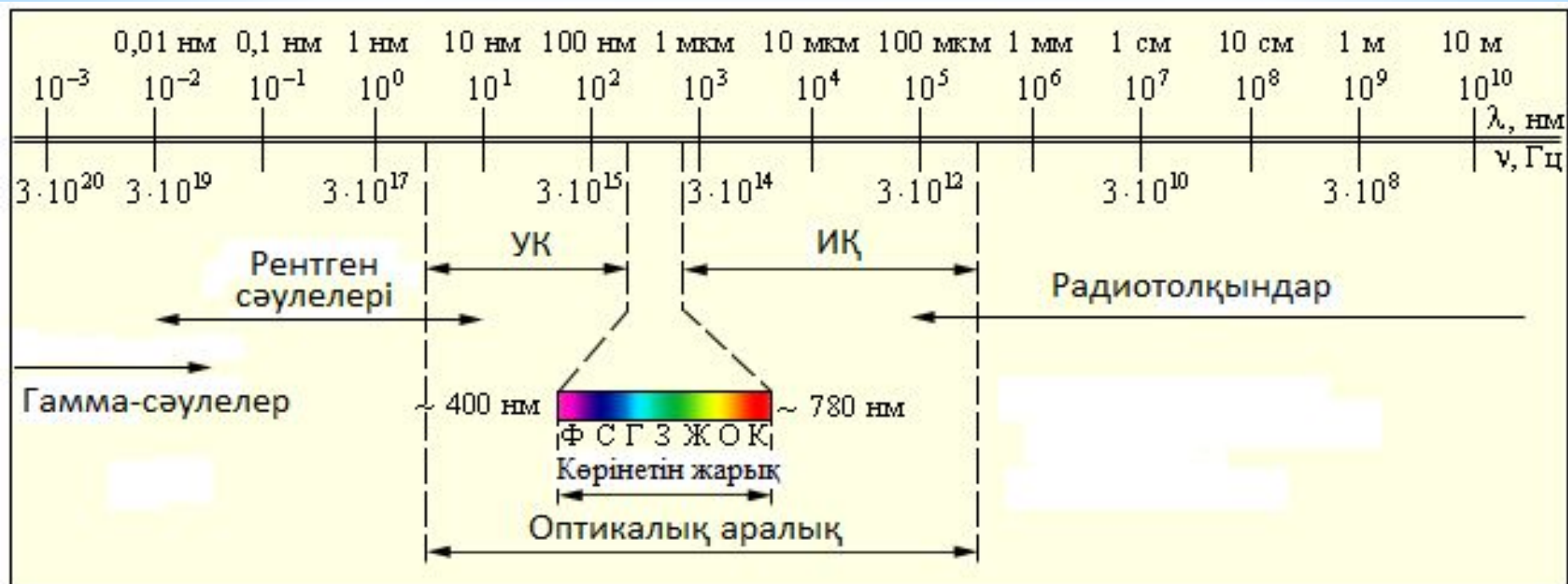
**ОПТИКА** - **жарықтың** қасиетін, физикалық табиғатын және оның затпен әсерлесуін зерттейтін физиканың бір бөлігі.

**Жарық** - ретінде тек көзге **көрінетін жарықты** ғана санауға б-майды. Оның екі жағынан жанасатын ЭМ сәулелену спектрінің ИҚ және УК аймағын да алуға болады.



Толқындық оптикада  $\lambda$  толқын ұзындықтары  $10^{-4}$  -  $10^{-9}$  м арлықта жататын ЭМ толқындар қарастырылады.

Спектрдің, яғни ЭМ толқындар жиынының бұл аймағына УК және ИҚ сәулеленулер және жарық деп аталатын адамның көзіне көретін сәулелену аралығы енеді.



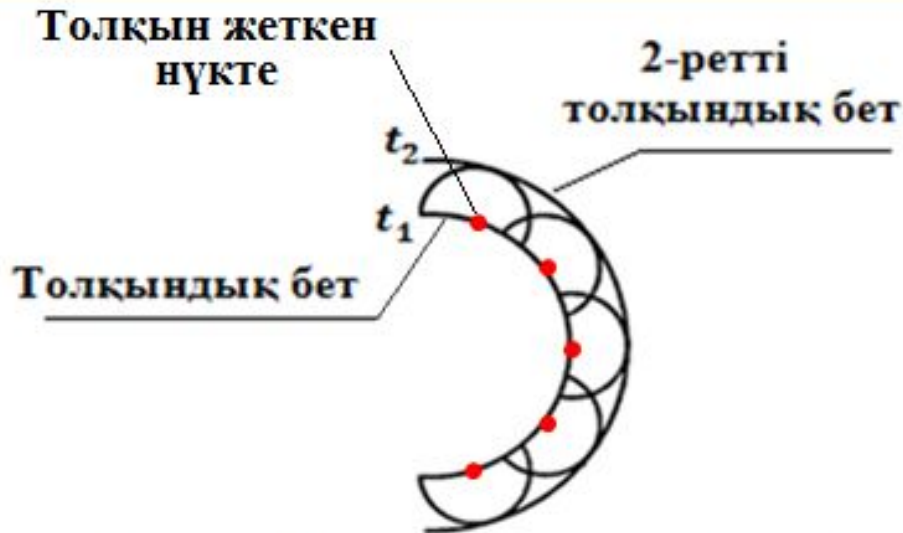
## \* ЖАРЫҚ ТАБИҒАТЫНЫҢ ЕКІ ТЕОРИЯСЫ

1672 ж Ньютон ж-тың **корпускулалық** теориясын ұсынған: жарық - жарқырауық денеден ұшып шыққан жарық бөлшектерінің (корпускулаларының) ағыны.

Х. Гюйгенс (1678) жарықтың **толқындық** теориясын ұсынды. Ол, жарық та дыбысқа ұқсас толқын түрінде ерекше серпімді ортада (эфир) таралады деген.

Гюйгенс пр-пі. (1629-1695 -Гол-дия)

**Толқын жеткен әрбір нүктені жан-жаққа тарайтын екінші ретті толқындардың ортасы (көзі) деп санауға болады. Бұл толқындардың ораушысы толқын шебінің (фронтының) келесі сәттегі орнын береді.**



2-сурет. Уақыттың әр мезетіндегі толқынның орны (шебі)

Толқындық беттерге тік жүргізілген түзулер жарықтың таралу бағытын көрсетеді

Кейіннен жарықтың интерференция, дифракция құбылыстары ашылды.

Максвелл эфир деген ортаның орнына ЭМ өрісті енгізді.

Гюйгенс пр-пі. (1629-1695 -Гол-дия)

Толқын жеткен әрбір нүктені жан-жаққа тарайтын екінші ретті толқындардың ортасы (көзі) деп санауға болады. Бұл толқындардың ораушысы толқын шебінің (фронтының) келесі сәттегі орнын береді.



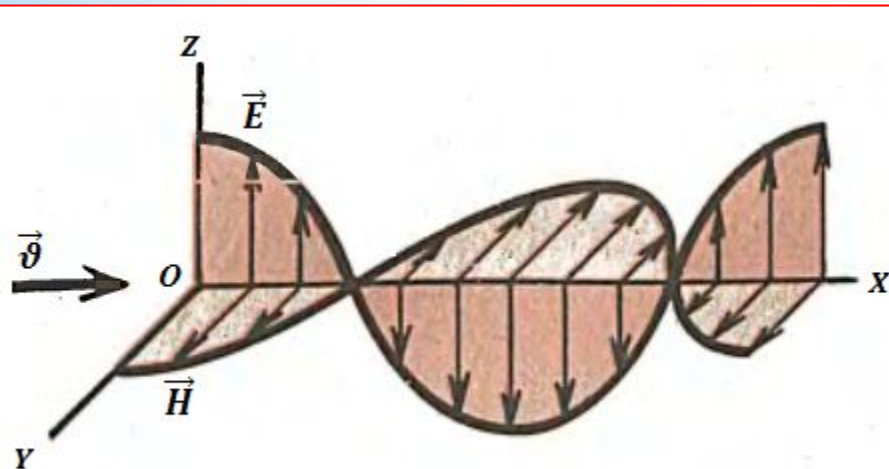
## \* Жарықтың ЭМ-тік табиғаты.

Жарықтың табиғаты қандай деген сұрақ оптиканың негізгі мәселесі болды. 19-ғ. аяғында жасалған тәжірибелер (Фарадей: жарықтың затта таралуына маг. өрісінің әсері, Лебедев: жарық қысымының анықталуы, Герц: ЭМ толқындардың ашылуы, жарықтың затпен әсерлесуі) жарықтың **ЭМ-тік табиғаты бар** екенін дәлелдеген.

ЭМ толқынның бар болуын ең алғаш теория жүзінде Максвелл (1863) болжалаған, ол ЭМ толқындарды үдей және тербелмелі қозғалатын эл-рондар (ж/е басқа заряд. бөлш.) қоздыратынын айтқан.

ЭМ толқында электр және магнит өрістерінің  $\vec{E}$  және  $\vec{B}$  кернеулік векторлары периодты өзгеріп (тербелісі) отырады:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_0 \sin(2\pi\nu t + \varphi) \\ \vec{H} &= \vec{H}_0 \sin(2\pi\nu t + \varphi) \end{aligned} \right\} \quad (1), \text{ мұнда } \nu - \text{ЭМ толқынның тербеліс жиілігі.}$$



1-сурет. Электромагниттік толқын

Электр  $\vec{E}$  және магнит  $\vec{H}$  век-ларының тербеліс бағыттары өзара  $\perp$  және ЭМ толқынның таралу бағытына  $\perp$ .

1- суретте ЭМ толқын сызба түрінде сипатталынған ж/е  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vartheta$  век-ларының өзара орналасуы көрсетілген.

Осы толқындағы  $\vec{E}$  және  $\vec{H}$  векторларының тербелістері сәйкес  $XOZ$  және  $XOY$  жазықтықтарында өтеді.

Максвелдің теориясы ЭМ толқынның вакуумдегі таралу жылдамдығын анықтауға мүмкіндік берді және ол  $\frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}}$  өрнегіне тең болған.

$$\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}} = \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}, \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}} = \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{м} \cdot \text{А}}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{8.85 \cdot 10^{-12} 4\pi \cdot 10^{-7}}} = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с} \quad \text{Өлшем бірлігі:}$$

$$\epsilon_i = L \frac{|\Delta I|}{|\Delta t|} = \frac{|\Delta \Phi|}{|\Delta t|} \Rightarrow L = \frac{\epsilon_i |\Delta t|}{\Delta I} = \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А}}$$

$$[c] = \frac{1}{\sqrt{\frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} \cdot \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{м} \cdot \text{А}}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\text{Кл} \cdot \text{Кл}}{\text{Дж} \cdot \text{м}} \cdot \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{м} \cdot \text{А}}}} = \left| A = qU \Rightarrow U = \frac{A}{q}, I = \frac{q}{t} \right| = \frac{1}{\sqrt{\frac{\text{А} \cdot \text{с}}{\text{В} \cdot \text{м}} \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{м} \cdot \text{А}}}} = \frac{\text{м}}{\text{с}}$$

Ал, оның сан шамасын ( $3,1 \cdot 10^8$  м/с) біраз бұрын (1856) В.Е.Вебер және Р.Г.Кольрауш ЭМ өлшеулерден алған.

Бұл шама 1849 ж. И.Л. Физо анықтаған жарық жылдамдығына ( $c = 3,15 \cdot 10^8$  м/с) сәйкес келген.

Бұдан, ЭМ толқын мен жарық жылдамдығы бірдей екендігі шығады. ЭМ және жарық толқындарының қасиеттерінің сәйкес келуіне сондай-ақ олардың көлденең болуы себепші:

ЭМ толқ-дың көлденең болуы Максвелл теңдеуінен шықса, ж. толқ-ның көлденендігі- жарық поляриз-сына қатысты экп-менттен (Юнг, 1817) шығады.

Максвелл бұдан ЭМ толқын мен жарықтың табиғаты бір, яғни **жарық дегеніміз ЭМ толқындардың дербес түрі** деген қорытынды жасады.

## Жазық толқынның теңдеуі.

### Анықтамалар:

Тербелістің ортада таралу процесін толқын деп атағанбыз.

### Жазық толқын деп

-тұрақты жиілігі бар

-шексіз жазықтықтардан тұратын және

-толқындық шебі таралу  $\vartheta$ -на  $\perp$  б-тын толқынды айтады.

$t$  уақыт мезетінде толқын жеткен нүктелердің геометриялық орнын

**толқын шебі (фронты)** д/а.

Жазық толқынның теңдеуі деп тербелетін нүктенің ығысуы оның координаттары мен  $t$  ф-ясы ретінде берілген өрнекті айтамыз.

Егер ығысуды қандай да бір  $\xi$  (кси) әрпімен белгілесек, онда жазық толқынның теңдеуі:

$$\xi = \xi(x, y, z, t) \quad (1)$$

(1) функциясы координаттарға және  $t$ -ға қатысты периодты болу керек

Тербеліс гармон-қ деп санап, жазық толқынның  $\xi$  ф-ясының түрін табайық.

$x$  өсін толқынның таралу бағытымен бағыттайық.

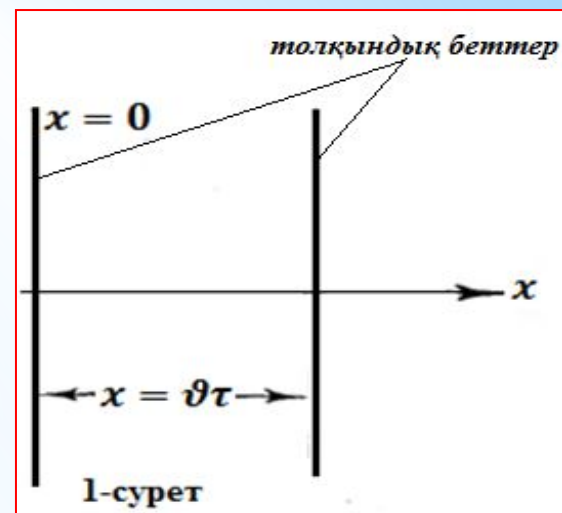
Сонда, толқындық беттер өске  $\perp$  б-ды.

Осы шарт үшін (1) теңдеу  $\xi = \xi(x, t)$  түрінде жазылады.

Айталық,  $x = 0$  жазықтығында жатқан нүктелер тербелісі мынадай болсын:

$$\xi = \xi(0, t) = a \cos \omega t$$

Енді, еркін алынған  $x$  ( $x \neq 0$ ) мәніне сәйкес келетін жазықтықтағы бөлшектер тербелісін жазайық.



$x = 0$  жазық-тан осы жазық-қа дейін толқын. жету уақыты:  $\tau = \frac{x}{v}$ ,  $v$  – толқ. жылд.

Демек,  $x$  жаз-та жатқан бөлш-тердің тербелістері  $x = 0$  жаз-ғындағы бөлш-тердің тербелісінен  $\tau$  уақытқа қалып отырады, яғни тербелісі мынадай болады:

$$\xi = \xi(x, t) = a \cos \omega(t - \tau) = a \cos \omega(t - \frac{x}{v}).$$

$$\xi = a \cos \omega(t - \frac{x}{v}) \quad (2)$$

Мұнда,  $\xi$  шамасы  $x$  коорд-сы бар кез келген нүктенің  $t$  уақыт мезетіндегі ығысуы. Бұл теңдеуді  $k$  толқындық сан арқылы жазуға болады:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3)$$

$$\xi = a \cos \omega(t - \frac{x}{v}) = a \cos(\omega t - \frac{\omega x}{\lambda v}) = a \cos(\omega t - \frac{2\pi v x}{\lambda v}) = a \cos(\omega t - kx), \text{ яғни}$$

$$\xi = a \cos(\omega t - kx) \quad (2), (4) \text{ -жазық толқынның теңдеуі}$$



## \* ЭМ толқынның теңдеуі

$$\xi = a \cos \omega \left( t - \frac{x}{v} \right)$$

$x$  өсі бойымен  $v$  жылдамдықпен таралған жазық толқынның теңдеуі:

$$E = E_0 \sin 2\pi v \left( t - \frac{x}{v} \right), \quad (2)$$

мұндағы  $E_0$  – өріс кернеулігінің амплитудасы,  $2\pi v \left( t - \frac{x}{v} \right)$  - тербеліс фазасы.

Егер екі нүктеде болған тербеліс фазаларының айырмасы  $2\pi$ -ге тең болса, ондай екі нүктенің арақашықтығы электромагниттік *толқынның ұзындығы*  $\lambda$  деп аталады.

Ол тербелістің бір периоды ішінде толқын таралатын қашықтыққа тең:

$$\lambda = vT = \frac{v}{\nu} \quad (3) \quad \text{мұндағы } v \text{ – толқын жылдамдығы.}$$

Сонда (2) теңдеуді былай жазуға болады:

$$E = E_0 \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right) = E_0 \sin 2\pi \left( \nu t - \frac{x}{\lambda} \right) \quad (4)$$

(2) не (4) өрнектерімен кескінделген толқынның тербеліс периоды мен жиілігі уақытқа байланысты өзгермейді, содықтан осындай толқындар **монохромат толқындар** деп аталады.

Бұл толқынның амплитудасы мен бастапқы фазасы да уақытқа тәуелсіз тұрақты шама болады.

## \* Максвелл теңдеулері

ЭМ толқындағы электр және магнит өрістерінің байланысы Максвелл теңдеуі арқылы іске асады. Сондықтан оптикалық құбылыстарды зерттегенде Максвелл теңдеуін ескереді.

Ол айнымалы электр өрісі мен магнит өрісі кернеуліктері арасындағы байланысты дифференциалдық теңдеу түрінде өрнектейді.

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0$$

$$\vec{B} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{H}, \quad \vec{D} = \mu \mu_0 \vec{E}$$

(5) Мұнда  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  – электр және магнит өрістерінің кернеулік векторлары,  $\vec{D}$ ,  $\vec{B}$  – электр және магнит индукциясының векторлары.

(6) Электр өрісі  $e$  зарядқа әсер ететін  $\vec{F} = e\vec{E}$  Кулон күшінің, ал магнит өрісі  $\vec{F} = e[\vec{v}\vec{B}]$  Лоренц

(7) күшінің әсері арқылы айқындалады, мұнда  $\vec{v}$  – қозғалыстағы зарядтың жылдамдығы.

(5) теңдеу ЭМ индукция заңының математикалық тұжырымдамасын білдіреді.

(6) теңдеу магнит өрісін айнымалы электр өрісі туындататынын білдіреді.

(7) теңдеу вакуумда статикалық электр өрісінің болмайтынын көрсетеді.

(8) теңдеу магнит зарядтарының болмайтындығын білдіреді.

## \* Ортаның сыну көрсеткіші мен диэлектрлік өтімділігі арасындағы байланыс

Жарық толқынының вакуумдағы  $c$  жылдамдығының қайсібір басқа ортадағы  $v$  жылдамдығына (фазалық жылдамдық) қатынасын осы ортаның  $n$  абсолют сыну көрсеткіші деп атайды:

$$n = \frac{c}{v} \quad (10)$$

Ал  $v$  жылдамдық:  $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad (11)$

болғандықтан, (10) формуланы мына түрде жазуға болады:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu} \quad (12)$$

Бұл өрнек Максвелл заңы деп аталады.

Мөлдір заттардың басым көпшілігі үшін, яғни магнит емес орта үшін  $\mu = 1$ , сондықтан

$$n = \sqrt{\epsilon} \quad (13)$$

(13) формула заттың оптикалық және электрлік қасиеттерін байланыстырады. Бір қарағанда бұл формула қате жазылған сияқты, себебі, мысалы су үшін  $\epsilon = 81$ , ал  $n = 1,33$ . Мұның шешімін №1-кестені талдау арқылы берейік.

## №1-кесте

Зат		
Ауа	1,000292	1,000302
Азот	1,000299	1,000307
Оттегі	1,000270	1,000273
Сутек	1,000139	1,000139
Гелий	1,000035	1,000037
Аммиак	1,000385	1,000385
Толуол	1,499	1,549
Бензол	1,501	1,511
Парафин	1,422	1,405
Су	1,33	9,00
Метил спирті	1,34	5,7

№1-кестеде әртүрлі зат үшін  $n$  және  $\sqrt{\varepsilon}$  шамаларының эксперимент мәндері келтірілген. Газдар үшін Максвелл заңы тәжірибемен жақсы сәйкестенеді.

Сұйық көмірсутектері үшін сәйкестену нашарлайды.

Су мен спирт, басқа қатты және сұйық заттар үшін (13) өрнектің тәжірибемен сәйкестігі күрт өзгеше болады.

Бұл тығырықтың шешімі мынада: кестеде

- $\varepsilon$  мәндері тұрақты эл. ст-лық өріске қатысты өлшенген, ал
  - $n$  мәндері  $\nu = 5 \cdot 10^{14}$  Гц жарық толқынының  $\sim$  ЭМ өрісіне қатысты өлшенген.
- Тез өзгертін  $\sim$  ЭМ өрісте  $\varepsilon$  мәні басқаша б-ды және ол өрістің  $\nu$  тәуелді б-ды. Осы арқылы жарықтың *дисперсиясы*, яғни сыну көрсеткішінің (не  $c$ ) толқынның жиілігіне ( $\lambda$ ) байланыстылығы  $n = f(\nu)$  түсіндіріледі. (13)-ке берілген  $\nu$  үшін алынған  $\varepsilon$  мәнін қойғанда,  $n$ -нің дұрыс мәні алынады.

## \* Ферма принципі

Пьер Ферма (1601-1672) принципі:

**Жарық бір нүктеден екіншісіне таралған кезде оған ең аз уақыт кететіндей жолды таңдайды.**

Бұл принципті Ферма телеологиялық көзқарастарға сүйеніп ұсынды: табиғаттың әсері беталды емес, белгілі мақсатқа лайық бағытталады, ол қалай болса солай шашылмай, өзінің мақсатына ең аз шығынмен жету керек.

(*Телеология* - өмірдегі дамуды түпкі мақсатты себептермен түсіндіру жайындағы философиялық ілім)

## \* Фотометрия

Негізгі түсініктер.

Көзге (не басқа қабылдағыш құралға) сәуленің әсер етуі оған жарық толқыны тасымалдайтын энергияның берілуін білдіреді.

Сондықтан оп-лық құбылыстардың заңдарын қарастырмастан бұрын, жарықты, яғни жарық тасымалдайтын энергияны өлшей білу қажет.

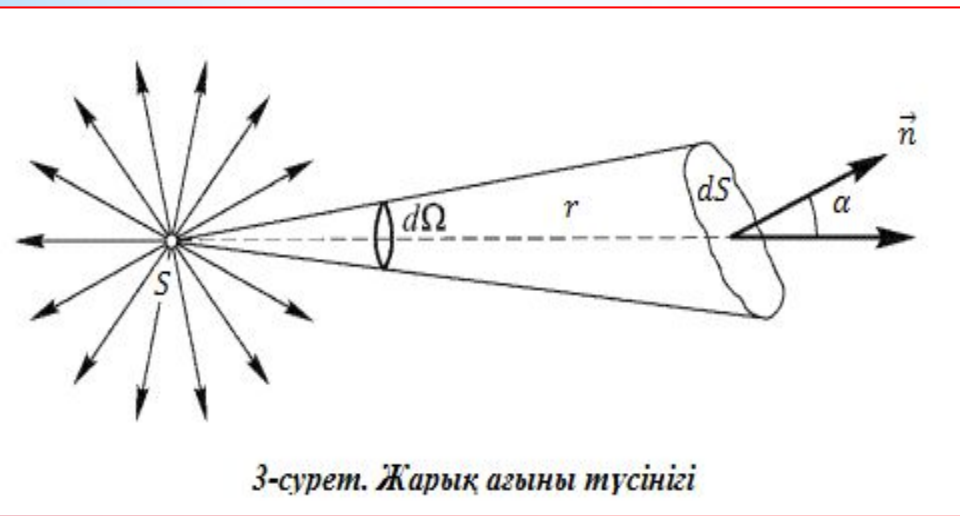
**Фотометрия - жарықты өлшеу дегенді білдіретін оптиканың бір бөлімі.**

Фотометрлік шамаларды қарастырайық.

### 1. Жарық ағыны $\Phi$

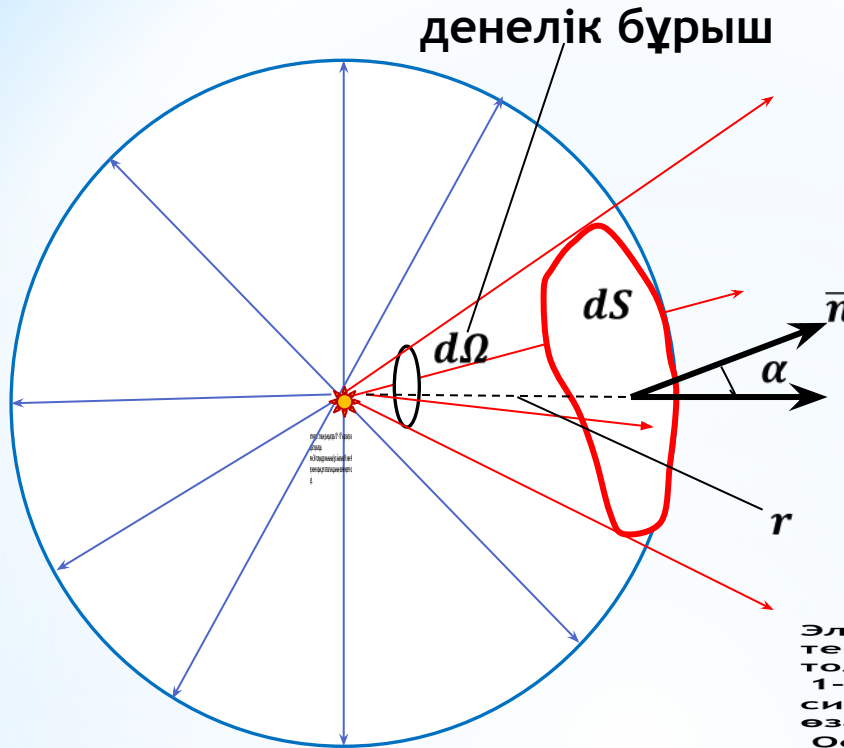
Жарық толқыны тасымалдайтын энергияны жарық энергиясы (не сәулелік энергия) деп атайды.

Қайсыбір аудан арқылы үздіксіз өтетін энергия ағынын қуат өлшемімен (Вт) алуға болады.



$S$  нүк. жарық көзінен шығатын жарық эн-сының жолына  $dS$  ауданшаны қояйық, ол арқылы  $t$  уақытта өтетін  $Q$  энергия мөлшерін анықтайық. Ол үшін  $dS$ -ті барлық энергияны жұтып алатын затпен (балшықпен) бояп, жұтылған энергияны өлшеуге б-ды (мысалы,  $T$ -ның өзгеруі арқылы).

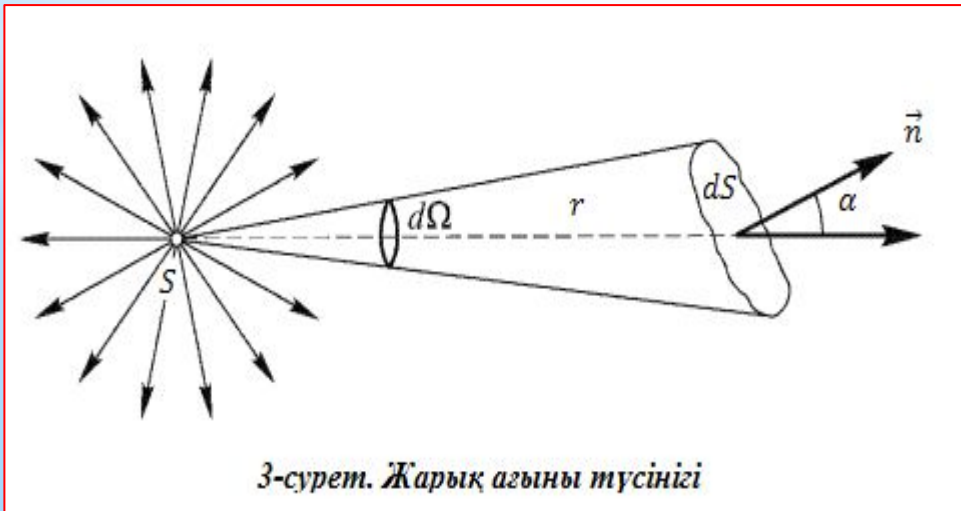
**Жарық ағыны**  $d\Phi$  деп  $S$  нүктелік жарық көзінен  $dS$  аудан ар-лы уақыт бірлігінде өтетін  $Q$  жарық эн-сының мөлшерін, яғни  $dS$  беті арқылы өтетін қуатты айтады:



Жарықтың табиғаты қандай деген сұрақ оптикааның негізгі мәселесі болды. 19-ғ. аяғында жасалған тәжірибелер (Фарадей, жарықтың затта таралуына байланысты өсері, Лобачев: жарық басымының анықталуы, Герш: ЭМ толқындардың шығуы, жарықтың затпен өсерлері) жарықтың ЭМ-тік табиғаты бар екенін дәлелдеген. ЭМ толқынының бар болуына ең алғаш теория жүзінде Максвелл (1863) болжалады, ол ЭМ толқындарды үдеті және тербелісті қорғалатын элрондар (яғни басық заңды, басық қозғалысының айтуы). ЭМ толқында электр және магнит әрістерінің  $\vec{E}$  және  $\vec{H}$  керінулік векторлары периодты өзгеріс (тербеліс) танытады.  $\vec{E} = E_0 \sin(2\pi \nu t + \varphi)$  (1), мұнда  $\nu$  - ЭМ толқының тербеліс жиілігі,  $E_0$  -  $\vec{E}$  амплитудасы.

**[Φ] = Люмен**

Электр  $\vec{E}$  және магнит  $\vec{H}$  век-ларының тербеліс бағыттары өзара  $\perp$  және ЭМ толқынның таралу бағытына  $\perp$ .  
 1- суретте ЭМ толқын сызба түрінде сипатталынған ж/е  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$ ,  $\vec{\nu}$  век-ларының өзара орналасуы көрсетілген.  
 Осы толқындағы  $\vec{E}$  және  $\vec{H}$  векторларының тербелістері сәйкес  $Yoz$  және  $XOx$  жазықтарында өтеді.

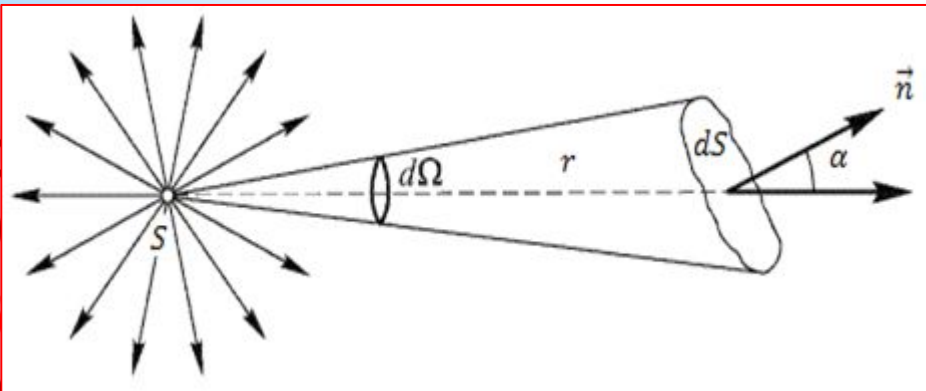


3-сурет. Жарық ағыны түсінігі

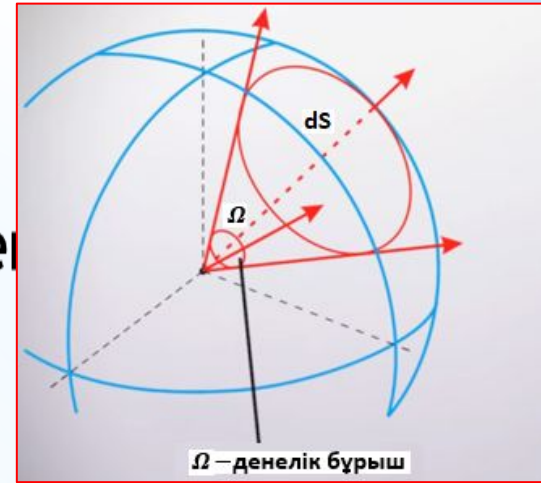


$\Omega$  – денелік бұрыш

Ж  
А  
Т  
Ж



қын де



-Тұрақты жиілігі бар

-шексіз жазықтықтардан тұратын және

-толқындық шебі таралу  $\vartheta$ -на  $\perp$  б-тын толқынды айтады.

$t$  уақыт мезетінде толқын жеткен нүктелердің геометриялық орнын **толқын шебі (фронты)** д/а.

Жазық толқынның теңдеуі деп тербелетін нүктенің ығысуы оның координаттары мен  $t$  ф-ясы ретінде берілген өрнекті айтамыз.

Егер ығысуды қандай да бір  $\xi$  (кси) әрпімен белгілесек, онда жазық толқынның теңдеуі:

$$\xi = \xi(x, y, z, t) \quad (1)$$

(1) функциясы координаттарға және  $t$ -ға қатысты периодты болу керек



Сонымен  $d\Omega$  денелік бұрыш қиятын аудан арқылы өтетін жарық ағыны  $d\Phi$  болса, онда  $S$  жарық көзінен **барлық жаққа** таралатын ж-тың **толық** ағыны:

$$\Phi = \int d\Phi \quad (5)$$

Энергия ағыны - әртүрлі құралдарға енетін энергия мөлшерін бағалауға қажет.

Көптеген құралдардың (көз, фотоаппарат, фотоэлемент т.б.) қызметі: жарық ағынын сезіну және тіркеу.

## 2. Жарық күші $\mathcal{J}$

Егер толық денелік бұрыш ( $4\pi$  стерадиан) қамтитын барлық жаққа бірқалыпты таралатын жарық ағыны  $\Phi$  болса, онда бір стерадиан денелік бұрышқа келетін жарық ағыны *жарық күші  $\mathcal{J}$*  деп аталады:

$$\mathcal{J} = \frac{\Phi}{4\pi} \quad (6)$$

Бұдан :

$$\Phi = 4\pi\mathcal{J} \quad (7)$$

(6) - жарық бағытқа тәуелсіз таралған кезде, яғни изотропты орта үшін. Жарық жан-жаққа бірқалыпты тарамаса,  $\mathcal{J}$  бағытқа тәуелді б-ды:

$$\mathcal{J} = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad \text{не} \quad d\Phi = \mathcal{J}d\Omega \quad (8)$$

Өлшем бірлігі:  $[\mathcal{J}] = \text{лм/ср} = \text{канделла}$  - негізгі жарық бірлігі.

(8) ( $d\Phi = Jd\Omega$ )  $\Rightarrow$   $[\Phi] = \text{люмен} = \text{кд}\cdot\text{ср}$

Люмен деп 1 стерадианға тең денелік бұрыштың ішіндегі жарық күші 1 канделлаға тең жарық ағынын айтады. (изотроп жарық көзінен шыққан)  
Тәжірибеден: толқын ұзындығы  $\lambda = 0,555$  мкм сәулеленуден түзілген 1 лм жарық ағынына 0.0016 Вт энергия ағыны сәйкес келеді.

### 3. Жарықталыну (освещенность) $E$

Жарық ағыны бетке түскен кезде, беттің жарықталынуы  $E$  деп жарық ағынының осы беттің ауданына қатынасын айтады:

$$E = \frac{d\Phi}{dS} \quad (9)$$

Жарықталынудың өлшем бірлігі:  $[E] = \text{люкс (лк)}$ .

1 лк деп  $1\text{ м}^2$  бетке 1 лм жарық ағыны түсетін беттің жарықталынуын айтады.

$$1 \text{ лк} = \frac{1 \text{ лм}}{\text{м}^2} \quad (10)$$

Нүктелік жарық көзі түзейтін  $E$  жарықталынуды

- жарық күші  $J$ ,
- беттен жарық көзіне дейінгі аралық  $r$
- және бетке жүргізілген  $\vec{n}$  нормаль мен жарық ағыны бағытының арасындағы  $\alpha$  бұрыш арқылы өрнектеуге болады.

Жарықталынуды жарықтылықпен (яркость) шатастыруға б-майды!

Жарықтылық - беттен шағылған жарық мөлшері. Ал  $E$  - беттің қаншалықты жарық болуын сипаттайтын шама



## 4. Жарықтылық (яркость)

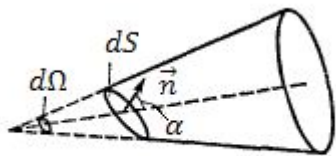
Егер жарқырау - беттің берілген жерінің жан-жаққа жарық шығаруын (сәулеленуін) сипаттаса, жарықтың берілген бағыт бойынша шығарылуын **жарықтылық** деген шама сипаттайды.

Көптеген созыңқы, алып жарық көздерінің өлшемдерін ескермеуге болмайды, яғни олардың пішіндерін көзбен айыруға болады.

Сондықтан оларды нүктелік жарық көзі деп санай алмаймыз.

Нүктелік жарық көзінің сәулеленуі жарық күшімен сипатталатынын жоғарыда айттық.

Созыңқы жарық көзін осыған ұқсас сипаттау үшін жарықтылық түсінігі енгізілген.



4-сурет. Жарықтылық түсінігі

Қайсыбір  $dS$  беттен шығатын сәулеленуді қарастырайық. Осы беттің сәулеленуін  $d\Omega$  денелік бұрыштың ішінде алайық.

Берілген жарық шоғының өсі мен  $dS$  бетке жүргізілген  $\vec{n}$  нормаль арасындағы бұрышты  $\alpha$  деп белгілейік.

Берілген  $dS$  беттен  $d\Omega$  денелік бұрыштың ішінде шығатын жарық ағынын анықтайық.

Бұл жарық ағыны  $d\Omega$  денелік бұрыш шамасына, жарқырайтын беттің  $dS$  ауданына пропорционал болады:

$$d\Phi_{\text{шығ}} = B_{\alpha} d\Omega dS \cos\alpha, \quad (15)$$

мұндағы  $B_{\alpha}$  – пропорционалдық коэффициент, ол жарқырайтын бетті сипаттайды және  $\alpha$  бұрышқа тәуелді.

Бұл коэффициент  $\alpha$  бағыты бойынша беттің жарықтылығы деп аталады және (15) формуладан анықталады:

$$B_{\alpha} = \frac{d\Phi_{\text{шығ}}}{d\Omega dS \cos\alpha} \quad (16)$$

(8) ( $\mathcal{J} = \frac{d\Phi}{d\Omega}$ ) өрнекті ескерсек,

$$B_{\alpha} = \frac{\mathcal{J}}{dS \cos\alpha} = \frac{\mathcal{J}}{dS_n} \quad (17)$$

Жарық көзінің жарықтылығы әр түрлі бағыт үшін әр түрлі болуы мүмкін.

Алайда Күн, абсолют қара денелер, бөгде жарық көзімен жарықталынатын күңгірт денелер тәрізді жарық көздері үшін  $B_{\alpha} = B = \text{const}$  болады.

Жарықтылықтың өлшем бірлігі ретінде  $1 \text{ м}^2$  аудан тік бағытта күші  $1 \text{ кд}$ -ға тең жарық беретін жарықтылық алынды.

Ол (16) формула бойынша:  $\frac{\text{кд}}{\text{м}^2}$ . Оны стильб (сб) деп атайды.

**Жарықтылықтың өлшем бірлігі:  $[B] = \text{кд}/\text{м}^2$**

№	Жарық көздері	Жарықтылығы Кд/м <sup>2</sup>
1	Күннің беті	
2	Май шам (свеча)	$10^4$
3	Шамның вольфрам сымы	
4	Жарықталынуы 30 лк ақ бет	0,1

Бұл тығырықтың шешімі мынада: кестеде

- $\varepsilon$  мәндері тұрақты эл. ст-лық өріске қатысты өлшенген, ал
- $n$  мәндері  $\nu = 5 \cdot 10^{14}$  Гц жарық толқ-рының  $\sim$  ЭМ өрісіне қатысты өлшенген.

Тез өзгертін  $\sim$  ЭМ өрісте  $\varepsilon$  мәні басқаша б-ды және ол өрістің  $\nu$  тәуелді б-ды.

Осы арқылы жарықтың *дисперсиясы*, яғни сыну көрсеткішінің (не  $c$ )

толқынның жиілігіне ( $\lambda$ ) байланыстылығы  $n = f(\nu)$  түсіндіріледі.

(13)-ке берілген  $\nu$  үшін алынған  $\varepsilon$  мәнін қойғанда,  $n$ -нің дұрыс мәні алынады.

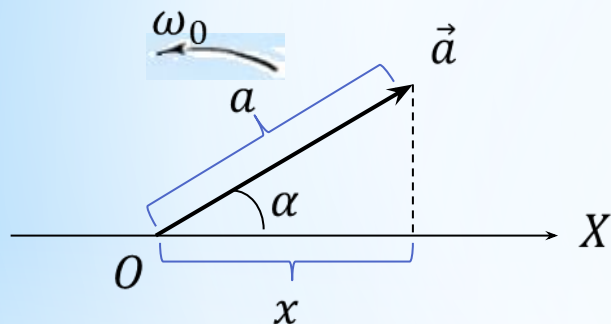
## \* Гармониялық тербелістерді графиктік жолмен кескіндеу. Векторлық диаграмма.

(Тербелістің ортада таралу процесін толқын д/а:  $\xi = a \cos \omega(t - \frac{x}{v})$ )

Бір бағыттағы бірнеше гарм. терб-терді қосуды жеңілдету және көрнекті болу үшін терб-терді жазықтықтағы векторлар түрінде кескіндейді.

Осы тәсілмен алынған сызба **векторлық диаграмма** д/а.

$x$  өсімен  $\alpha$   $\angle$  жасайтын, ұзындығы  $a$  векторды  $O$  нүктесінен бастап салайық.



Егер бұл векторды  $\omega_0$   $\angle$  -тық жылд-пен айналдырсақ, онда вектор ұшының проекциясы  $x$  өсі бойымен  $-a$  дан  $+a$ -ға дейінгі аралықта орын ауыстырады.

Және де бұл проекцияның коорд-сы уақытқа тәуелді мына заң бойынша өзгереді:  $x = a \cos(\omega_0 t + \alpha)$

Демек, вектор ұшының өске жүргізілген **проекциясы**

- 1) амплитудасы - вектордың ұзындығына тең,
- 2) бұрыштық жиілігі - вектордың бұрыштық жылдамдығына тең және
- 3) бастапқы фазасы - вектордың өспен уақыттың бастапқы мезетінде жасайтын бұрышына тең **гармониялық тербеліс жасайды.**

Осы айтылғандардан шығатыны, **гармониялық тербелісті ұзындығы тербеліс амплитудасына тең, ал бағыты  $x$  өсімен тербелістің бастапқы фазасына тең бұрыш жасайтын вектор арқылы беруге болады.**

## \* Жиіліктері бірдей және бір бағыттағы тербелістерді қосу.

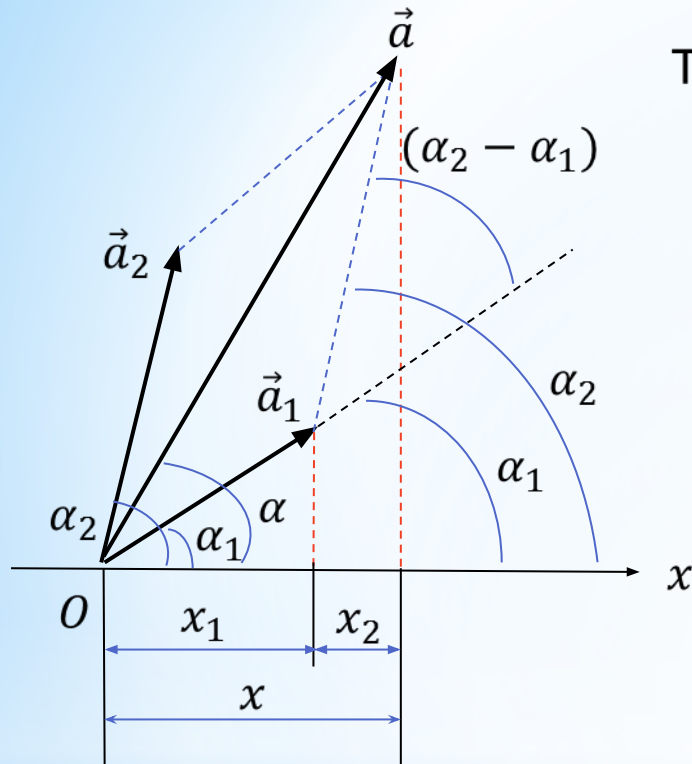
Тербелісті екі  $\vec{a}_1$  және  $\vec{a}_2$  век-лармен өрнектейік.

Векторларды қосу ережесі бойынша  $\vec{a}$  қорытқы векторды салайық.

Бұрыштарды белгілейік

$\vec{a}_1$ ,  $\vec{a}_2$  және  $\vec{a}$  век-дың  $x$  өсіне проек-рын жүргізейік

Қорытқы  $\vec{a}$  век-ның  $x$  өсіне проекциясы құраушы век-лардың проек-ларының қосын-на тең екенін суреттен көреміз:



6-сурет

$$x = x_1 + x_2 \quad (18)$$

Демек,  $\vec{a}$  векторы қорытынды тербелісті береді. Тербелістегі денелердің ығысуларын жазып, қосайық:

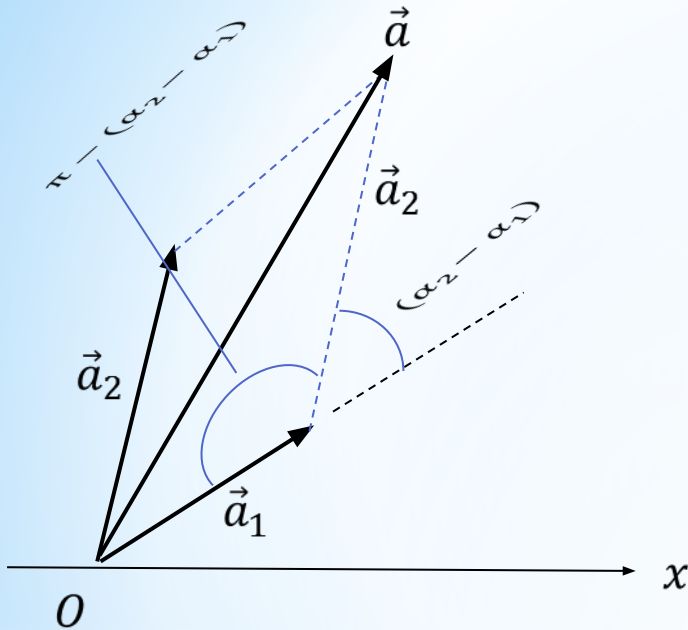
$$\left. \begin{aligned} x_1 &= a_1 \cos(\omega_0 t + \alpha_1) \\ x_2 &= a_2 \cos(\omega_0 t + \alpha_2) \end{aligned} \right\} \quad (19)$$



**\* Жиіліктері бірдей және бір бағыттағы тербелістерді қосу.**

Сурет бойынша (cos-тар теор):

$$a^2 = a_1^2 + a_2^2 - 2a_1a_2 \cos[\pi - (\alpha_2 - \alpha_1)] = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (20)$$



7-сурет

Сонымен, гарм. тербелістерді векторлар арқылы беру - бірнеше тербелістерді қосқанда векторларды қосу амалына әкеледі.

Бұл әдіс әсіресе оптикада пайдалы: қайсыбір нүктедегі жарықтың тербелісі - осы нүктеге толқын фронтының (орнының) әртүрлі бөлігінен келетін көптеген тербелістердің қабаттасуының нәтижесі болып анықталады.

\* **Жарық толқындарының интерференциясы.**  
**«Когерент» сөзінің түсінігі.**

Жиіліктері бірдей 2 толқын бір-бірімен қабаттасып, кеңістіктің қайсібір нүктесінде бір жаққа бағытталған тербелістер түзесін:

$$A_1 \cos(\omega t + \alpha_1)$$
$$A_2 \cos(\omega t + \alpha_2)$$

Қорытқы тербелістің бер. нүк-гі амплитудасы жоғарыдағы (20) ф-лаға сәйкес:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (21)$$

Егер толқындарды қоздыратын тербелістің  $(\alpha_2 - \alpha_1)$  фазалар айырмасы тұрақты болса, онда толқындар **когерентті толқындар** д/а.

Ал, мұндай толқындардың көзі - **когерентті толқындардың көзі** д/а.

Когерентті емес толқындарда  $(\alpha_2 - \alpha_1)$  шамасы әртүрлі шаманы қабылдап, үздіксіз өзгереді. Нәтижесінде  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1)$  өрнегінің уақыт бойынша **орташа** мәні 0-ге тең б-ды. Бұл кезде (21) өрнегі мынадай:

$$\overline{A^2} = \overline{A_1^2} + \overline{A_2^2} \quad (22)$$

Ал, жарықтың  $\mathcal{I}$  қарқындылығы (интенсивтілігі -  $t$  б-ша орташаланған жарық ағыны) ортаның сыну көрсеткішіне және жарық толқынының амплитудасының квадратына пропорционал:

$$\mathcal{I} \sim nA^2 \quad (23)$$

Олай болса, ког. емес толқындардың қабаттасуы кезінде байқалатын қарқындылық әрбір толқынның жеке қарқ-тарының қосындысына тең болады:

$$I = I_1 + I_2 \quad (24)$$

Когерентті толқындар үшін (21) ф-ға сәйкес:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \quad (25) \quad (\text{себебі } I \sim A^2 \Rightarrow \sqrt{I} \sim A)$$

$\cos(\alpha_2 - \alpha_1) > 0$  болатын кеңістіктің нүктелерінде  $I > I_1 + I_2$ ;  
ал  $\cos(\alpha_2 - \alpha_1) < 0$  нүктелерде -  $I < I_1 + I_2$  болады. (неге?)

Сонымен, ког. ж. толқ-ры қабаттасқан кезде, нәтижесінде кеңістіктің бір жерінде қарқ-тың макс-ры байқалса, ал басқа жерлерінде мин-мы байқалады.

Бұл құбылысты толқындардың **интерференциясы** деп атайды.

Әсіресе, қаб-сатын толқындар үшін  $I_1 = I_2$  кезде ин-ция анық білінеді.

Сонда (25) б-ша мин-дарда  $I = 0$ , ал макс-дарда  $I = 4I_1$  болады.

Ал ког. емес толқ. үшін, сол  $I_1 = I_2$  шартында, барлық жерлердің жарықтылығы бірдей болады:  $I = 2I_1$

Осылардан шығатыны: қайсыбір бетті бірнеше ж.көздерімен, мысалы, 2 шаммен жарықтандырсақ, макс.ж/е мин.-дары кезектесетін ин-ялық сур. байқалушы еді. Бірақ күнделікті өмірден байқайтынымыз - беттің берілген жердегі жарықтылығы ж. көзінен алшақтаған сайын бірсарынды (монотонды) кемиді де ешбір ин-циялық сурет байқалмайды.

Бұл **жасанды жарық көзінің когерентті еместігімен** түсіндіріледі.

## Жарық көздері

**Жарық көздерінде** әр түрлі энергия оптикалық диапазондағы ЭМ жарық толқынының энергиясына түрленеді.

**Жарық көздері былай бөлінеді:**

-табиғи (мысалы, күн, атм-дағы ұшқын разряд, люминесценцияланатын (жарқырайтын) өсімдіктер мен жан-жануарлар ;

-жасанды.

жасанды ж. көздері когерент (лазер) және ког. емес болады (басқа жасанды ж. көздері).

Жасанды ж. көздері сәулелену түріне байланысты жіктеледі: жылулық және люминесцентті.

Жылулық ж. көзі - қыздырылған дене; ол ЭМ толқынды жиіліктің  $\approx$  барлық диапазонында шығарады. Сәулелену энергиясының жиілігі дене температурасына тәуелді  $\uparrow$ .

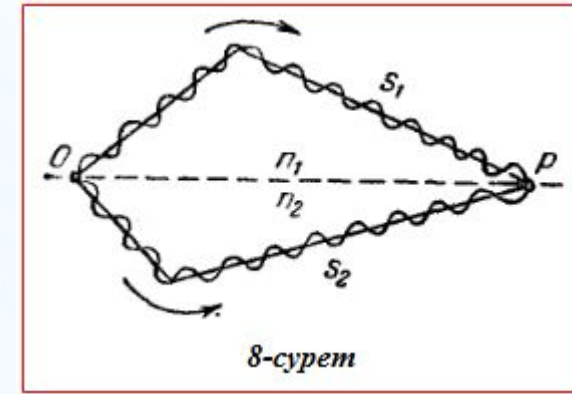
Температураның белгілі бір мәндерінде дененің сәулеленуінің максимумы көрінетін ж. аралығында жатады. Жылулық жарық көздері: қыздыру шамы, күн, от.

Люминесцентті ж. көздерінде газ және қатты денелердегі люм-ция қолданылады. Люм. ж. көздері: люм. шам, люм. түтікше (жарық көзі- қозған атомдар мен мол-лар).

## Когерент толқындарды алу

1 ж. көзі шығаратын толқынды 2 бөлікке бөліп ког. т-дарды алуға б-ды (шағылу не сыну арқылы). Егер бұл толқындарды әртүрлі оптикалық жол жүргізіп, сонан кейін бір-біріне қабаттастырсақ, ин-ция байқалады.

О нүкт-де жарық 2 ког. ж. толқынына бөлінсін (8-сур.). P нүктесіне дейін 1-толқын сыну көрсеткіші  $n_1$  ортада  $S_1$  жол, ал 2-сі -сыну к.  $n_2$  ортада  $S_2$  жол жүрсін. Егер O нүкт-де терб. фазасы  $\omega t$  болса, онда 1-толқын P нүкт-де  $A_1 \cos \omega(t - \frac{S_1}{v_1})$ , ал 2-сі  $A_2 \cos \omega(t - \frac{S_2}{v_2})$  терб-с туғыз.



Мұндағы  $v_1 = \frac{c}{n_1}$ ,  $v_2 = \frac{c}{n_2}$  — 1-және 2-толқындардың фазалық жылдамдығы.

Демек т-дардың P нүктесінде қоздырған терб-тердің фазаларының айырмасы:

$$\delta = \omega \left( t - \frac{S_1}{v_1} \right) - \omega \left( t - \frac{S_2}{v_2} \right) = \omega \left( \frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{\omega}{c} (n_2 S_2 - n_1 S_1)$$

$\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$  екенін ескерсек ( $\lambda_0$  — вакуумдағы толқын ұзындығы),

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \tag{26}$$

мұнда  $\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1 = L_2 - L_1, \tag{27}$

**жолдың оп-лық ұзын-тарының айырмасы** (қысқаша: **оп-лық жол айырмасы**)  $d/a$ , ол толқындардың жүрген оптикалық жолдарының айырм-на тең.

## Интерференцияның максимум және минимум шарттары

(26) өрнектен ( $\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$ ):

- егер жарық сәулелерінің жүрген жолдарының  $\Delta$  оп-лық жол айырмасы вакуумдағы жарты толқын ұз-ның  $\frac{\lambda}{2}$  жұп санына  $2k$  тең болса ( $\lambda$ -ның бүтін санына тең болса):

$$\Delta = \pm 2k \frac{\lambda}{2} \quad (\text{не } \Delta = \pm k\lambda) \quad (k = 0, 1, 2, \dots), \quad (28)$$

онда кеңістіктің бұл нүктесінде жарық тербелістері бірін-бірі күшейтеді (максимум шарты). Демек, (28) шарты - интерференциялық **максимум шарты** деп аталады.

- егер  $\Delta$  вакуумдағы жарты толқын ұз-ның тақ санына тең болса:

$$\Delta = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (\text{не } \Delta = \pm (k + \frac{1}{2})\lambda) \quad (k = 0, 1, 2, \dots), \quad (29)$$

онда кеңістіктің бұл нүктесінде жарық тербелістері бірін-бірі әлсіретеді (бірін-бірі жойып жібереді - жарық жарықты сөндіреді). (минимум шарты) Сонымен (29) - интерференциялық **минимум шарты** деп аталады.

## \* Юнг тәжірибесі.

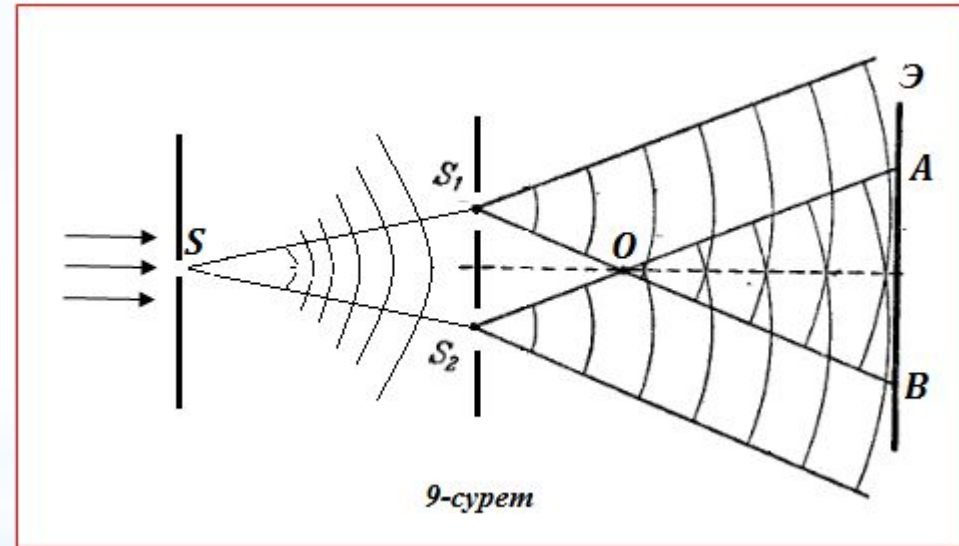
Ағылшын физ. Г. Юнг 1802 ж. тәж. ар-лы ког. ж. т-дарының ин-циясын бақылаған. Ж-тың  $\parallel$  шоғы  $S$  саңылауға түскен. Одан өткен бытыраңқы жарық шоғы  $S_1$  және  $S_2$  саңылауларға түскен.

Гюйг.пр. б-ша ж.т-дары түскен әрбір саңылау жаңа дербес ж. көздері б/табылады. Өзара  $\parallel$  орналасқан 2 жіңішке саңылау түріндегі  $S_1$  ж/е  $S_2$  ж. көздерінен ког. т-дар шығады, себебі оларды 1 ғана толқын қоздырған, сол себепті олардың фазалары бірдей, амплитудалары тең болады.

Осы толқындар қабаттасатын  $AOB$  аймағын **интерференция өрісі** д/а.

Аймақтың барлық жерінде макс. және мин.  $I$  бар жерлер байқалады.

Егер ин-ция өрісіне  $\mathcal{E}$  экран орнатсақ, кезектескен жарық және қараңғы жолақтар түріндегі ин-циялық сурет байқаймыз.



Осы жолақтардың енін есептейік.

## \* Ин-циялық жолақтардың енін есептеу

Интерференция құбылысы экрандағы  $P$  нүктесінде бақылансын.

Оның орнын санақ жүйесінің  $O$  нүктесінен есептелетін  $x$  координатамен сипаттайық. (интерф-лық жолақтар байқалатын аралық )

Суреттен:

$$S_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2,$$

$$S_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2, \text{ бұдан}$$

$$S_2^2 - S_1^2 = (S_2 + S_1)(S_2 - S_1) = 2xd \quad (30)$$

Анық интерференциялық сурет алу үшін жарық көздерінің  $d$  аралығы (сондай-ақ, интерференциялық жолақтар бақыланатын  $x$  аралығы ) экранға дейінгі  $l$  аралықтан әлдеқайда кіші болу керек:  $d \ll l, x \ll l$ .

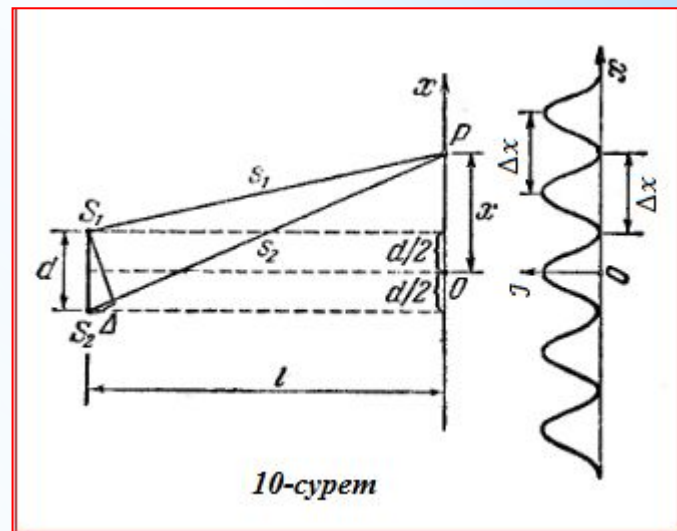
Бұл шарттар орындалғанда былай жазуға болады:

$$S_2 + S_1 \approx 2l$$

Сыну көрсеткіші  $n = 1$  ортада (27) ( $\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1$ ) формула бойынша  $S_2 - S_1$  айырмасы **жолдың оптикалық айырмасын  $\Delta$**  береді.

Осыларды ескеріп, (30) өрнекті жазайық:

$$\Delta = \frac{xd}{l} \quad (31)$$





(31)-ді ( $\Delta = \frac{x d}{l}$ ) (28), (29) ( $\Delta = \pm k \lambda$ ,  $\Delta = \pm (k + \frac{1}{2}) \lambda$ ) шарттарына қойсақ,  $J$ -дің макс. мен мин-мы  $x$  –тің мына мәндерінде орындалатынын білеміз:

$$x_{max} = \pm k \frac{l}{d} \lambda \quad (k = 0, 1, 2, \dots), \quad (32)$$

$$x_{min} = \pm (k + 1/2) \frac{l}{d} \lambda \quad (k = 0, 1, 2, \dots), \quad (33)$$

Көршілес  $J$  максимумдарының  $\Delta x$  аралығын **интерференциялық жолақтың ені** деп атайды. Сонда (33)-тен жолақтың ені былай өрнектеледі: ( $x_{max2} - x_{max1} = \Delta x$ )

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda \quad (34)$$

Көршілес макс-дардың аралығын **ин-циялық жолақтардың аралығы**  $d/a$ .

Бұл аралық та (34) ф-мен анықталады.

(34)  $\Rightarrow$  ж. көздерінің бір-бірінен аралығы  $d \downarrow$  сайын, жолақтардың аралығы  $\Delta x \uparrow$  түседі (айқын көрінеді).

Егер  $d \approx l$  болса, онда  $\Delta x$  жолақ аралығы  $\lambda$ -мен шамалас, яғни небәрі микронның ондық бөліктеріне тең ( $1 \text{ мк} = 10^{-6} \text{ м}$ ) болушы еді.

Бұл жағдайда жеке жолақтар мүлдем көрінбеуші еді. Сондықтан, жоғарыда айтылғандай, ин-циялық сурет айқын көріну үшін  **$d \ll l$**  шарты орындалуы тиіс.  $\Delta x$  шамасы  $\lambda$  толқын ұзындығына тәуелді.

Тек суреттің центрінде ғана ( $x = 0$  болғанда) барлық  $\lambda$ -лардың макс-дары сәйкес келеді.

Центрден алшақтаған сайын түрлі түстердің макс-дары бір-біріне қатысты ығысып, алшақтай береді.  $\Rightarrow$  ақ жарықты бақылағанда, ин-циялық сурет бұлыңғыр б-ды.

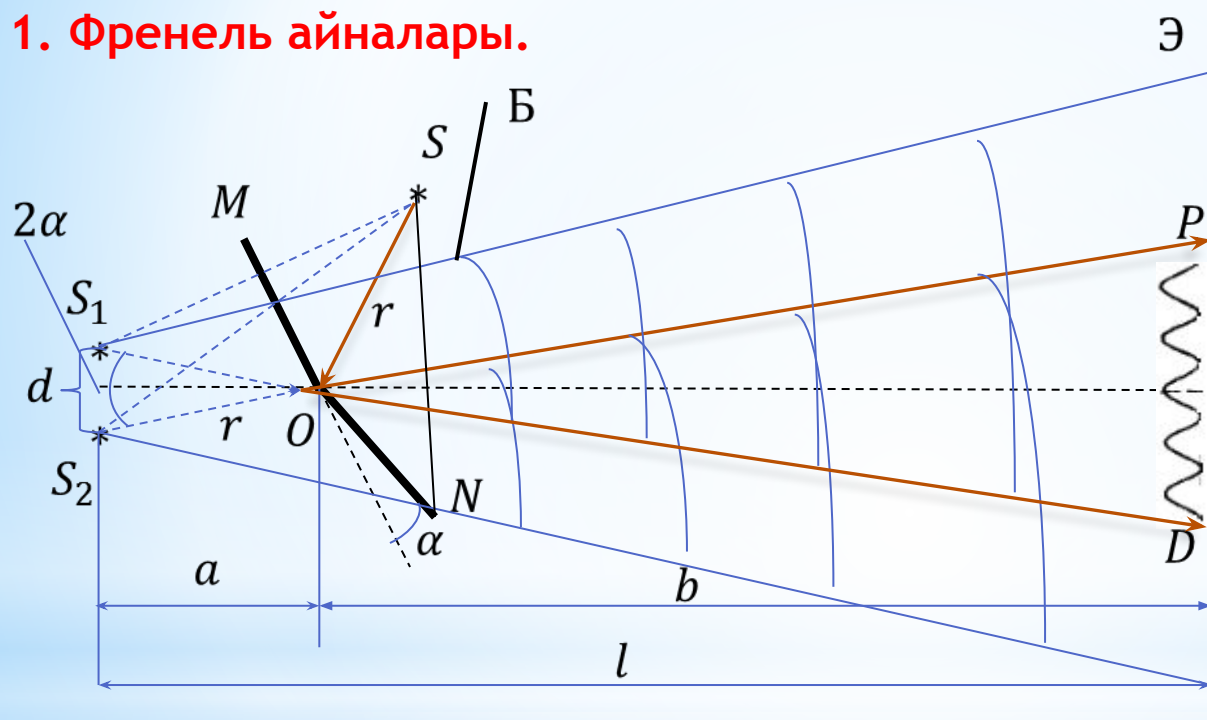
## \* Жарықтың интерференциясын бақылау тәсілдері

2 ин-лық сызба қарас-йық:

1-сі ж. т-нын **шағылған** 2 толқынға бөлу үшін;

2-сі - **сынған** 2 толқынға бөлу үшін қарас-ды.

### 1. Френель айналары.



11 – сурет

Екі түйіскен жазық  $OM$  және  $ON$  айналар ж. шағылытын беттері  $180^0$ -қа жуық болатындай орналасқан (-сурет), сол себепті  $\angle \alpha \ll$ .

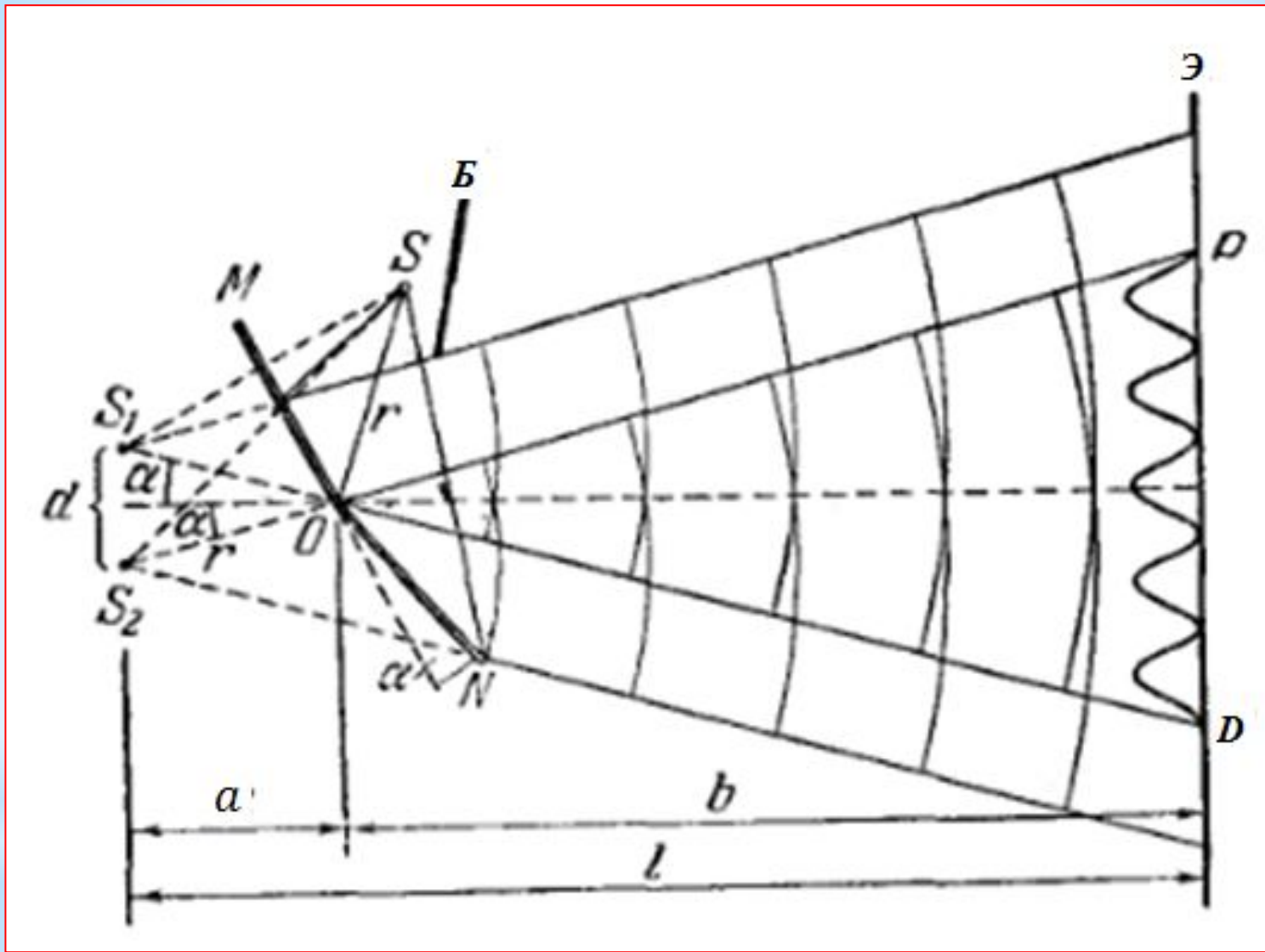
Айналардың  $O$  қиылысу нүк-нен  $r$  аралықта  $S$  ж. көзі орн-ған.

$O$  нүк-нен  $b$  аралықта  $\mathcal{E}$  экран орнатайық

Айналар  $\mathcal{E}$  -ға 2 ког. т-ды шағылыстырады ж/е олар жалған  $S_1$  және  $S_2$  ж.к-нен шыққандай болып түседі.

$OD$  сәулесі  $SO$  с-нің  $OM$  айнадан, ал  $OP$  –  $SO$  с-нің  $ON$  а-дан шағылған с. білдіреді.

$OP$  ж/е  $OD$  с-нің арасындағы  $\angle = 2\alpha$ .  $S$  ж/е  $S_1$   $OM$ -ге қатысты симметр. орн-қан  $\Rightarrow OS_1 = OS = r$ . Бұл  $OS_2$  –ге де қатысты осындай б-ды.  $B$  бөгеті  $S$ - тен келген ж-ты  $\mathcal{E}$ -ға өткізбейді.



11 – сурет

## 1. Френель айналары.



11 – сурет

$S_1$  және  $S_2$  ж. көздерінің аралығы:  $d = 2rsin\alpha \approx 2r\alpha$ . Суреттен:

$$a = r\cos\alpha \approx r \Rightarrow l = r + b$$

$d$  және  $l$  -дерді (34)-ф-лаға ( $\Delta x = \frac{l}{d}\lambda_0$ ) қойып, ин-лық жолақтың енін анықтаймыз:

$$\Delta x = \frac{r+b}{2r\alpha}\lambda_0 \quad (35)$$

Толқындарды жабатын  $PD$  аймағының ұзындығы  $PD = 2btg\alpha$ , себебі ( $tg\alpha = \frac{PD/2}{b}$ )

Бақыланатын (көрінетін) ин-лық жолақтардың  $N$  санын табу үшін, осы ұзындықты  $\Delta x$ -ке бөлеміз:

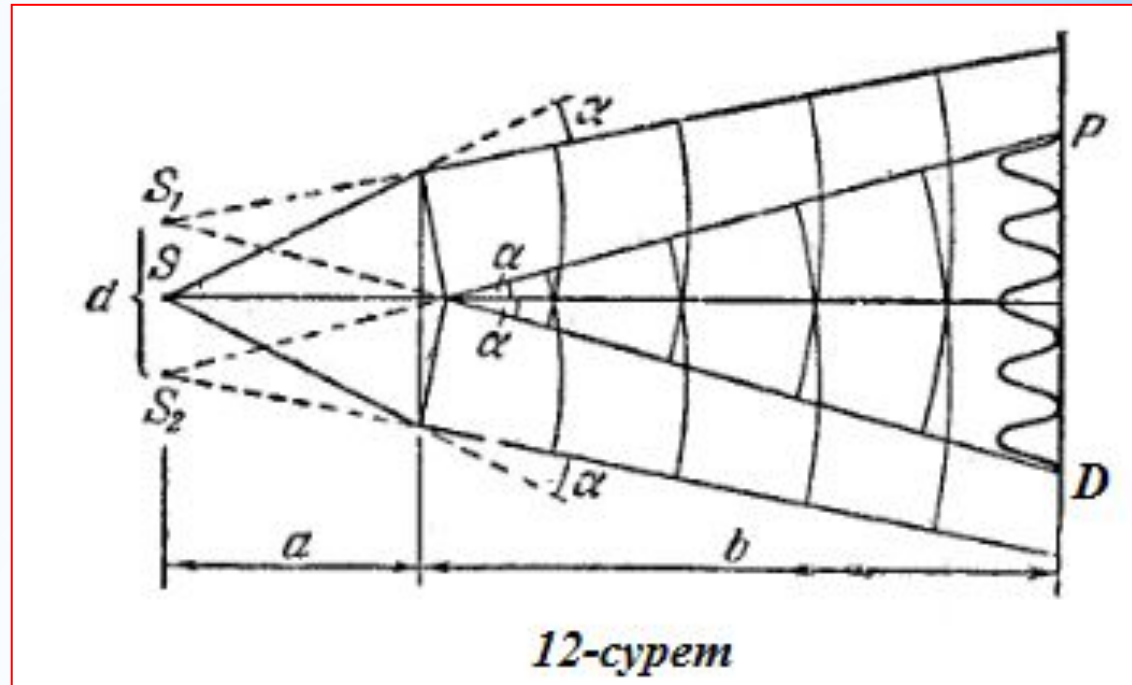
$$N = \frac{2btg\alpha}{\frac{r+b}{2r\alpha}\lambda_0} = \frac{4\alpha^2 br}{\lambda_0(r+b)} \quad (36)$$

## \* 2. Френель бипризмасы

Сындырушы  $\angle$ -ы  $\theta \ll$  болатын, 2 призманың ортақ табаны бар. Табанына  $\parallel a$  аралықта  $S$  ж. көзі орн-ған.

Бипризмаға түскен сәу-лердің түсу  $\angle \ll \Rightarrow$  бипризма барлық сәу-лерді бірдей  $\alpha = (n - 1)\theta$   $\angle$ -қа ауытқытыды.

Ин-лық жолақтың ұзындығы:



$$\Delta x = \frac{a+b}{2a(n-1)\theta} \lambda_0 \quad (37)$$

Бақыланатын (көрінетін) ин-лық жолақтардың  $N$  саны:

$$N = \frac{4ab(n-1)^2 \theta^2}{\lambda_0(a+b)} \quad (38)$$

## Жарықтың жұқа пластинадан (табақшадан) шағылуы кезіндегі инт-ренциясы

Ж. толқыны жұқа мөлдір пластинаға не қабықшаға (пленка) түскенде ол пл-наның екі бетінен де шағылады  $\Rightarrow$  ког. т-дар түзіліп, олар ин-яланады.

Ж. сәулесі жазық  $\parallel$  пл-ға түсін.

Пл-ның жоғ. ж/е төм. бетінен 2 ког.  $\parallel$  сәуле шағылып шығады. 2-сәуле пл-ға кіргенде және шыққанда сынады.

1,2-с-лерге  $\perp$  АВ жаз-ғын жүрг-к

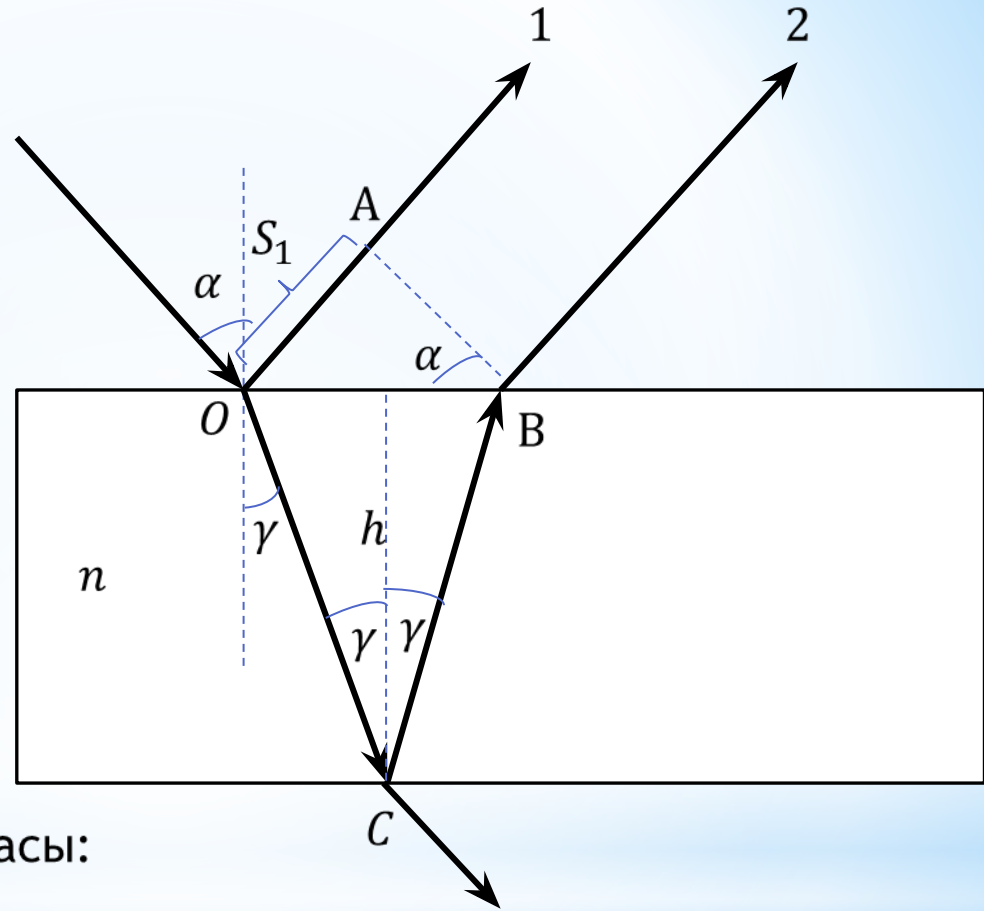
Осы жаз-тан ары қарай 1-,2-с-лер толқ-дарының фазалар айыр-сы өзгермейді-лердің оп. жол айырмасы:

$$\Delta = nS_2 - S_1 \quad (38)$$

мұнда  $S_1 = OA$ ,  $S_2 = OC + CB$ . Суреттен:

$$\cos \gamma = \frac{h}{OC} \Rightarrow S_2 = 2OC = 2 \frac{h}{\cos \gamma}$$

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{OB/2}{h} = \frac{OB}{2h} \Rightarrow OB = 2h \operatorname{tg} \gamma$$



$$\sin \alpha = \frac{S_1}{OB} \Rightarrow S_1 = OB \cdot \sin \alpha$$

$$S_1 = 2h \cdot \operatorname{tg} \gamma \sin \alpha \rightarrow (38)\text{-ге}$$

$$\Delta = nS_2 - S_1 = n2 \frac{h}{\cos \gamma} - 2h \cdot \operatorname{tg} \gamma \sin \alpha \quad (39)$$

$\sin \alpha = n \sin \gamma$ ,  $\sin^2 \gamma = 1 - \cos^2 \gamma$  осыларды (39)-ға қояйық:

$$\Delta = 2n \frac{h}{\cos \gamma} - 2h \frac{\sin \gamma}{\cos \gamma} n \sin \gamma = 2n \frac{h}{\cos \gamma} - 2hn \frac{1 - \cos^2 \gamma}{\cos \gamma} = 2hn \left( \frac{1}{\cos \gamma} - \frac{1 - \cos^2 \gamma}{\cos \gamma} \right) = 2nh \cos \gamma$$

⇒

$$\Delta = 2nh \cos \gamma \quad (40)$$

Мына алмастыруды ескерсек:

$$n \cos \gamma = n \left( \sqrt{1 - \sin^2 \gamma} \right) = \sqrt{n^2 - n^2 \sin^2 \gamma} = \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \Rightarrow \cos \gamma = \frac{\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{n}$$

Сонда,  $\Delta$  шамасын түсу  $\angle$  ар-лы өрнектеуге б-ды:

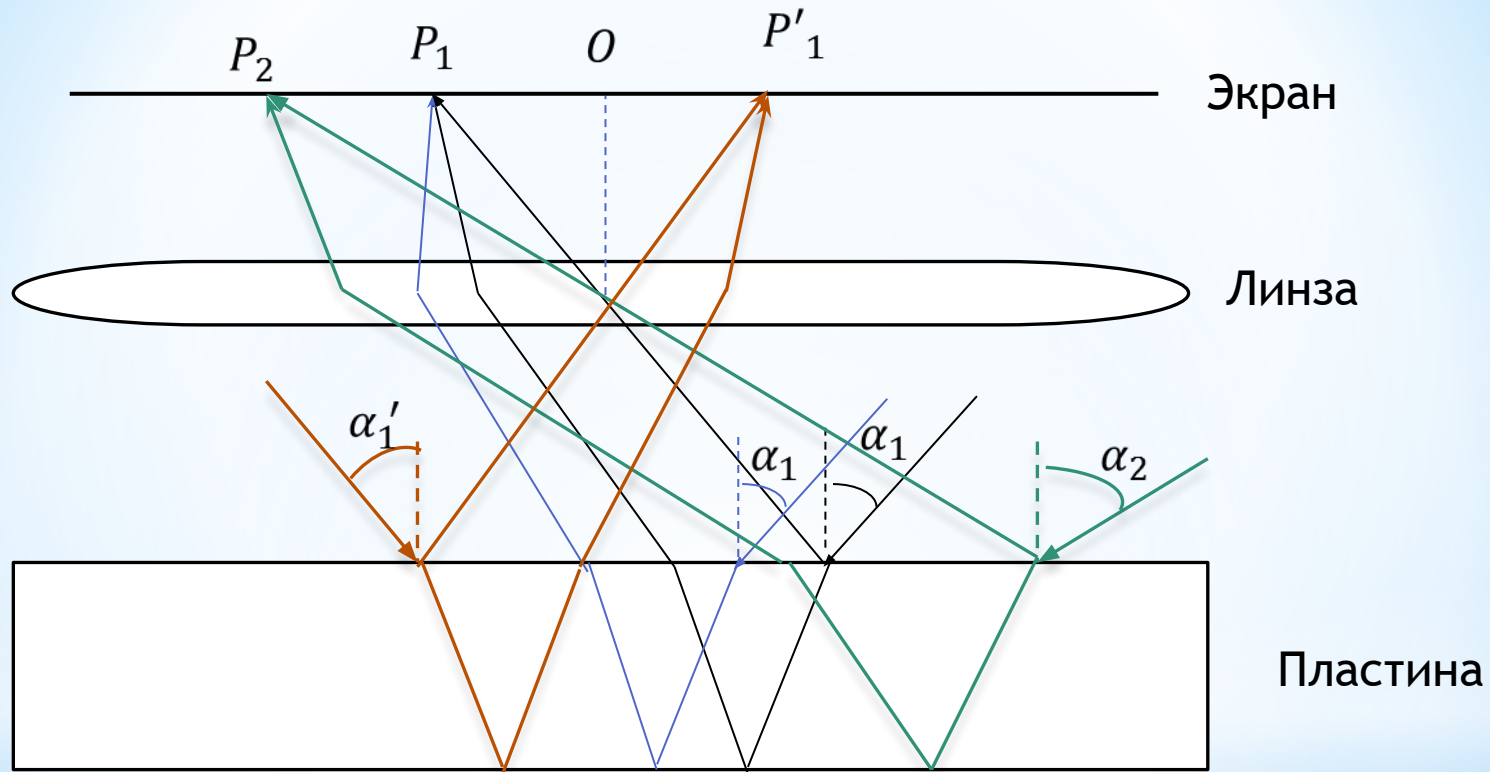
$$\Delta = 2nh \cos \gamma = 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \quad (41)$$

**Ескерту:** 1-ж/е 2-сәулелердің терб-тері арасындағы  $\delta$ -ны есептегенде  $\Delta$ -дан басқа мынаны ескеру керек: оп. тығыздығы аз ортадан көп ортаға түсу нүктесінде (О нүк-сі) шағылғанда терб. фазасы  $\pi$  –ге өзгереді, ал оп. тығыз-ғы көп ортадан аз ортаға шағылу шекарасында (С нүк-гі шағылу) фазаның мұндай өзгерісі байқалмайды. ⇒ 1-ж/е 2-с-лердің арасында  $\pi$ -ге тең қосымша фаза айырмасы пайда б-ды. Оны ескеру үшін  $\Delta$ -ға жарты  $\lambda$ -ны қосу (не алу) к/к:

$$\Delta = 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda_0}{2} \quad (42)$$

## \* Көлбеулігі (еңкеюі) бірдей жолақтар

Жұқа жазық  $\parallel$  пластина шашыраған монохр. ж-пен жарықталсын. Плас-ға  $\parallel$  + линзаны, ал оның фокальді жаз-на Э орнатайық.



Шашыраған жарық пл-ға әртүрлі бағытпен түседі (суретте  $\alpha_1$  ж/е  $\alpha_2$   $\angle$ -пен түскен екеуі ғана көрс-ген).  $\alpha_1$   $\angle$ -пен түскен сәулелер пл-ның 2 шетінен де шағылып, лин-ның көмегімен  $P_1$  нүк-де жиналып, оны жарықтандырады, ол  $\Delta$ -ға тәуелді.

Басқа жазықтықпен келген, бірақ  $\alpha_1$  ге тең  $\alpha'_1$   $\angle$ -пен түскен с-лерді линза  $OP_1$  аралыққа тең басқа  $P'_1$  нүк-де жинайды. Барлық осы нүк-лердегі ( $P_1, P'_1 \dots$ ) ж-рықтылық бірдей б-ды

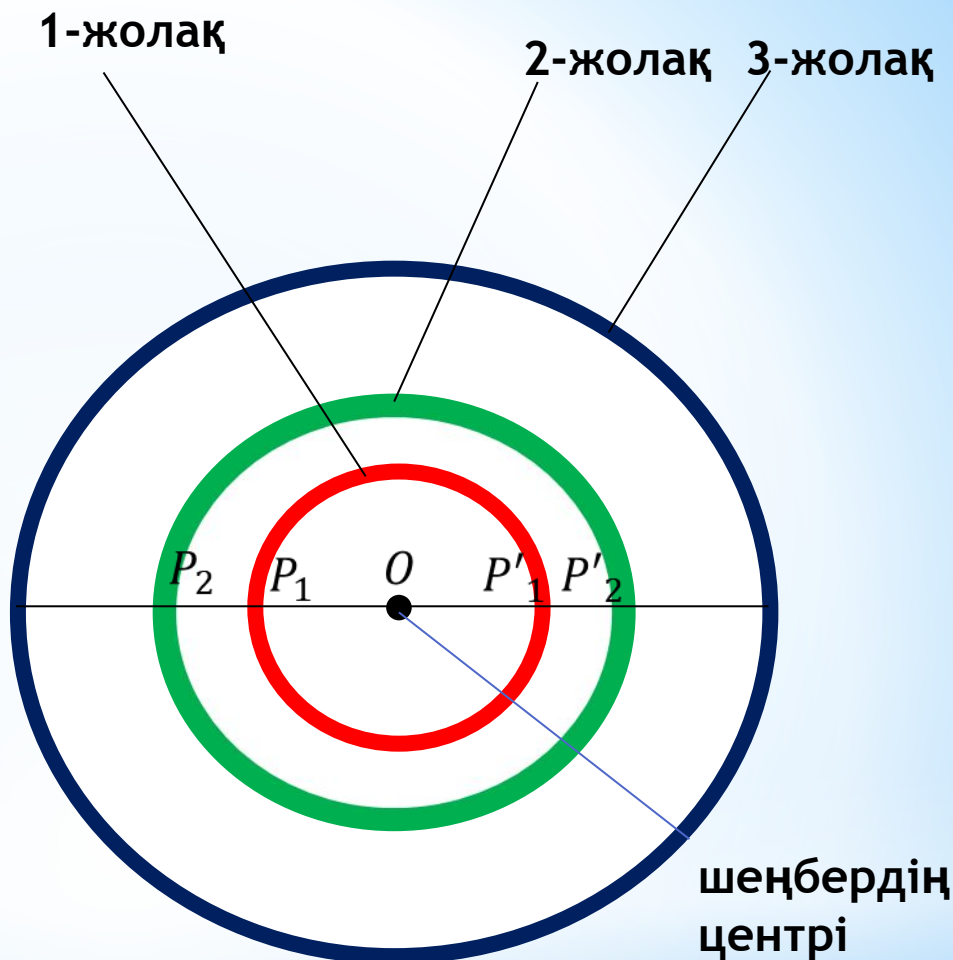


Сонымен, пл-ға бірдей  $\alpha_1$   $\angle$ - пен түскен с-лер Э-да бірдей жарықталған нүк-лер жиынын түзейді.

Бұл нүк-лер центрі  $O$  шеңбер бойымен орналасады  $OP_1, OP'_1, \dots$

Сол сияқты, басқа  $\alpha_2$   $\angle$ - пен түскен сәулелер де Э-да центрі  $O$ , бірақ радиусы басқа ( $OP_2$ ) шеңбер бойымен орналасқан, бірдей жарықталған нүк-лер жиынын түзейді.

Нәтижесінде Э-да центрлері ортақ ( $O$  нүк-сі) кезектескен жарық және қараңғы шеңбер жолақтар пайда б-ды.

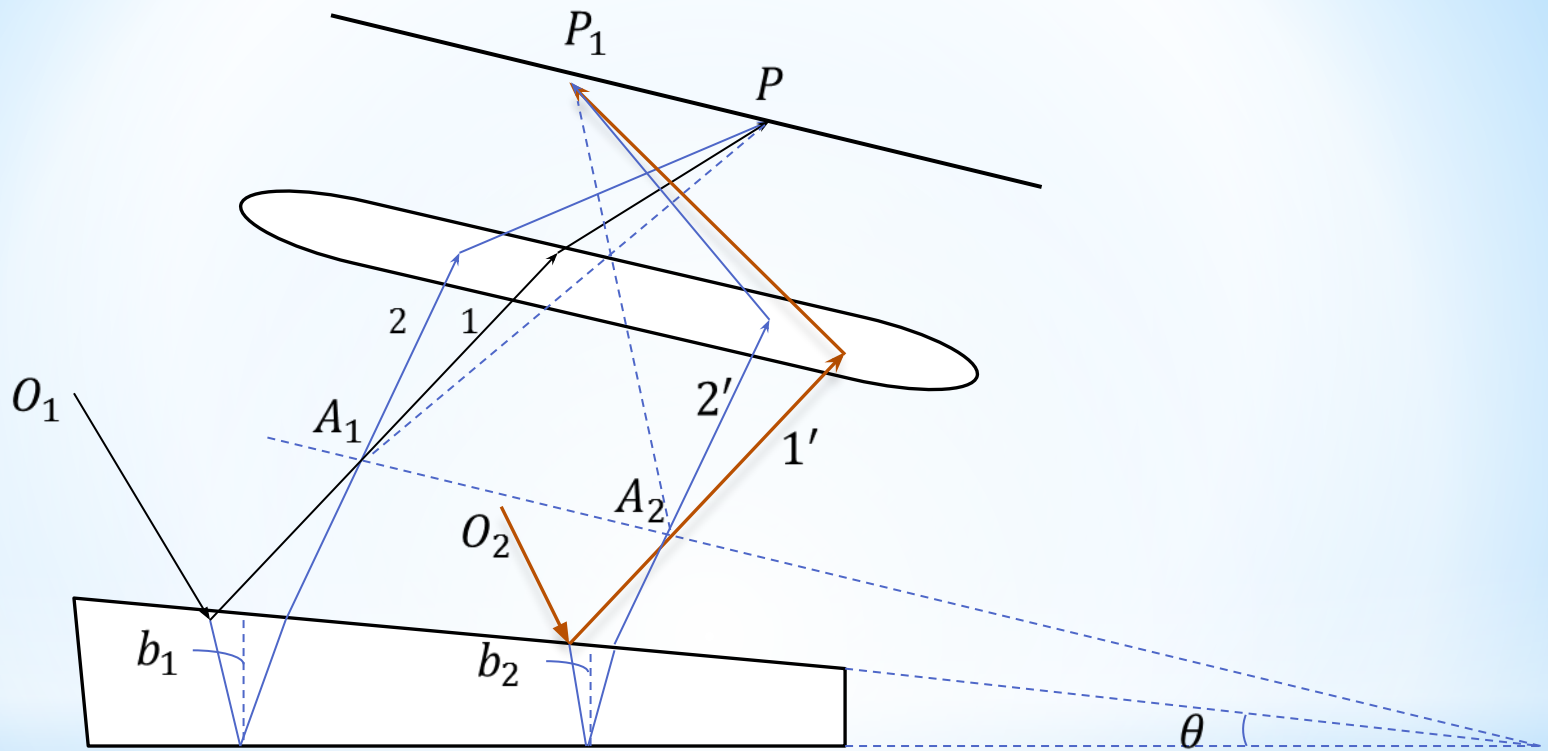


Әрбір жолақ пл-ға **бірдей**  $\alpha_1$  не  $\alpha_2$  т.с.с.  $\angle$ - пен түскен с-лермен түзіледі. Сондықтан, осылайша пайда болған ин-лық жолақтар **көлбеулігі бірдей жолақтар** д/а.

Көлбеулігі бірдей жолақтарды бақылағанда экран, онда шексіз алшақтаған денелердің кескінін алатындай етіп линзаның фок. жаз-да орнатылады. Осыған орай, **көлбеулігі бірдей жолақтар шексіздікте жинақталған** дейді

## \* Қалыңдығы бірдей жолақтар

Төбесіндегі  $\angle$ -ы  $\theta$ -ға тең сына түрдегі пл-ны алайық. Оған  $\parallel$  с-лер шоғы түссін.



Түскен  $O$  сәулесінің бөлініп кеткен барлық сәулелерінің ішінен пл-ның жоғ. ж/е төм. шеттерінен шағылған 1 ж/е 2-сін қарас-қ. Олар линзамен  $P$  нүк-де жиналып, ин-ланады.

$\theta$ -ның аз мәнінде  $\Delta$ -ны (42)-ф-ламен ( $\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha} + \frac{\lambda_0}{2}$ ) есеп-ге б-ды.

$O_2$  сәулесі пл-ның басқа нүк-не түскен, шағылған  $1'$  ж/е  $2'$  с-лер  $P_1$  нүк-де жин. Бұл с-лердің жол айырмасы  $b_2$ -мен анық-ды.

Егер Э-ды  $A_1, A_2, \dots$  нүк-рі ар-лы өтетін бетпен сәйкестендіріп орнатсақ, Э-да жарық ж/е қараңғы жолақтар пайда б-ды. Әрбір жолақ пл-ның **қалыңдығы бірдей** жерден шағылу нәтижесінде пайда б-ды. Сондықтан бұл жағдайдағы инт-лық жолақтар **қалыңдығы бірдей жолақтар** д/а.

Қалыңдығы бірдей жолақтар пл-ның маңайында не үстіңгі жағында (а-сур), не астыңғы жағында (б-сур) жинақталады.

Ақ ж-та бақылағанда жолақтар түрліше боялады. Мысалы, су бетіне жайылған мұнай не майдың жұқа қабаты, не сабын көпіршігі осындай түстерге боялынады.

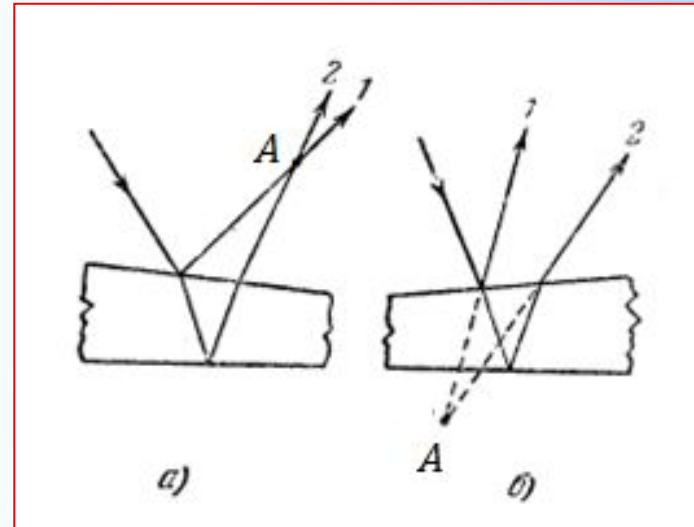
Сөйтіп, жұқа қабықшадан шағылған кездегі инт-ның қарастырған екі жағдайын салыстырайық.

- Көлб. бірдей жолақтар қалыңдығы өзгермейтін ( $b = const$ ) пл-наға түрлі бағыттағы шашыраған жарық ( $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ ) түскенде байқалады.

Мұндай жолақтар  $\infty$ -те жин-ды.

Қалыңдығы бірдей жолақтар қалыңдығы өзгертін ( $b \neq const$ ) пл-наға || жарық шоғы ( $\alpha = const$ ) түскенде байқалады.

Мұндай жолақтар пл-ның маңайында, ал ж.  $\perp$  түскенде-бетінде жин-ды.



## \* Ньютон сақиналары

Қалыңд. бірдей жолақтарға Ньютон сақиналары жатады.

Бұл жолақтар бір-бірімен түйіскен жазық || шыны пл-на мен қис. радиусы үлкен жазық-дөңес ланзадан жарық шағылған кезде байқалады.

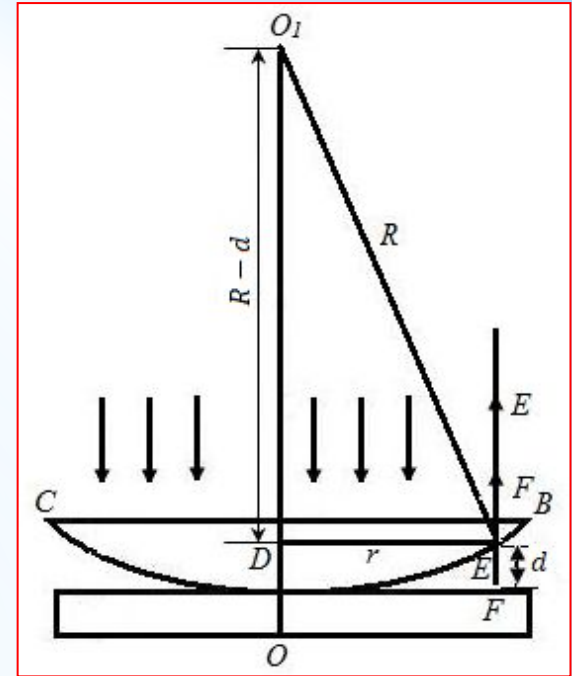
Бетінен ког. т-дар шағылатын жұқа пленканың ролін пл. мен линза арасындағы ( $d \sim$ ) ауа саңылауы атқарады.

-Ж.тік түскенде қбж концен. шеңберлер пішіндес б-ды.

-Көлбей түскенде эллипс піш. б-ды.

Ж. пл-ға тік түскендегі Н. сақ-ның радиустарын таб-қ.

Бұл кезде (40)-ф-дағы ( $\Delta = 2nd \cos \gamma$ )  $\cos \gamma \approx 1$  ( $\gamma \approx 0^0$ ).



Онда  $\Delta$  саңылаудың 2 еселенген қалың-на тең б-ды:  $\Delta = 2d$ , ( $n = 1$ ). Сур. б-ша

$$R^2 = (R - d)^2 + r^2 \approx R^2 - 2Rd + r^2 \quad (43)$$

$R^2$  –лин-ның қис. рад-сы,  $r$  –шеңб-ң рад-сы, оның барлық нүк-леріне бірдей  $d$  саңылау сәйкес келеді.  $d \ll$  болғ-тан,  $2Rd$  шамасына қатысты ескермедік.

(43)  $\Rightarrow d = \frac{r^2}{2R}$ . Пл-дан шағылу кезінде фазаның  $\pi$  –ге өзгеруін ескеру үшін,  $\Delta$ -ны

есептегенде  $2d = \frac{r^2}{R}$  өрнегіне  $\frac{\lambda_0}{2}$ -ні қосу керек, сонда:

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} \quad (44)$$

$\Delta = k\lambda_0 = 2k \frac{\lambda_0}{2}$  шарты орындалатын нүктелерде қарқ-тың макс-мы пайда б-ды, ал

$\Delta = (k + \frac{1}{2})\lambda_0 = (2k + 1) \frac{\lambda_0}{2}$  шартында - қарқ-тың мин-мы пайда б-ды.

2 шартты былайша біріктіруге б-ды:

$\Delta = m \frac{\lambda_0}{2}$ .  $m$  –нің жұп мәндеріне қарқ-тың макс-мы, ал тақ мәндеріне мин-мы сәйкес келеді. (44)-ті ескеріп жазсақ:

$\frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} = m \frac{\lambda_0}{2}$ . Бұдан Н-ның жарық ж/е қараңғы сақиналарының радиусын табамыз:

$$r = \sqrt{\frac{R\lambda_0}{2}} (m - 1), \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (45)$$

Жұп  $m$ -дерге жарық сақиналардың, ал тақ  $m$ -дерге қараңғы сақиналардың радиустары сәйкес келеді.  $m = 1$  мәніне  $r = 0$  сәйкес келеді, яғни пл-на мен лин-ның түйісу нүк-сі. Бұл нүк-де, пл-дан ж. шағ. кезде фаза  $\pi$ -ге өзгергендіктен, қарқ-тың мин-мы байқалады.

### **Жарық интерференциясының қолданылуы.**

- газтәрізді заттардың сыну көр-шін анықтау
- ұз-тар мен  $\angle$ -тарды дәл өлшеу
- беттіктерді өңдеу сапасын бақылау
- оптиканың жарықталуында (қалпына келтіру), т.б.

Жұқа пленкадан шағылған кездегі интер-ция оптиканы жарықталынуы д/а-тын құб-тың негізін құрайды.

Әрбір линзаға түскен ж-тың 4% шағылады. Күрделі объективтерде мұндай шағылу көп қайталанады  $\Rightarrow$  жоғалтылған жарық ағынының шамасы айтарлықтай артады. Сондай-ақ, линзадан шағылғанда қажетсіз дақтар (блик) пайда б-ды.

Оптиканың жарықталуында ж-тың шағылуын жою үшін әрбір лин-ның бетіне сыну көрс-ші линзадан басқа б-тын жұқа қабыршық (пленка) жапсырылады.

Қабыршықтың қалыңдығы оның екі бетінен шағылған жарық бір-бірін сөндіретіндей етіп таңдап алынады.

### **Интерференциялық құралдар - интерферометрлер**

Майкельсон интерферометрі

Фабри-Перо интерферометрі

Бұл ин-рометрлер ар-лы 1 метр эталонға қанша толқын ұз-ғы сәйкес келетінін анықтаған:  $1553163 \lambda$  (кадмидің қызыл спектр сызығының толқын ұз-ғы)

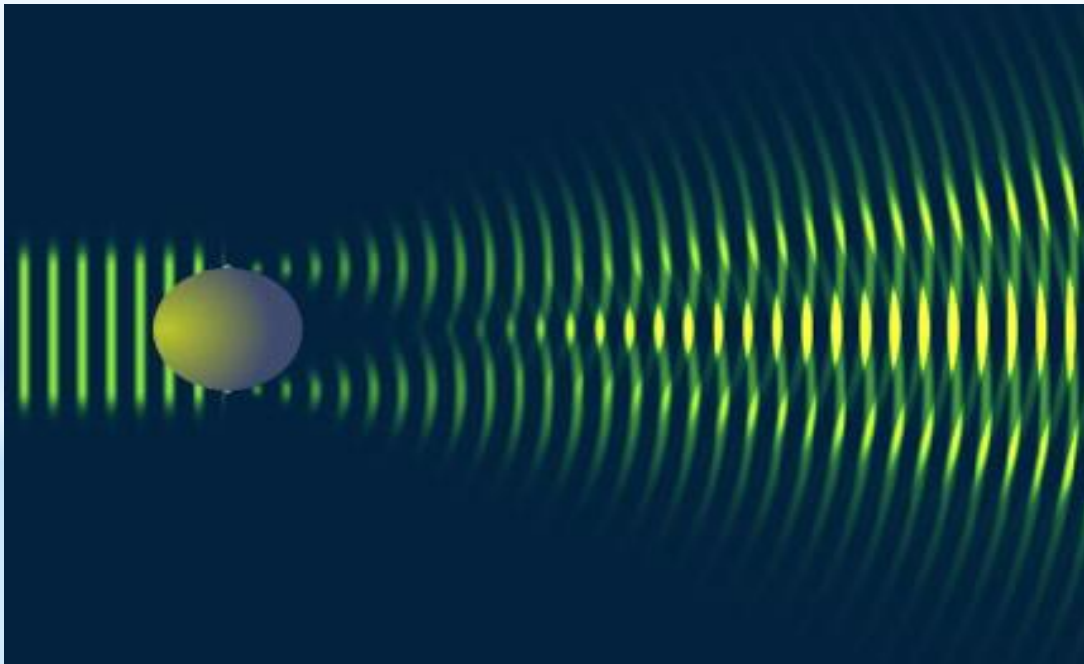
Қазіргі кезде көптеген спектрлік сыз-тардың тол. ұз-ғы өте дәл анықталған, сондықтан берілген ұз-қа сәйкес келетін  $\lambda$ -ларды санаудың қажеті жоқ.

## \* Дифракция құбылысы

Дифракция деп жарық толқындарының бөгетті орағытып өтіп, геометриялық көлеңке аймағына енуін айтады.

Бөгет ретінде әдетте пішіні әртүрлі мөлдір емес дене алынады, оны экран (диафрагма) деп атайды, сондай-ақ, дифракцияны экрандағы тарсаңылаудан жарық өткен кезде де бақылайды.

Бұл құбылыста, интерференциядағыдай, жарықтың толқындық қасиеті білінеді.



Дыбыс толқындарының д-циясын біз өмірімізде күнде байқаймыз. Ал, жарық т-дарының д-циясын бақылау үшін арнайы жағдайлар жасау к/к.

Диф-ның айқын не нашар білінуі бөгет пен оған түскен жарық толқынының өлшемдеріне байланысты.

-  $\lambda \approx l$  кезде д-ция өте айқын байқалады және бұл дыбыс т-дарына болады.

-  $\lambda \ll l$  болғанда дифракция әлсіз білінеді және оны байқау қиынға түседі.

Бұл - жарық т-дарына тән.

Сонымен, экранның (не оның саңылауының) өлшемі неғұрлым аз, ал  $\lambda$  көп болса, соғұрлым дифракция жақсы білінеді.



Д-цияны Гюйгенс пр-пімен түсіндіруге б-ды. (1629-1695 -Гол-дия)

Толқын жеткен әрбір нүктені жан-жаққа тарайтын екінші ретті толқындардың ортасы (көзі) деп санауға болады. Бұл толқындардың ораушысы толқын шебінің (фронтының) келесі сәттегі орнын береді.



# Гюйгенс-Френель принципі (1818)

Белгілеу:  $\varphi$  – сәуленің алғашқы бағыты мен д-циялану бағыты арасындағы  $\angle$ . Дифр-ның мәселесін шешу үшін ж. қарқ-ның  $\mathcal{I} \sim \varphi \angle$ -қа байл-сты таралуы анықтау керек. Г. пр-пі бұл мәселені шеше алмады, себебі мұнда жан-жаққа тарайтын жарық толқындарының  $A$ , демек,  $\mathcal{I}$  жайында ешнәрсе айтылмаған.

Бұл кемшілікті Френель мына тұжырыммен толықтырды:

**«Г. пр-дегі толқын көздері өзара ког. ж/е олардан шығатын 2- ретті т-дар ин-цияланады, яғни бірін бірі күшейте, не бәсеңдете алады».**

Сонымен, 2- ретті т-дардың таралуына сараптама жүргізгенде олардың  $A$  мен фазасын ескеру керек, нәтижесінде кеңістіктің кез келген нүктесіндегі қорытқы толқынның амплитудасын табуға болады.

Оның 2 жолы бар:

- 1) толқындық теңдеуді интегралдық түрде түрлендіру жолымен табу;
- 2) Френельдің ұсынысы - қорытқы амплитуданы қарапайым алгебралық (не геометриялық) қосу арқылы табуға болады.

1-сі күрделі болғ-тан, 2-әдісті қарастырамыз

Д-ның 2 түрі бар. Егер жарық көзі мен  $P$  бақылау нүктесі бөгеттен алыс орналасса, онда бөгетке түскен және  $P$  нүктесіне келетін жарық сәулелерін  $\parallel$  деп санауға болады. Мұндай дифракцияны **параллель сәулелердің д-сы не Фраунгофер** (неміс физигі (1787- 1826) **д-сы** д/а. Ал бұл шарт орындалмайтын дифракцияны **Френель дифракциясы** деп атайды.

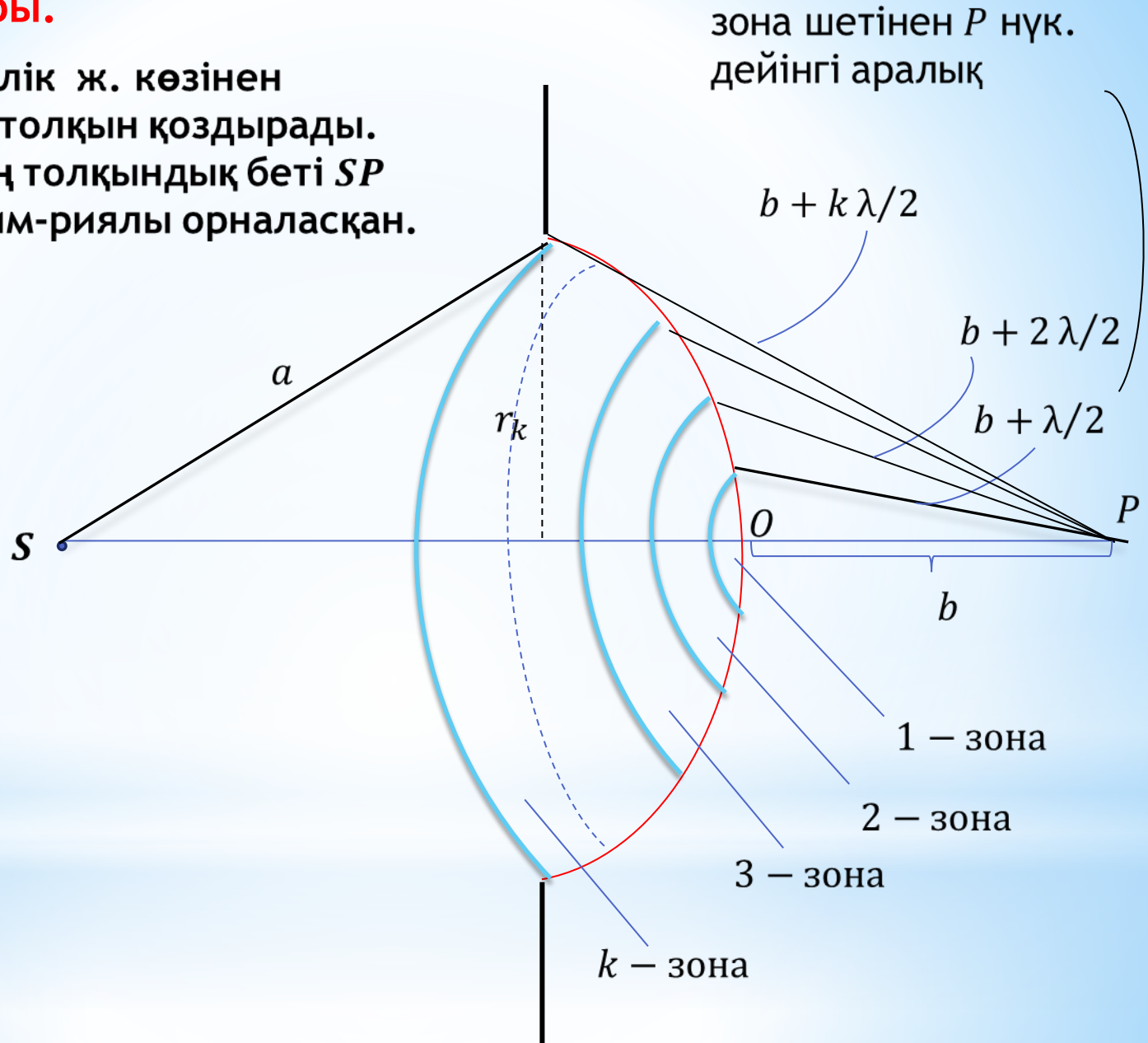
## **Френель зоналары.**

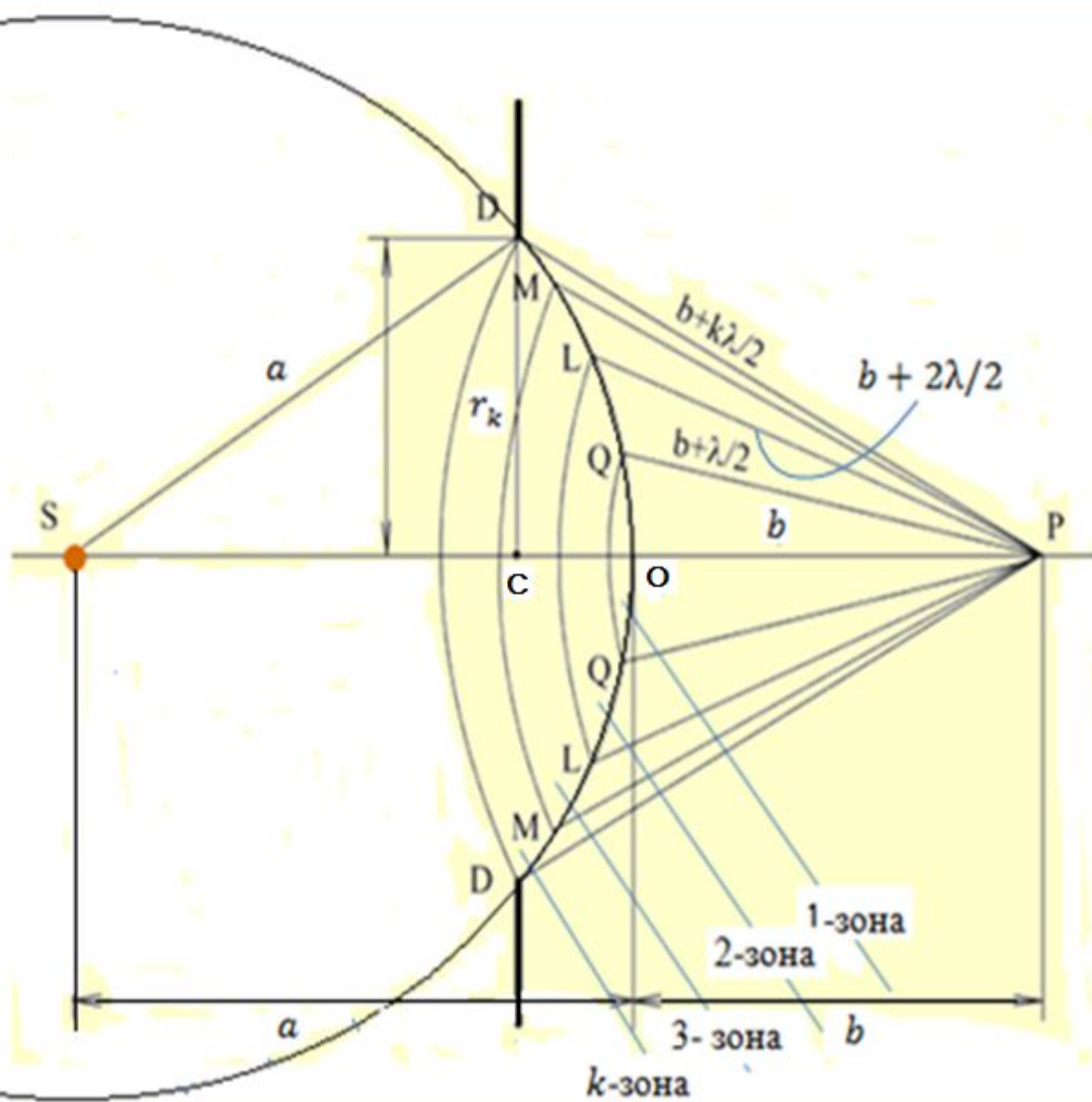
Г.-Фр. пр-пін  $P$  нүктедегі жарық тербелісінің  $A$  табу үшін қолданайық.

Френель нүктелік ж. көзінен шыққан сфералық толқынды қарастырған және оның т-дық бетін сақиналық зоналарға бөлген.

## Френель зоналары.

Тербелісті  $S$  нүктелік ж. көзінен шыққан сфералық толқын қоздырады. Мұндай толқынның толқындық беті  $SP$  түзуіне қатысты сим-риялы орналасқан.





Френельдің әрбір сақиналық зонасының шетінен  $P$  нүктесіне дейінгі аралық  $\lambda/2$  -ге айрықшаланған.

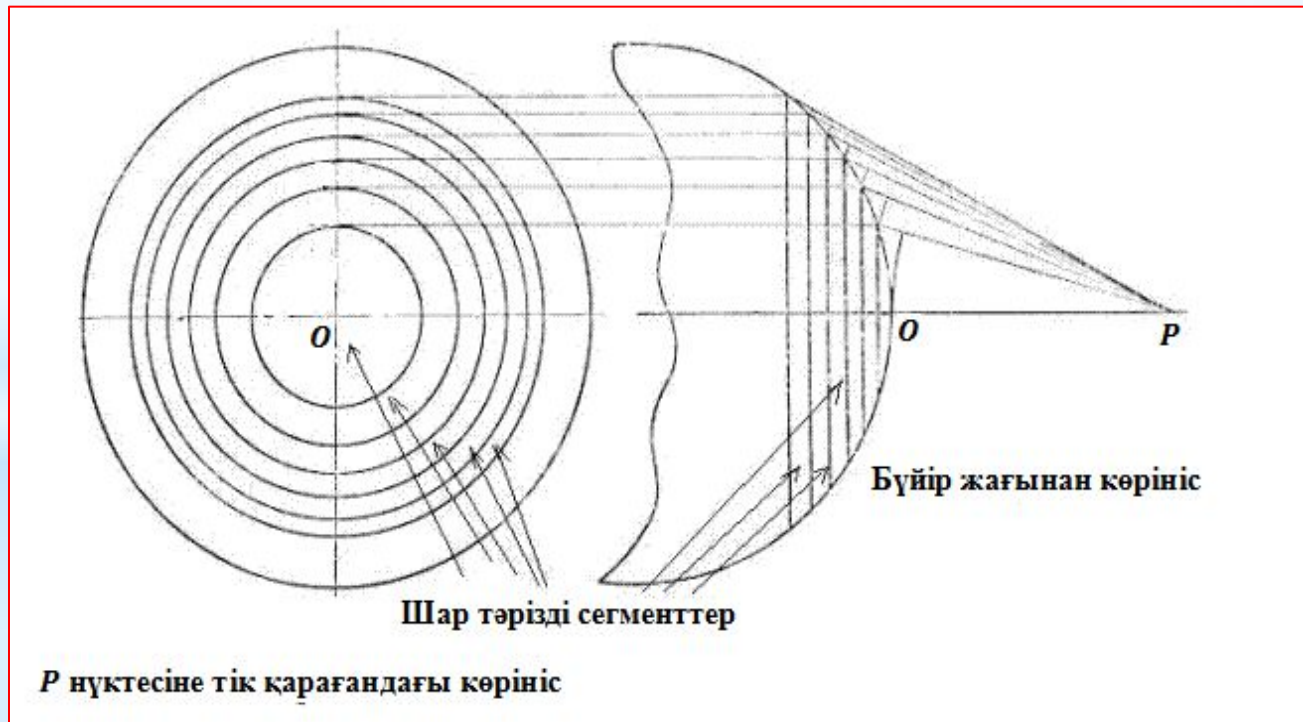
$k$  –шы зонаның шетінен  $P$  нүктесіне дейінгі аралық:

$$b_k = b + k \frac{\lambda}{2}, \quad (1)$$

мұнда  $b$  – толқындық беттің  $O$  төбесінен  $P$  нүктесіне дейінгі аралық.

Сонда,  $2$  көршілес  $z$ -лардың шеттерінен  $P$  нүктесіне келетін тербелістер *қарама-қарсы фазада* болады.

Сол себепті, әрбір зона қоздыратын қорытқы тербелістер көршілес зона үшін  $\pi$  - ге айрықшалаынады.



## Зоналардың ауданы.

Тербеліс амплитудаларын бағалау үшін зоналардың ауданын білу қажет.  $k$  – шы з-ның шекарасы т. бетте биіктігі  $h_k$  болатын сф. сегмент бөледі. Бұл сегменттің ауданы  $S_k$  болсын. Онда  $k$  – шы зонаның ауданын  $\Delta S_k$  былай табуға болады:

$$\Delta S_k = S_k - S_{k-1}, \quad (2)$$

мұнда  $S_{k-1}$  –  $(k-1)$ -ші зонаның шекарасы бөлетін сегменттің ауданы

Суреттен:

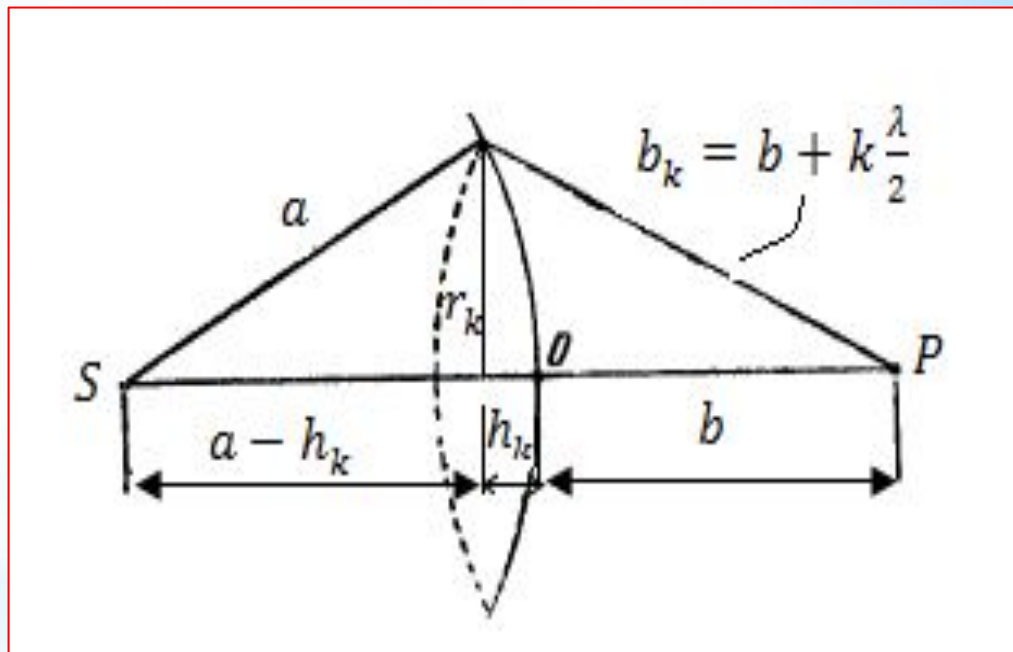
$$\begin{aligned} r_k^2 &= a^2 - (a - h_k)^2 \\ &= \left(b + k \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (b + h_k)^2 \end{aligned}$$

( $a$  – толқындық беттің радиусы,  
 $r_k$  –  $k$  – шы зонаның радиусы.

Жақшаларды ашып, квадраттайық:

$$\begin{aligned} r_k^2 &= 2ah_k - h_k^2 = \\ bk\lambda + k^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2 - 2bh_k - h_k^2 \quad (3) &\Rightarrow \end{aligned}$$

$$h_k = \frac{bk\lambda + k^2 \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2}{2(a+b)} \quad (4)$$



$k$ -ның соншалықты үлкен болмайтын мәндерімен шектелсек және  $\lambda$ -ның аз мәнін ескерсек,  $\lambda^2$  шамасы бар қосылғышты ескермейміз. Сонда

$$h_k = \frac{bk\lambda}{2(a+b)} \quad (5)$$

Сфералық сегменттің ауданы  $S = 2\pi R h$  болғандықтан ( $R$  – сфераның радиусы,  $h$  – сегменттің биіктігі):

$$S_k = 2\pi a h_k = \frac{\pi ab}{a+b} k\lambda ,$$

ал  $k$ -шы Френель зонасының ауданы:

$$\Delta S_k = S_k - S_{k-1} = \frac{\pi ab\lambda}{a+b} \quad (6)$$

Алынған өрнек  $k$ -ға тәуелсіз. Бұл  $k$ -ның шағын мәндерінде Френель зоналарының аудандары шамамен бірдей болатындығын білдіреді

### Зона радиустары.

Зоналар радиустарын бағалайық. (3)-ке сәйкес  $r_k^2 = 2ah_k - h_k^2$ . Бұған (5)-тен  $h_k$ -ны қойып, жоғ-дағыдай  $k$ -ның шағын мәндері үшін  $\lambda^2$  шамасы бар қосылғышты ескермесек,  $k$ -шы Френель зонасының радиусын табамыз:

$$r_k = \sqrt{\frac{ab}{a+b} k\lambda} = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} \lambda \cdot \sqrt{k} \quad (7)$$

Егер  $a, b \approx 1\text{ м}$  ,  $\lambda = 0,5\text{ мкм}$  болса, онда 1- (орталық) зонаның радиусы  $r_1 = 0,5\text{ мм}$ -ге тең б-ды. Келесі з-лардың радиустары  $\sqrt{k}$  бойынша өседі.



Жоғарыда Френель з-ларының аудандары  $\approx$  бірдей дегенбіз.

(1)-ф-ла ( $b_k = b + k\frac{\lambda}{2}$ ) б-ша зонадан  $P$  нүктеге дейінгі  $b_k$  аралығы  $k$ -ға байл-сты баяу сызықты өседі.

З-лар элементтеріне жүрг. нормаль мен  $P$  нүктесіне жүрг. бағыт арасындағы  $\angle\varphi$  да зонаның нөміріне  $k$ -ға байл-сты  $\uparrow$ .

Осының бәрі  $P$  н-де  $k$ -шы зона туғызған  $A_k$  терб. ампл-сының бірсарынды (монотонды)  $\downarrow$  әкеледі ( $k$ -ның  $\uparrow$  байланысты).

Сонымен,  $A$ -ның монотонды кемуінің мынадай тізбегі құрылады:

$$A_1 > A_2 > A_3 > \dots > A_{k-1} > A_k > A_{k+1} > \dots$$

Көршілес зоналар қоздырған тербеліс фазалары  $\pi$ -ге айрықшаланады. Сондықтан  $P$  нүктесіндегі ж. толқ-ның қорытқы тербелісінің  $A$ -сы алг. жолмен анықталады:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \quad (8)$$

Бұл өрнекке тақ зоналарға қатысты амплитудалар бір таңбамен, ал жұп зоналар үшін - басқа таңбамен енеді. (8)-ді мына түрде жазайық:

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \dots \quad (9)$$

$A_k$ -ның монотонды кемуіне байланысты жуықтап былай жазуға болады:

$$A_k = \frac{A_{k-1} + A_{k+1}}{2}.$$

Бұл шарт орындалғанда (9)-дағы жақшалардың ішіндегі өрнектер 0-ге тең болады.

Сонда (9)-шы формула қарапайланып, мына түрге келеді:

$$A = \frac{A_1}{2} \quad (10)$$

(10)  $\Rightarrow P$  н-де сф-лық т-дық беттің барлық зоналарының қоздырған терб-нің  $A$ -сы тек бір ғана орталық зона қоздырған  $A_1$  терб. ампл-сының жартысына тең екендігін білдіреді.

Басқаша айтқанда, барлық т-дық беттің әсері орталық зона әсерінің жартысына парапар (эквивалент).

Жоғарыда бағалауымыз бойынша орталық зонаның өлшемі мм-дің бөлігіне тең ( $r_1 = 0,5$  мм) болған.

Демек ж.  $S$  тен  $P$  н-ге өте жіңішке түзу арнамен, яғни  $\approx$  түзусыз-ты таралады.

Егер толқын жолына Френельдің 1- зонасы ғана ашылатындай (көрінетіндей) саңылауы бар мөлдір емес экран қойсақ,  $P$  нүктесіндегі амплитуда  $A_1$ -ге тең болады, яғни (10) өрнектегі амплитудадан 2 есе артық б-ды.

Сәйкес, жарық қарқ-лығы  $S$  және  $P$  аралығында бөгет (экран) болмаған жағдаймен салыстырғанда 4 есе артады.

Сонымен, саны тақ б-тын зоналарды ашатын саңылауы бар бөгет,  $P$  н-де жарықты әлсіретпей, күшейте түседі:  $A$ -сын  $\approx 2$  есе, ал  $J$  шамасын 4 есе арттырады.

**Жарықтың  $S$ -тен  $P$  н-не таралуын амплитудаларды графликтік тәсілмен қосу ар-лы түсіндіру.**



Äèôðàèöëÿ ÷åđaç îòââđñòèå.mp4

## Жарықтың S-тен P н-не таралуын амплитудаларды графиктік тәсілмен қосу ар-лы түсіндіру.

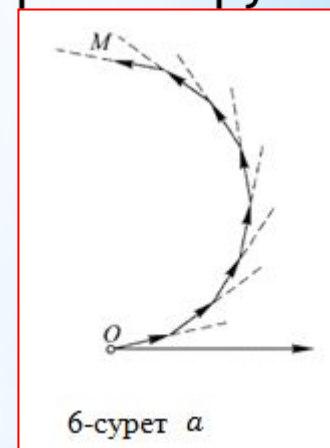
Тұтас бір зонаның әсерін сызба түрінде кескіндеу үшін оны аудандары бірдей көптеген бөліктерге (кіші зоналарға) бөлейік.

P н-де мұндай кіші зонаның қоздыратын тербелісін ұзындығы тербеліс амплитудасына тең вектор түрінде кескіндеуге болады. Келесі кіші зонаның әсерін 1- векторға қатысты сәл бұрылған 2- вектормен беруге болады т.с.с. (6,а-сурет).

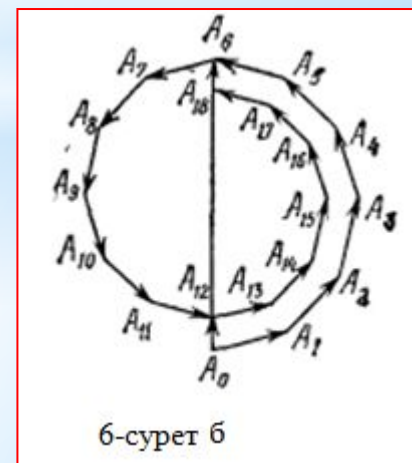
Мұндай кіші зоналардың кез келгенінің P н-де қоздыратын терб. ампл-сы алдыңғы зонаның қоздырған терб. ампл-сына  $\approx$  тең болады, бірақ одан барлық зоналар үшін шамасы бірдей болатын фазаға қалып отырады, яғни векторлардың абцисса өсіне иілу бұрышы әртүрлі болады.

Сонда 1-және соңғы векторлар бір біріне қатысты  $\pi$ -ге бұрылған б-ды.

Демек, жеке-жеке кіші зоналар қоздырған амплитудаларды қосқан кездегі векторлық диаграмманың түрі 6-б суретте көрсетілгендей б-ды.



6-сурет а

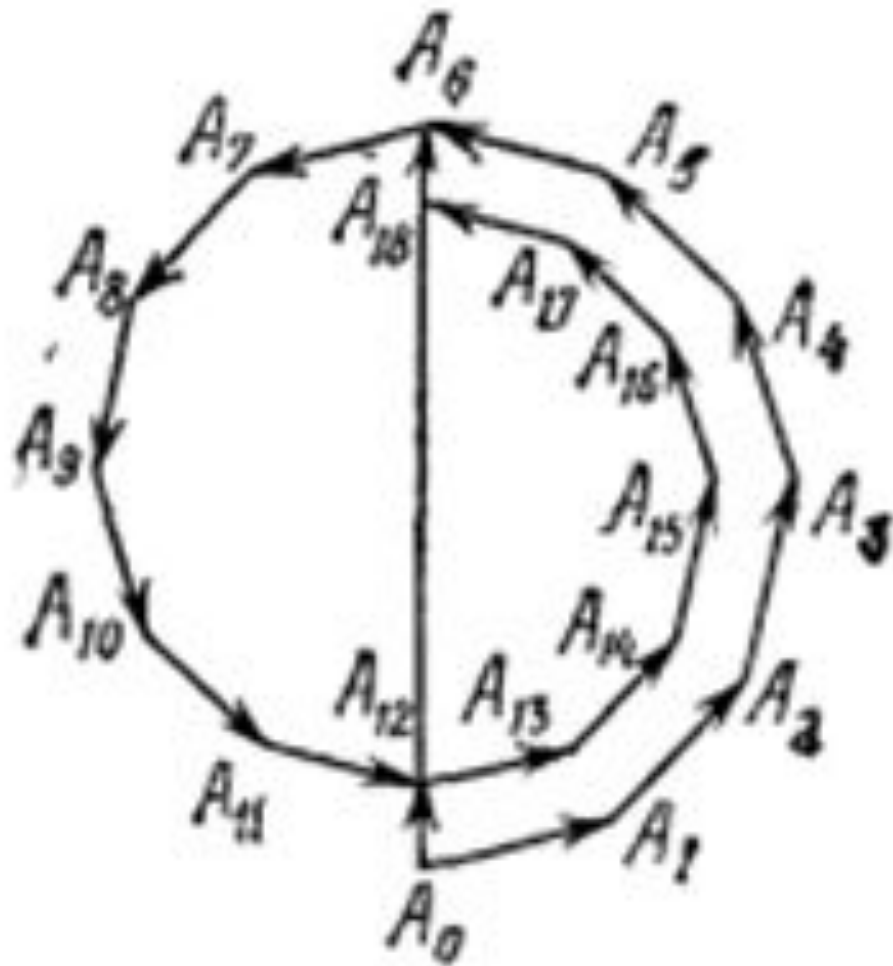


6-сурет б

Назар аудар:

Егер бір кіші зонадан екінші кіші зонаға көшкенде амплитуда өзгермесе, онда соңғы вектордың ұшы бірінші вектордың басымен сәйкестенуші еді, алайда амплитуданың шамасы өте аз шамаға болса да кеміп отырады, сол себептен векторлар тұйықталған сынық сызықтардан тұратын фигура құрамай, спираль тәрізді фигураны құрайды.





6-сурет б



б-сурет  $a$



6, а: Френель зонасы, мысал ретінде, 8 бөлікке,

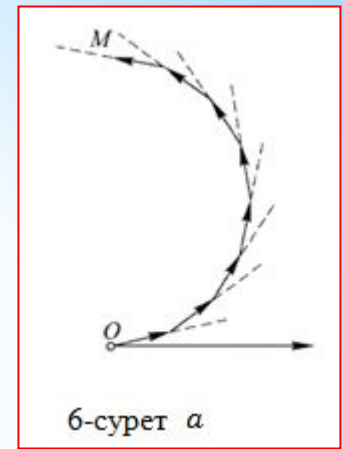
ал 6, б: Фр-льдің әрбір зонасы 6 бөлікке (кіші зонаға) бөлінген: осындай кіші зоналар қозд-тын терб-тер век. диаграммада  $\overrightarrow{A_0A_1}$ ,  $\overrightarrow{A_1A_2}$ ,  $\overrightarrow{A_2A_3}$  т.с.с. сынық сызықтар құрайтын век-лармен кескінделеді.

Сонда, бірнеше көршілес бөліктер (кіші зоналар) қозған терб-тер осындай век-лардың геом. қосындысымен беріледі.

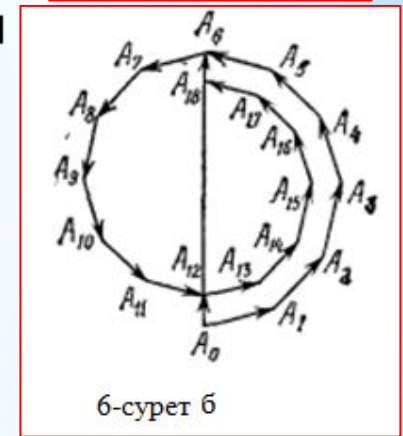
Мысалы,  $\overrightarrow{A_0A_6}$  векторы 1- Френель з-ның «әсерін» көрсетеді, ал  $\overrightarrow{A_0A_{12}}$  векторы қай з-ың әсері?

2 алғашқы Френель з-рының біріккен әсерін көрсетеді, т.с.с.

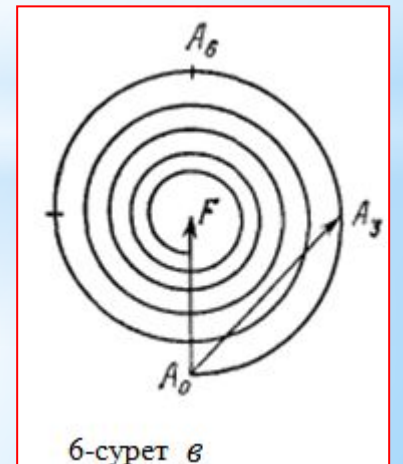
Егер кіші зоналардың  $N$  санын  $\infty$ -ке ұмтылдырсақ, яғни кіші зона ендерін  $\rightarrow 0$ , онда шектік жағдайда сынған сызық  $F$  нүктесі айналасында оралатын үздіксіз спиральға көшеді (6, в).



6-сурет а

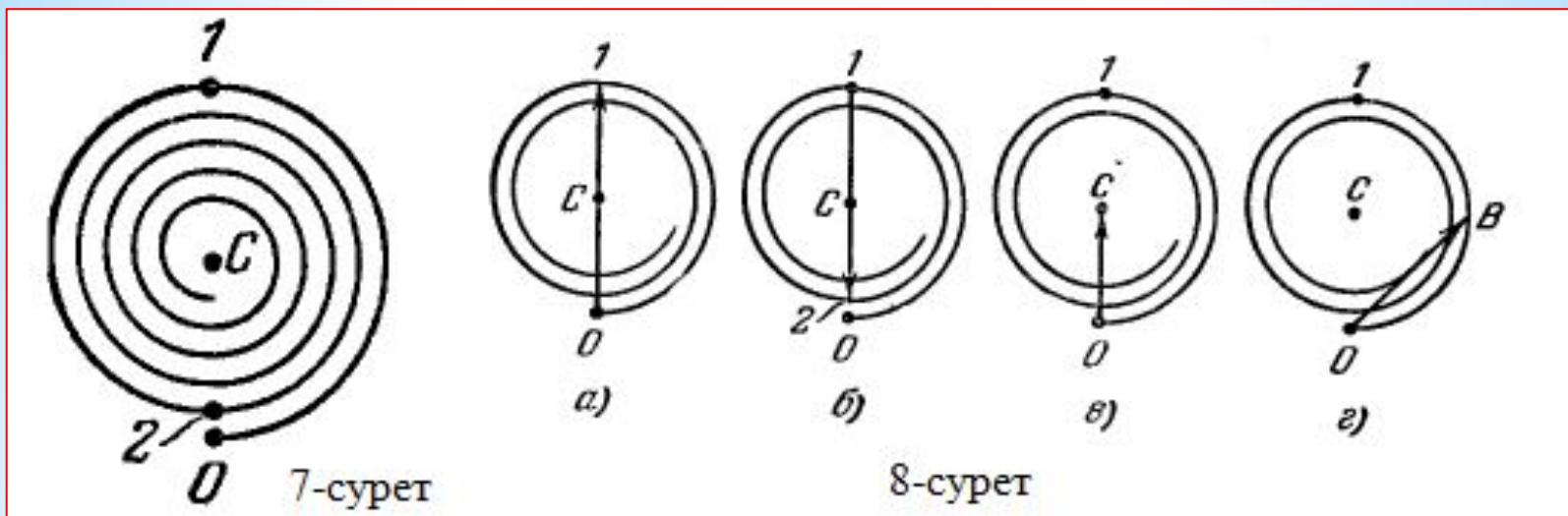


6-сурет б



6-сурет в

Енді спиральді, жалпы жағдай үшін 7- суретте көрсетілгендей сызайық.

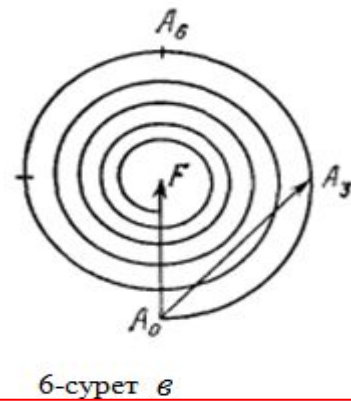
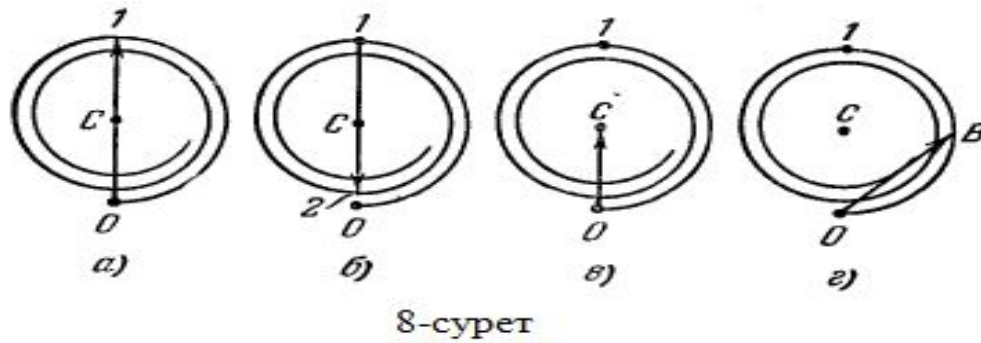
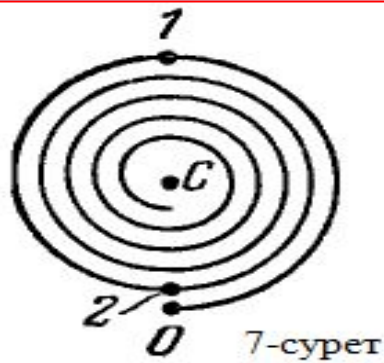


$O$  және  $1$  нүктелерінде тербеліс фазалары  $\pi$ -ге айрықшаланады және бұл нүктелерде спиральды құрайтын шексіз кіші векторлар қарама қарсы бағытталады.

Демек, спиральдің  $O-1$  бөлігі Френельдің бірінші зонасына сәйкес келеді.  $O$  нүктесінен  $1$ -нүктеге жүргізілген вектор (8,  $a$ -сурет, ) осы зонаның  $P$  нүктесінде қоздырған тербелісін кескіндейді (6, б-суретте  $\vec{A_0A_6}$  векторымен берілген).

Осы сияқты,  $1$  нүктеден  $2$  нүктеге жүргізілген вектор Френельдің екінші зонасы қоздырған тербелісті кескіндейді (8, б-сурет).

Бірінші және екінші зоналардың тербелістері қарама қарсы фазада болғандықтан,  $O1$  және  $12$  векторлары қарама қарсы бағытталады.



**Тұтас** толқындық беттің (7-сур)  $P$  н-де қоздырған тербелісі қай вектор-? Жауап: **OC векторы** (8,в-сурет). (6,в суретте  $\overline{A_0F}$  векторы).

Бұл жағдайда, суреттен байқағанымыздай, қорытқы амплитуда 1-зонаның  $P$  н-дегі амплитудасының тең жартысына тең б-ды және бұл нәтижені біз алдында алгебр-қ жолмен алғанбыз ((10)-ф-ла  $A = \frac{A_1}{2}$ ).

1- зонаның жартысының әсері көлбеу бағытталған  $OB$  векторымен кескінделеді (8,г-сурет).

Сонда, Фр-дің 1- зона әсерінің жартысы жарты зонаның әсеріне эквив-тті емес, демек,  $OB$  векторы  $OC$  векторынан  $\sqrt{2}$  есе үлкен (Пифагор т. б-ша  $OB^2 = OC^2 + OC^2$ , бұдан  $OB = \sqrt{2}OC$  ).

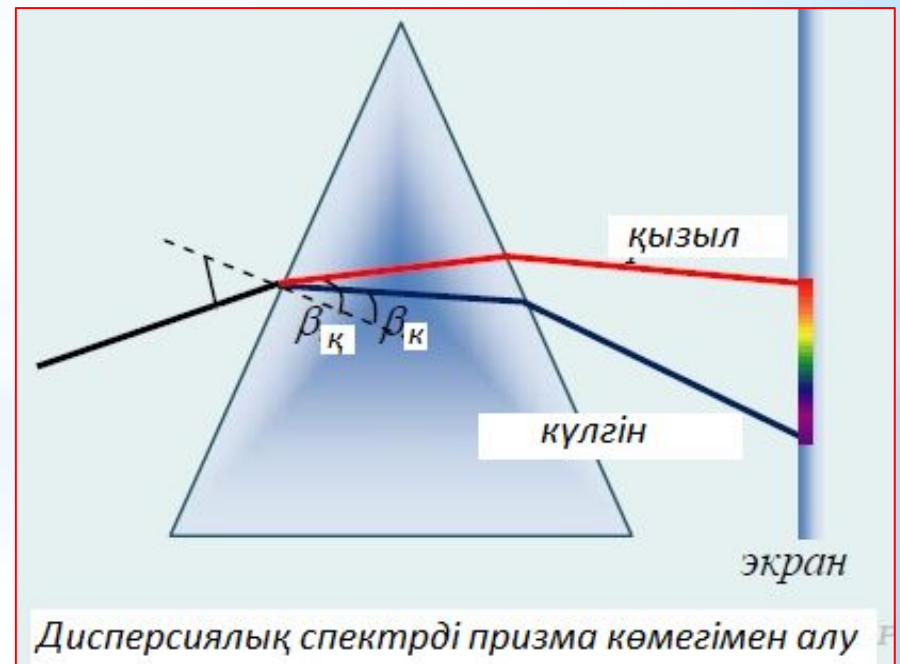
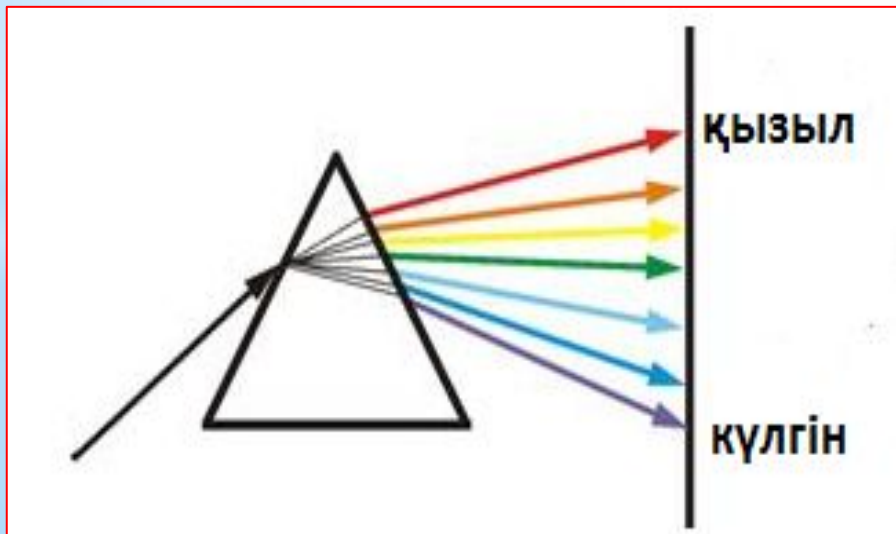
Вектор ұзындығы тербеліс амплитудасына тең екенін ескерсек,  $A_{OB} = \sqrt{2}A_{OC} = \sqrt{2}A$  ( ).

Ал,  $J \sim A^2$  болғ-тан  $J_{OB} = 2J$ , демек, Фр. 1-з-сының жартысы қоздырған жарықтың **қарқ-лығы** тұтас толқ. бет қоздырған қарқ-лықтан 2 есе артық.

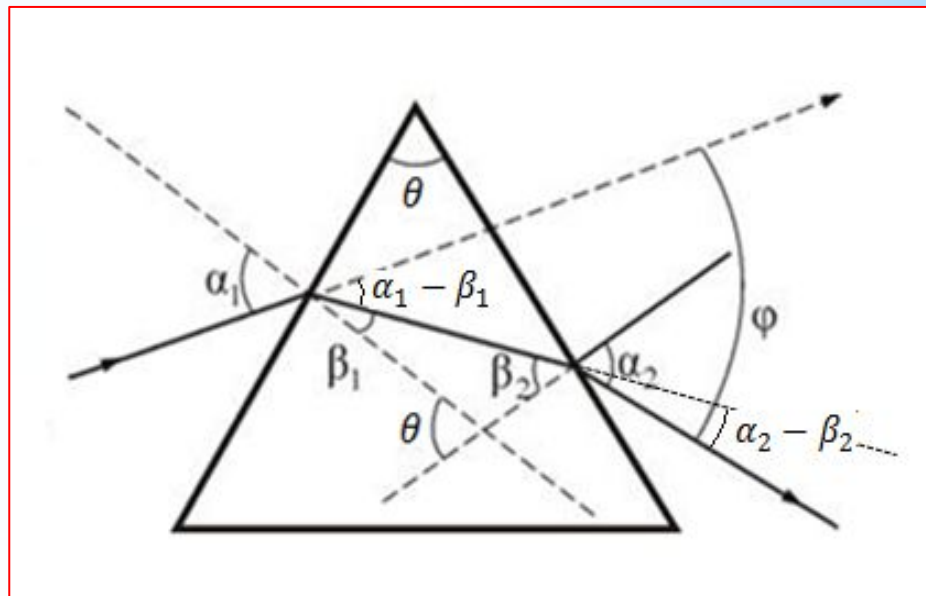
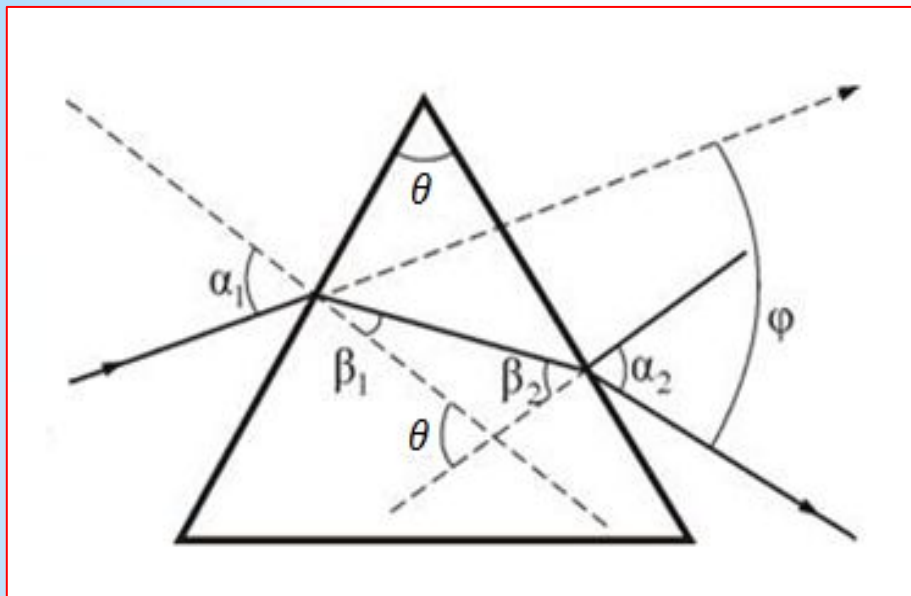
## \* Жарықтың дисперсиясы

*Жарықтың дисперсиясы деп заттың сыну көрсеткішінің жарық толқынының жиілігіне байланысын көрсететін құбылысты айтады:  $n = f(\nu)$  немесе  $n = f(\lambda)$*

Бұл тәуелділік сызықты және монотонды емес.  
Дисперсия құбылысы вакуумнан басқа барлық ортада байқалады.  
Дисперсияны ең алғаш тәжірибе жүзінде 1672 ж. Ньютон ақ жарықтың призма арқылы өтуін зерттеп, бақылаған.  
Әуелі жарық сәулесінің призмадан өтуін сызайық:



Монохромат жарық сындыру бұрышы  $\theta$ , сыну көрсеткіші  $n$  болатын призмаға  $\alpha_1$  бұрышпен түссін.



Призманың ішкі және сыртқы қырларына екі рет сынған сәуле өзінің алғашқы бағытынан  $\varphi$  бұрышқа ауытқиды. Сурет бойынша

$$\varphi = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - (\beta_1 + \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - \theta \quad (1)$$

Мұнда  $\Delta$ -тардың ішкі бұрыштарының қосындысы  $180^\circ$  болғандықтан, сурет бойынша  $\beta_1 + \beta_2 + (\pi - \theta) = \pi$  екенін ескеріп, бұдан  $\beta_1 + \beta_2 = \theta$  екенін таптық.

Айталық,  $\theta$  және  $\alpha_1$  бұрыштары аз болсын, онда  $\alpha_2$ ,  $\beta_1$  және  $\beta_2$  бұрыштары да аз болады.

Бұл жағдайда осы бұрыштардың синустарының орнына олардың мәндерін алуға болады:

$$\frac{\alpha_1}{\beta_1} = n, \quad \frac{\beta_2}{\alpha_2} = \frac{1}{n}.$$

Ал  $\beta_1 + \beta_2 = \theta$  болғандықтан,  $\alpha_2 = n\beta_2 = n(\theta - \beta_1) = n\left(\theta - \frac{\alpha_1}{n}\right) = n\theta - \alpha_1$ , бұдан  $\alpha_1 + \alpha_2 = n\theta$  (2)

(1) ( $\varphi = \alpha_1 + \alpha_2 - \theta$ ) және (2) өрнектерінен :  $\varphi = n\theta - \theta = \theta(n - 1) \Rightarrow$

$$\varphi = \theta(n - 1) \quad (3)$$

Призманың сындырушы бұрышы  $\theta$  неғұрлым көп болса, призмадан шыққан сәуле соғұрлым көбірек бұрышқа сынады.

(3)-өрнек бойынша  $\theta$  бұрышы  $n$ -ге тәуелді, ал  $n$  толқын ұзындығының  $\lambda$  функциясы, сондықтан призмадан өткен әртүрлі  $\lambda$ -сы бар сәулелер әртүрлі бұрыштарға ауытқиды.

Призмадан өткен сәулелер спектрге жіктеледі.

Ол дисперсиялық спектр деп аталады.

Сонымен призманың не дифракциялық тордың көмегімен жарықты спектрге жіктеп, оның спектрлік құрамын анықтауға болады.

Призманың ж/е д/т көмегімен алған спектрлердің айырмаш-ғын қарас-қ.

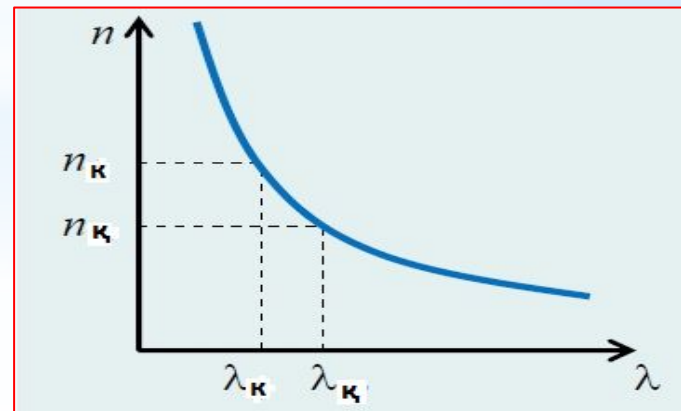
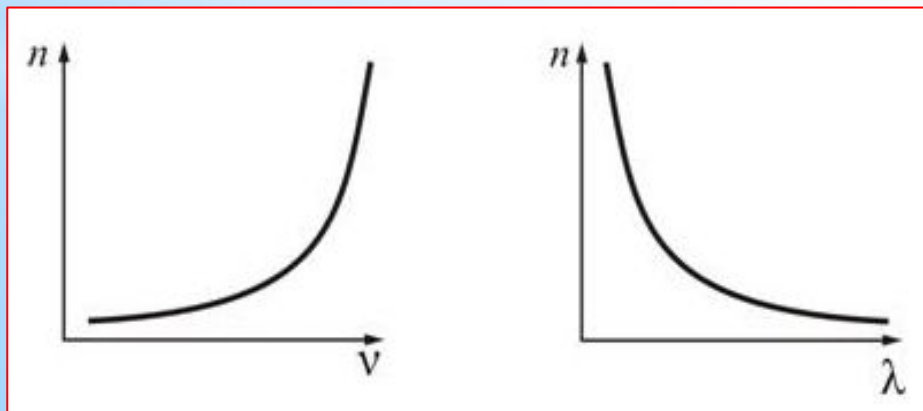
Д/т жарықты тікелей  $\lambda$ -лар б-ша жіктейді, сонд-тан өлшенген  $\angle$ -тар (сәйкес макс-дар бағыттары) б-ша  $\lambda$ -ны ( $\nu$ -ді) есептеуге б-ды.

Ал призманың көмегімен жарық  $n$  бойынша жіктеледі, сондықтан  $\lambda$ -ны ( $\nu$ -ді) анықтау үшін  $n = f(\lambda)$  не  $n = f(\nu)$  байланысын білу керек.

*Ж-тың құраушы түстерінің призмалық және диф-лық спектрлерде орналасуы әртүрлі болады.*

Д/торда  $\varphi$   $\angle$ -ң синусы  $\lambda$ -ға  $\sim$  екені белгілі ( $d \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$ ).  $\Rightarrow$  күлгін сәулелерге қарағанда үлкен толқын ұзындықтары бар қызыл сәулелерді д/т көбірек ауытқытыды.

Ал призма жарық с-лерін спектрге  $n$  б-ша жіктейді, және барлық мөлдір денелер ү-н  $\lambda$ -ның артуымен ( $\nu$ -дің кемуімен)  $n \downarrow$  (сурет). Сондықтан, қ. с-лер д/ торға қарағанда призмамен бәсең ауытқиды.



## Қалыпты (нормаль) және қалыпсыз (аномаль) дисперсия

$D = \frac{dn}{dv}$  немесе  $(D = \frac{dn}{d\lambda})$  (4) шамасы заттың дисперсиясы д.а.

Ол  $\lambda$ -ға байланысты  $n$  қаншалықты тез өзгередінін көрсетеді.

Суреттен мөлдір денелердің  $n$  с. к-ші  $\lambda$ -ның кемуіне байланысты өседі, демек,  $\frac{dn}{d\lambda} < 0$  шамасы да  $\lambda$ -ның  $\downarrow$  байланысты модулі б-ша  $\uparrow$ .

Мұндай дисперсия **нормаль дисперсия** деп аталады.

Дисперсия қисығы  $n = f(\lambda)$  төменде көрсетілетіндей, жұтылу сызығы мен жолақтар маңайында басқаша болады:

$n$  толқын ұзындығының азаюуымен  $\downarrow$  ( $\frac{dn}{d\lambda} > 0$ ).

Мұндай байл-сты білдіретін дисп. **аномаль дисперсия** деп аталады.

Нормаль дисперсия құбылысына призмалық спектрографтардың жұмысы негізделген.

Олар спектрлік талдауларда қолданылады.

Дисперсияның осы түрлерін тереңірек қарастырайық.



Сонымен,  $\frac{dn}{d\nu} > 0$  (немесе  $\frac{dn}{d\lambda} < 0$ ) болатын  $\nu$  жиіліктің аймағы жарықтың *нормаль дисперсиясына* сәйкес келеді ( $n$ -нің артуына сәйкес  $\nu$  артады).

Нормаль дисперсия жарық үшін мөлдір заттарда байқалады.

М-лы, шыны *көрінетін* жарық үшін мөлдір б-ды ж/е жиіліктердің осы аймағында жарықтың *нормаль дисперсиясы* байқалады.

Нормаль дис-ның негізінде ж-тың призмамен «жіктелуі» жатады.

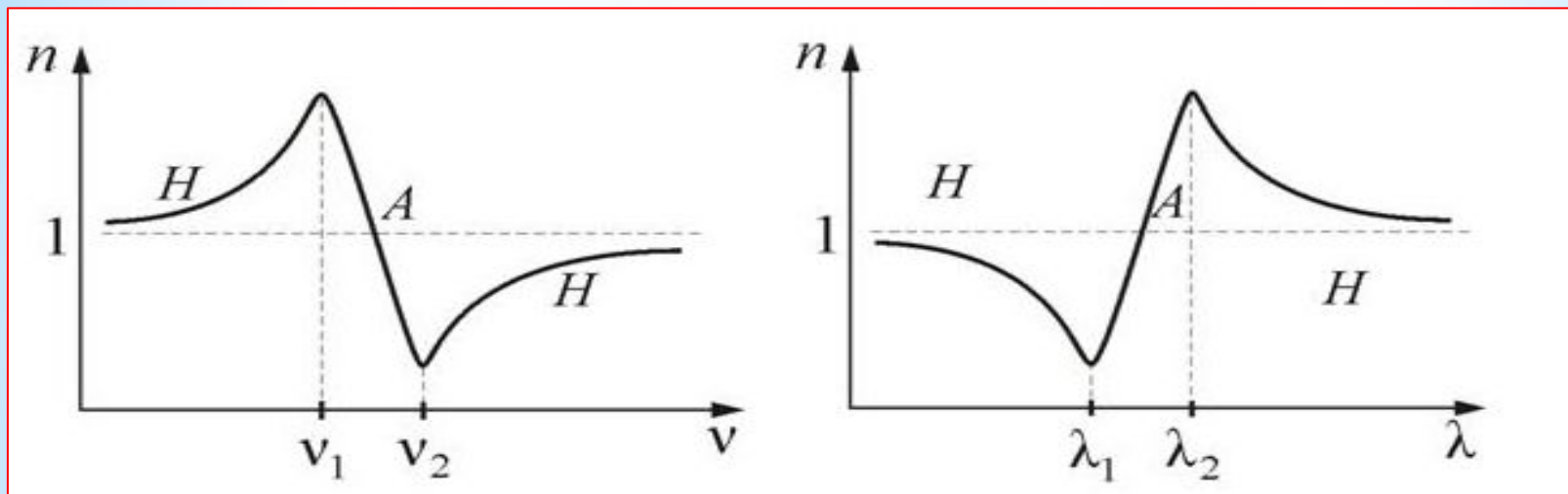
Егер  $\frac{dn}{d\nu} < 0$  ( немесе  $\frac{dn}{d\lambda} > 0$  ) шарты орын-са, яғни  $\nu$  жиіліктің артуымен заттың  $n$  сыну көрсеткіші  $\downarrow$ , дисп. *аномальды дисп.* д. а.

А. дисперсия берілген ортада жарықтың қарқынды жұтылуына сәйкес келетін жиіліктер аймағында байқалады.

Мысалы, шыны спектрінің УК және ИҚ бөліктерінде аномальді дисперсия байқалады (жарықтың көрінетін аймағында шыны мөлдір болады, мұнда нормаль дисперсия байқалған).

Суретте  $n$ -нің  $\nu$  -ге және  $\lambda$ -ға тәуелділігі көрс-ген.

Бұл суреттегі байланыс жоғарыдағы сур. қарағанда анағұрлым күрделі (ол бояғыш зат молек-ларымен толтырылған линзадағы ж-тың сынуын зерттеу арқылы алынған).



Ан. дисп. толқынның айнымалы ЭМ өрісінде еріксіз тербелетін заряд-ған бөлш-термен ж-тың өзара әс-суі кезінде жүреді.

Көрінетін ж. ү-н жиілік  $\gg$  болғ-тан ( $\nu \sim 10^{15}$  Гц), атомның сыртқы (анағұрлым әлсіз байл-сқан) эл-рондарының еріксіз тербелістері ғана елеулі б-ды.

Бұл эл-рондарды *оп-лық эл-рондар* д. а.

$\nu$  жиілігі бар монохр. толқын өрісіндегі оп. эл-дың еріксіз терб. процесі кезінде мол-лалардың электрлік дипольдік моменттері периодты өзгереді.

# \* Дисперсияның классикалық теориясы

Біз дисперсияның элементар теориясын ғана қарастырып және сол арқылы  $n = f(\nu)$  тәуелділігін табамыз.

Максвеллдің ЭМ теориясынан ортаның сыну көрсеткіші

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu} \quad (1)$$

$\varepsilon$  – ортаның диэлектрик өтімділігі,  $\mu$  – магниттік өтімділік.

Спектрдің оптикалық аймағында барлық заттар үшін  $\mu \approx 1$ .

Сондықтан,

$$n = \sqrt{\varepsilon} \quad (2)$$

Дисперсияның электрондық теориясын біртекті диэлектрик үшін қолданайық. Анықтама бойынша заттың диэлектрик өтімділігі:

$$\varepsilon = 1 + \kappa = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E} \quad (3)$$

$\kappa$  – ортаның диэлектрик сезімталдығы, эл. өрісі әсерінен заттың поляризациялануының өлшемі, көрсеткіші,  $\varepsilon_0$  – электрлік тұрақты,  $P$  – поляризация векторы (бұл жағдайда, оның  $E$  сыртқы өріс бағытына проекциясы, оны бірлік көлемнің дипольдік моменті деп атайды).

(6)-ны ескерсек ( $n = \sqrt{\varepsilon}$ ),

$$n^2 = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E} \quad (4)$$

Поляризация оптикалық  $e$ -дардың ғана ығысуы нәтижесінде  $b$ -ды деп санайық, яғни толқын өрісінің электрлік құраушысы әсерінен  $e$ -дардың еріксіз тербелісі орын алады.

Еріксіз тербелетін бір оптикалық  $e$ -ның дипольдік моменті  $p = ex$  болса, бірлік көлемдегі барлық атомдардың дипольдік моменті

$$P = n_0 ex \quad (5)$$

Мұнда  $e$  –  $e$ -ның заряды,  $x$  – жарық толқынының электр өрісі әсерінен  $e$ -ның ығысуы,  $n_0$  – атомдардың диэлектриктегі шоғыры.

(5)-ды ескеріп, (4)-өрнекті жазайық:

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 ex}{\varepsilon_0 E} \quad (6)$$

Сонымен есеп, сыртқы  $E$  эл. өрісі әсерінен  $e$ -ның  $x$  ығысуын анықтауға әкеледі.

Оп. электрон еріксіз тербелісті мына күштердің әсерінен жасайды:

- кері қайтаратын серпімді күш  $F_c = -kx$ ;

-басқа атомдар тарапынан әсер ететін кедергі күші  $F_k = -2\beta m \frac{dx}{dt}$ ,

мұнда  $\beta$  – өшу коэффициенті;

-электрлік күш  $F = eE$

Жарықты жұтпайтын орта үшін  $\beta = 0$ . Олай болса қалған екі күшті ескеріп, еріксіз тербелістің теңдеуін жазамыз:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -kx + eE \quad (7)$$

$E = E_0 \cos \omega t$ , ал **электрон тербелісінің меншікті жиілігі**  $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ .

Бұдан  $k = \omega_0^2 m$ . Осыларды ескеріп (11)-ді жазайық:

$m \frac{d^2x}{dt^2} = -\omega_0^2 mx + eE_0 \cos \omega t$ ,  $m$ -ге бөлейік:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = \frac{eE_0}{m} \cos \omega t, \quad (8)$$

мұнда  $m$  – электронның массасы,  $E_0$  – кернеуліктің амплитудалық мәні. Бұл теңдеуді шешіп,  $\varepsilon = n^2$  шамасын атомның тұрақтыларына ( $e, m, \omega_0$ ) және сыртқы өрістің  $\omega$  жиілігіне қатысты табамыз.

(8)-теңдеудің  $( \frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = \frac{eE_0}{m} \cos\omega t )$  шешімін мына түрде беруге болады:

$$x = A \cos\omega t \quad (9)$$

Мұндағы

$$A = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (10) .$$

Бұған осыларды (8)-ге қою арқылы көз жеткізуге болады.  
Осыны тексерейік:

$$x = A \cos \omega t = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \cos \omega t \quad \left[ \frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = \frac{eE_0}{m} \cos \omega t, \quad (8) \right]$$

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{eE_0 \omega}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \cdot \sin \omega t \quad \frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{eE_0 \omega^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \cdot \cos \omega t \rightarrow (8)$$

$$-\frac{eE_0 \omega^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \cdot \cos \omega t + \omega_0^2 x = \frac{eE_0}{m} \cos \omega t$$

$$\omega_0^2 x = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t \left( 1 + \frac{\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)} \right) = \frac{e}{m} E_0 \cos \omega t \left( \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \quad | : \omega_0^2$$

$$x = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \cos \omega t \quad \text{Д.к.о.е.}$$

Енді (9), (10) өрнектерін (6)-ға  $(n^2 = 1 + \frac{n_0 e x}{\epsilon_0 E})$  қояйық:

$$x = A \cos \omega t, \quad (9)$$

$$A = \frac{e E_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (10)$$

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e}{\epsilon_0 E_0 \cos \omega t} \cdot \frac{e E_0 \cos \omega t}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m} \left( \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \right)$$

Сонымен қайта жазсақ:

$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m} \left( \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \quad (11)$$

(11)-формула  $n$  сыну көрсеткішін  $\omega$  жарық жиілігімен, демек  $\omega = 2\pi \frac{c}{\lambda}$  болғандықтан,  $\lambda$ -мен байланыстырады.

Сыну көрсеткішінің жиілікке байланыстылығы қандай болатынын білу үшін (11)-тегі **соңғы** мүшені талдайық.



**Дисп-ның, яғни  $n = f(\nu)$  байл-сын талдау:**

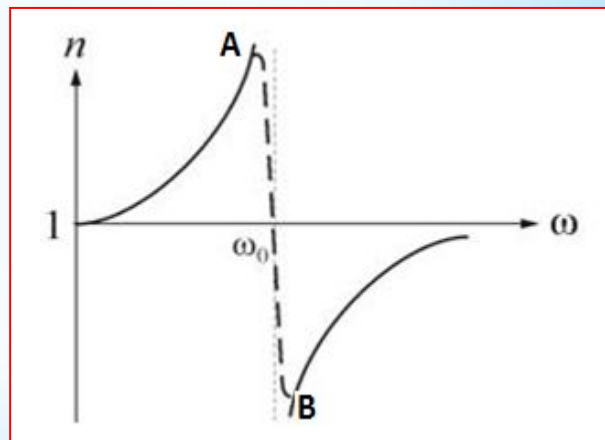
$$n^2 = 1 + \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 m} \left( \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \right) \quad (1)$$

-Толқын жиілігі  $\omega = 0$  мәннен  $\omega = \omega_0$  -ге дейін өзгергенде, бұл мүше  $\omega$ -ның артуына байланысты  $\uparrow$ (себебі  $\omega_0^2 - \omega^2$  айырмасы  $\downarrow$  ). Демек,  $n^2 > 1$  болып,  $\omega$ -ның артуына байл-сты одан әрі  $\uparrow$  (норм. д).  
 - $\omega$ -ның  $\omega_0$ -ге жақын мәндерінде,  $n \rightarrow \infty$  (резонанс шарты).  
 - $\omega$ -ның аз мәндерінде соңғы мүше  $\rightarrow 0$  (себебі  $\omega_0^2 - \omega^2$  айырмасы артады),  $n \approx 1$  б-ды (сурет):

-  $\omega > \omega_0$  аймағында соңғы мүше теріс б-ды, алайда ол модулі б-ша  $\omega$ -ның артуына байланысты  $\uparrow$ .

Бұл кезде  $n$   $-\infty$  тен ( $\omega = \omega_0$  болғанда) 1-ге дейін ( $\omega = \infty$  болғанда) өзгереді.

$n$ -нің  $\omega_0$  маңайындағы осындай «тәртібі» - е-дардың тербелісі кезінде кедергі күштер жоқ деп есептегеннің нәтижесі.



**СРС  $n = f(\nu)$  салу!**

Егер оларды ескерсек, онда  $n(\omega)$  графигі АВ сызықпен берілуші еді - ан. дисп. аймағы , ал графиктің басқа бөліктері н. д-ны сипаттайды ( $n$  шамасы  $\omega$ -ның артуымен артады)

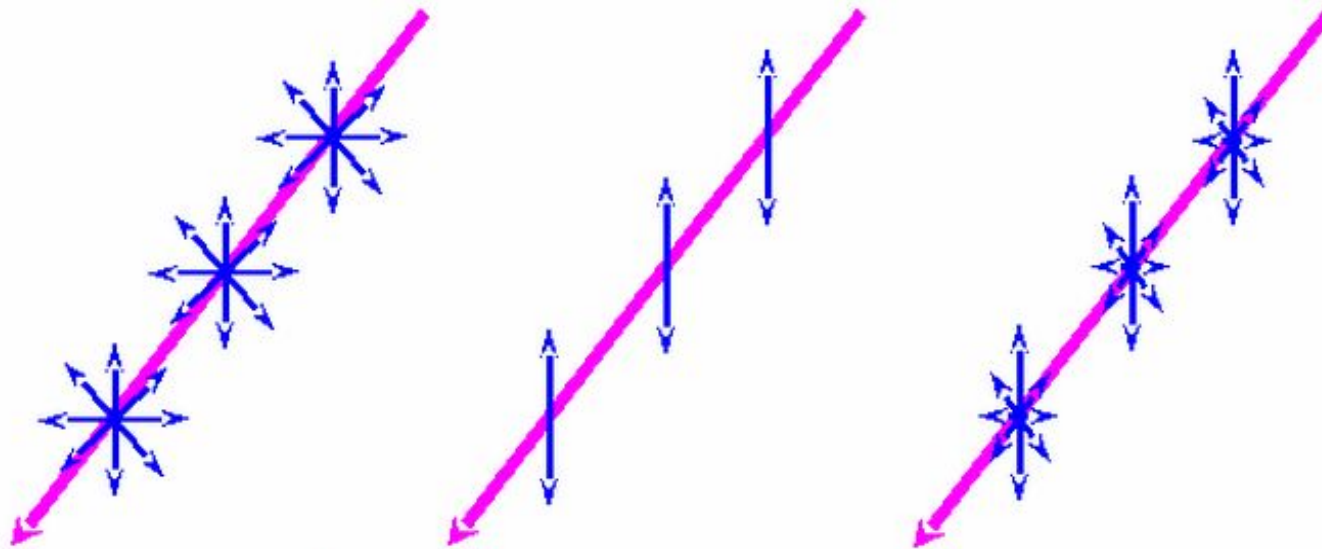
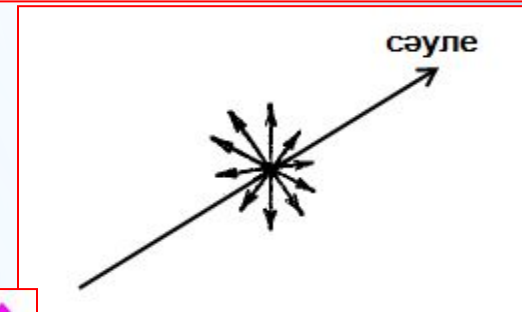
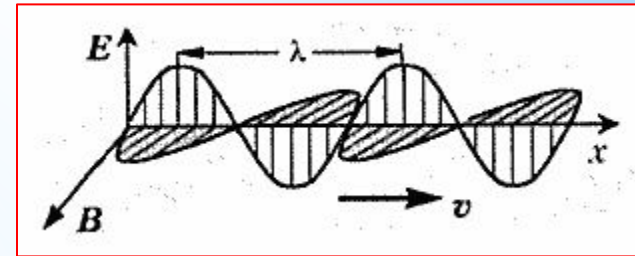
# Жарықтың поляризациясы

Табиғи және поляризацияланған (поляризацияланған) жарық.

- Табиғи (кәдімгі) жарықта, тербелістер әртүрлі бағытта жарық сәулесіне  $\perp$  болып, тербеледі.

Яғни, мұнда эл. және маг. өр-нің  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$  векторлары ж. толқ-ның терб. бағытына ( $\vec{v}$ )  $\perp$  болып тербеледі.

- **Тербеліс бағыты қандайда бір жолмен реттелген жарық поляризацияланған** ж. д/а.

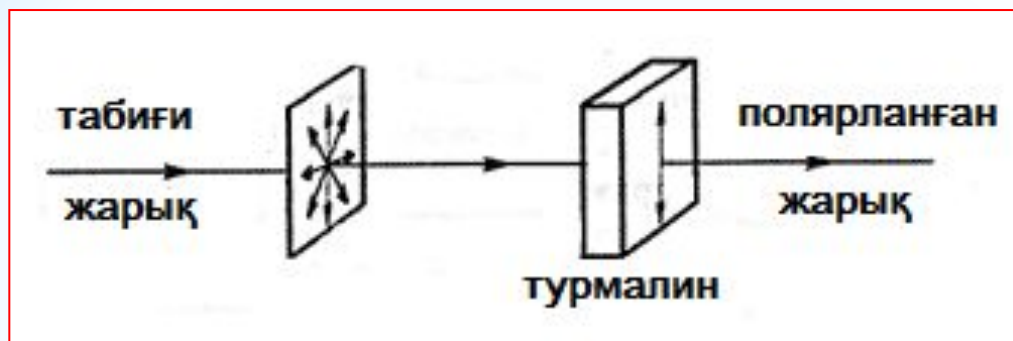


Табиғи жарық

Поляризацияланған ж.

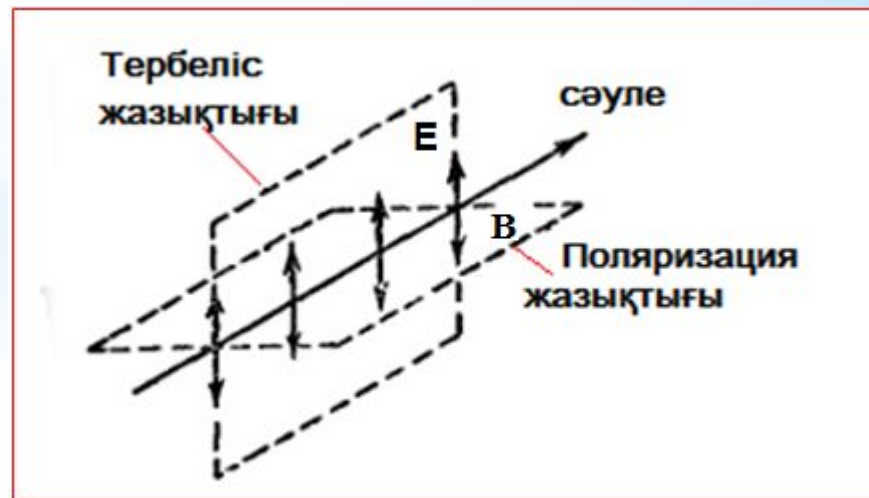
Жартылай поляризациялаған ж.

Мысалы, табиғи жарықты турмалин кристалы көмегімен полярлауға б-ды. Турмалин - симметрия өсі бар, мөлдір, жасыл түсті минерал.



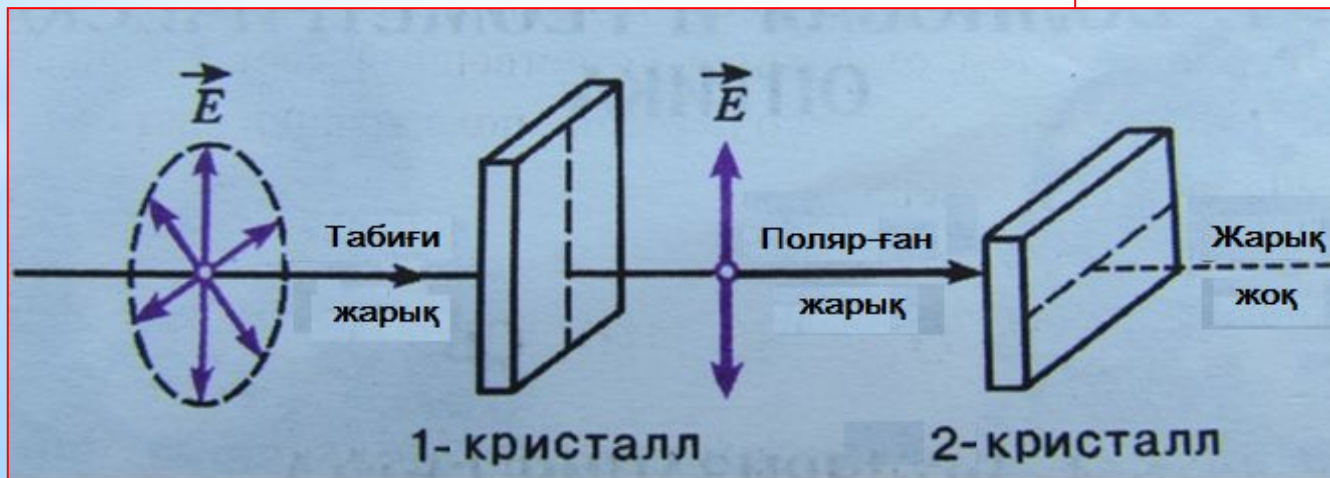
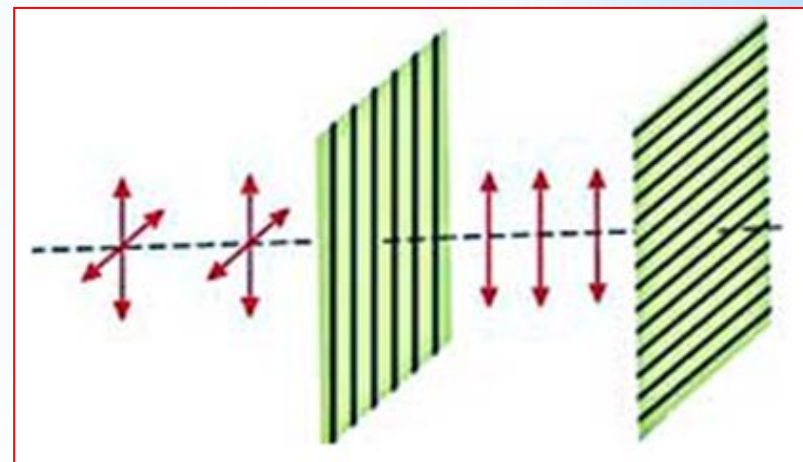
Турмалин кристалынан өткен жарық поляр-ланады. Бұл тәжірибеден жарық толқындары көлденең екендігі айқындалады. Егер  $\vec{E}$  век-ры (ж. век-ры) бір ғана жазықтықта терб-се, жарық жазық поляризованный ж. д/а.

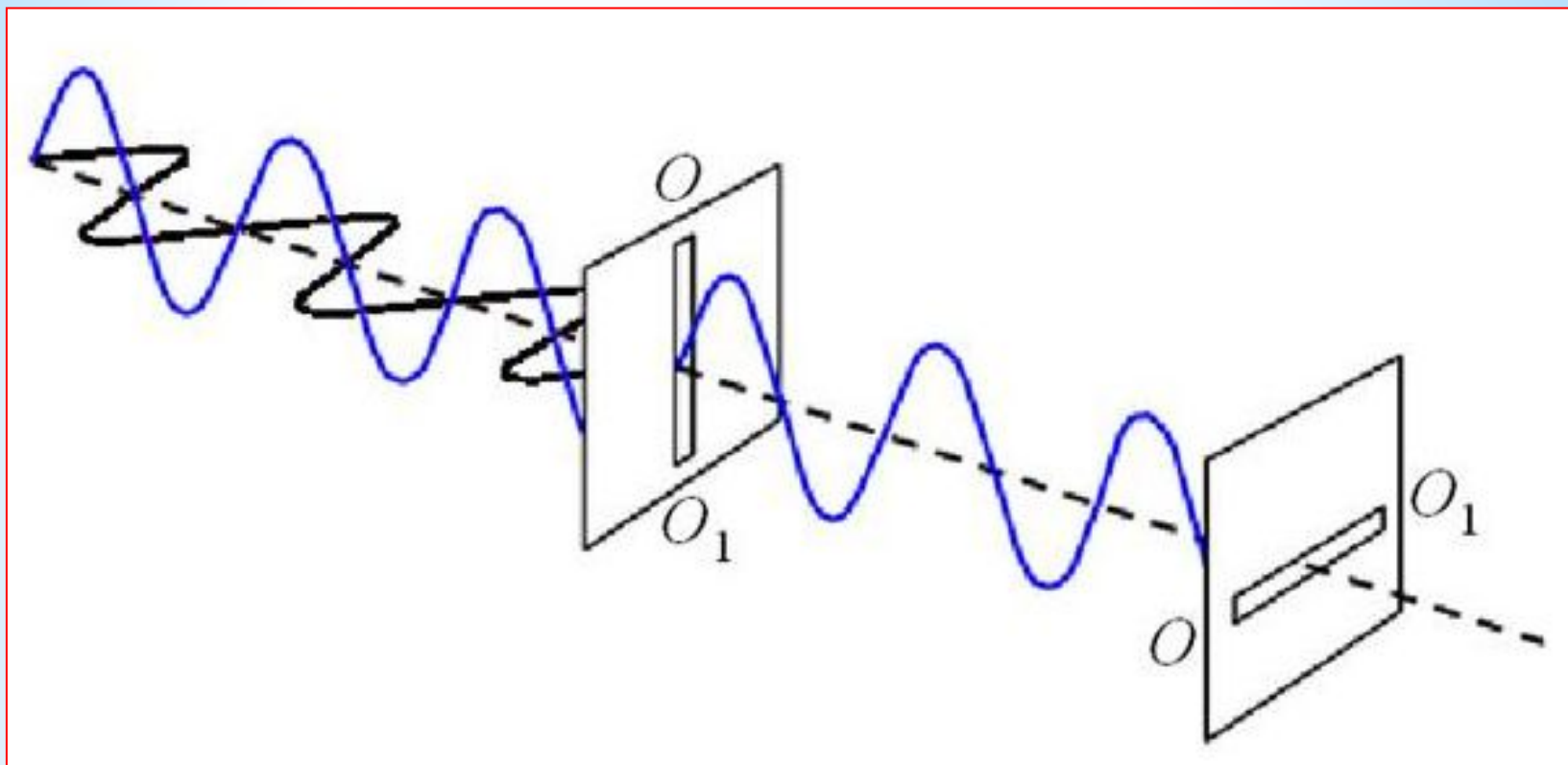
Ж. затпен әсерлескендегі барлық проц-де негізгі рольді  $\vec{E}$  век-ры атқарады. Сонд-тан оны жарық век-ры д/а. Тербеліс жазық-да  $\vec{E}$  век-ры, ал поляр-ция жазық-да  $\vec{B}$  век-ры тербеледі



1-кристалл-турмалиннен (*поляризатордан*) өткен жарық жолына 2- кристалл қояды. Оны *анализатор* д/а. Екі кристаллдың да өстері бағыттас болғанда, жарық екеуінен де өтеді, тек қана сәл әлсірейді (кристаллдардың жарықты біраз жұтуына байланысты).

Егер 2-кр-ды бұра бастасақ, яғни сим-рия өсін ығыстырсақ, онда ж. сәулесі бәсеңдей бастайды. Өстері  $\perp$  болғанда, ж. өтпейді.





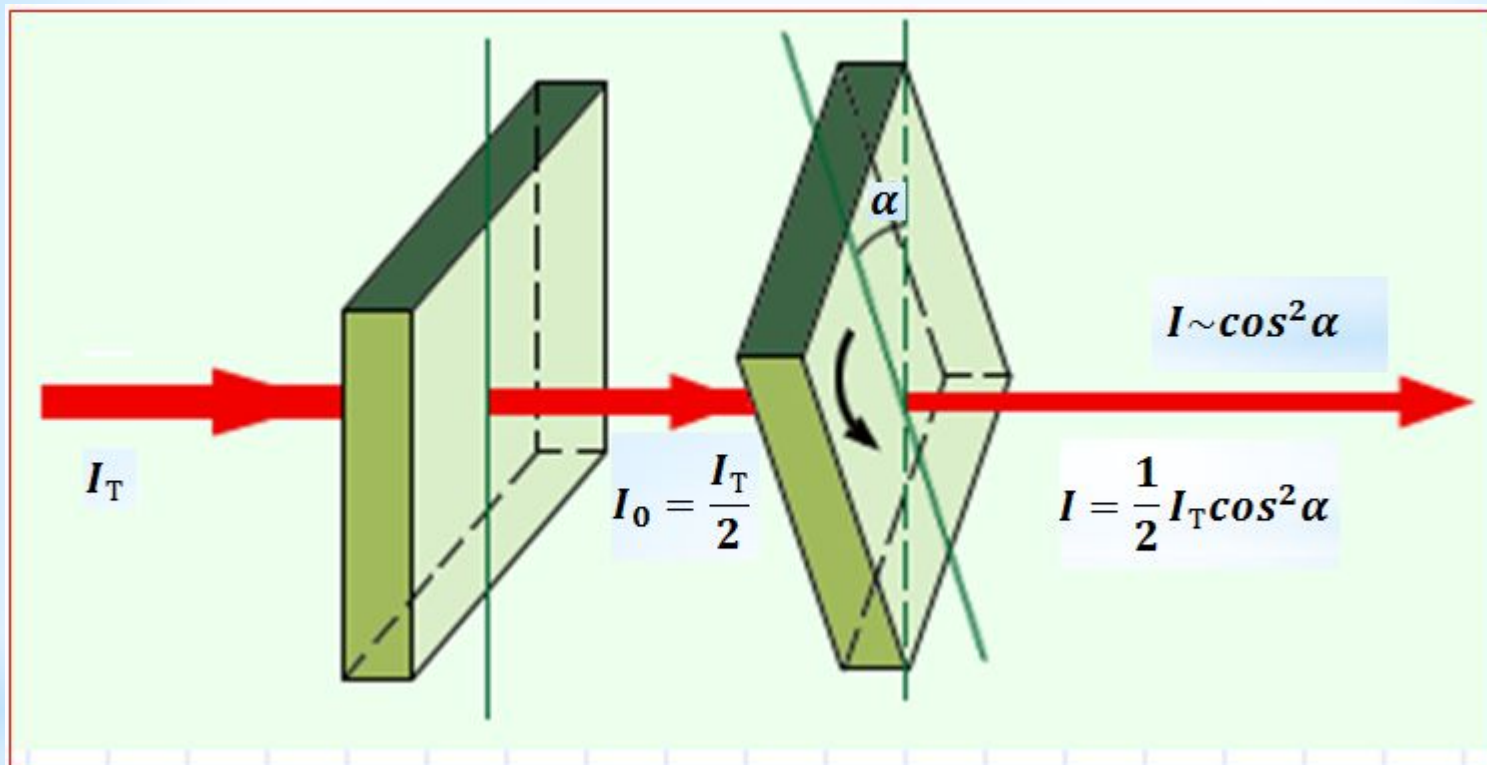
Табиғи жарықтың өстері  $O_1O$  болатын екі қиылысқан поляризатор арқылы өтуі

**Поляр-ған ж. қолданылуы:**

- жарықтануды екі поляроид көмегімен баяу реттеу**
- қарсы шыққан көліктің адам көзін шағылыстыру әсерін жою**
- фотоға түсіруде ақ дақтарды өшіру, т.б.**
- көзілдіріктегі дақтарды жою**

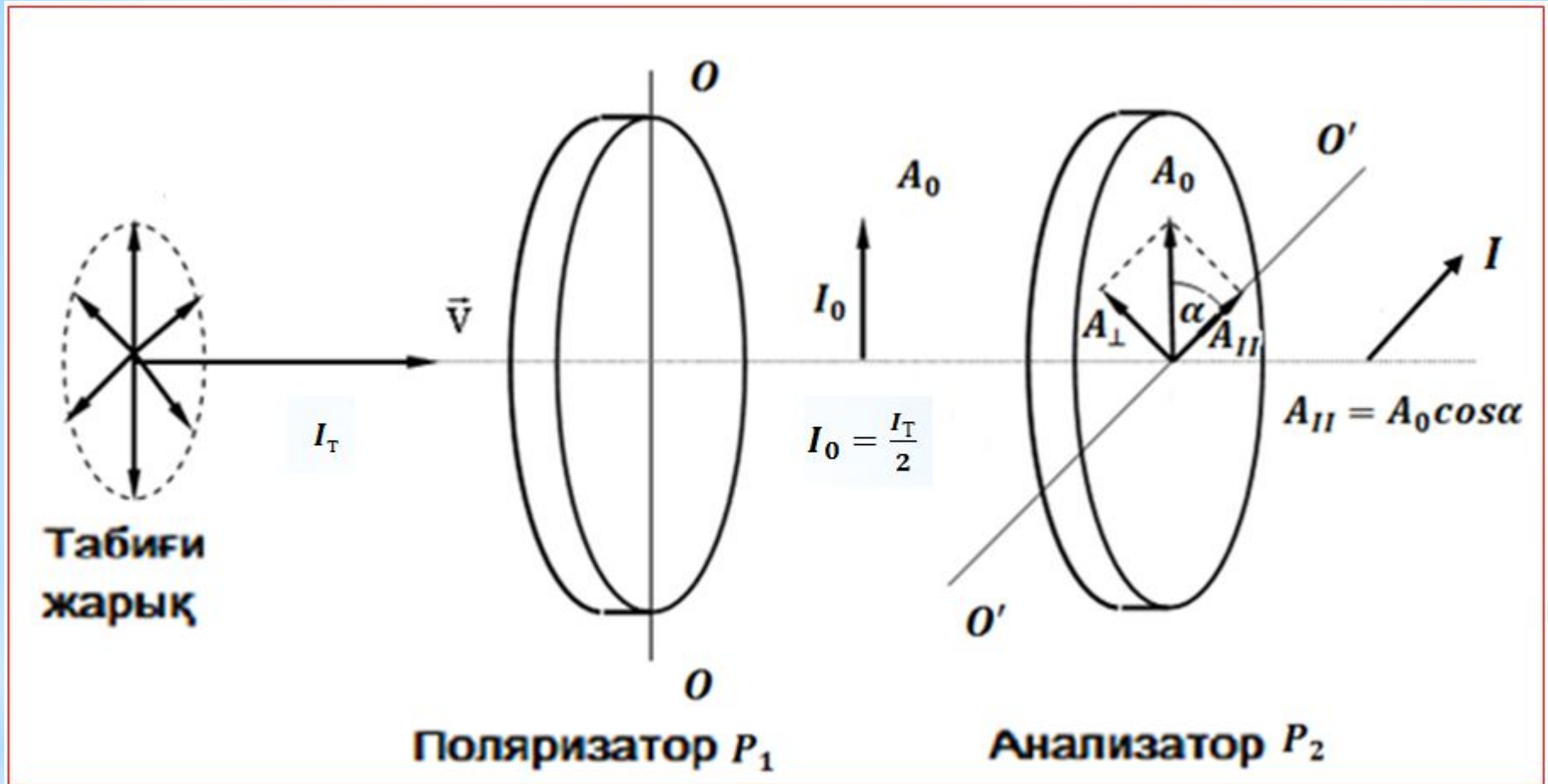
## Малюс заңы

1809 ж. фр. инж. Малюс ж-қты 2 бірдей турм. пластин-дан өткізген. Оларды бір-біріне қатысты  $\alpha$   $\angle$ - на бұруға болған.



Шыққан ж. қарқ-ғы  $\sim \cos^2 \alpha$  болған

## Малюс тәжірибесінің сұлбасы

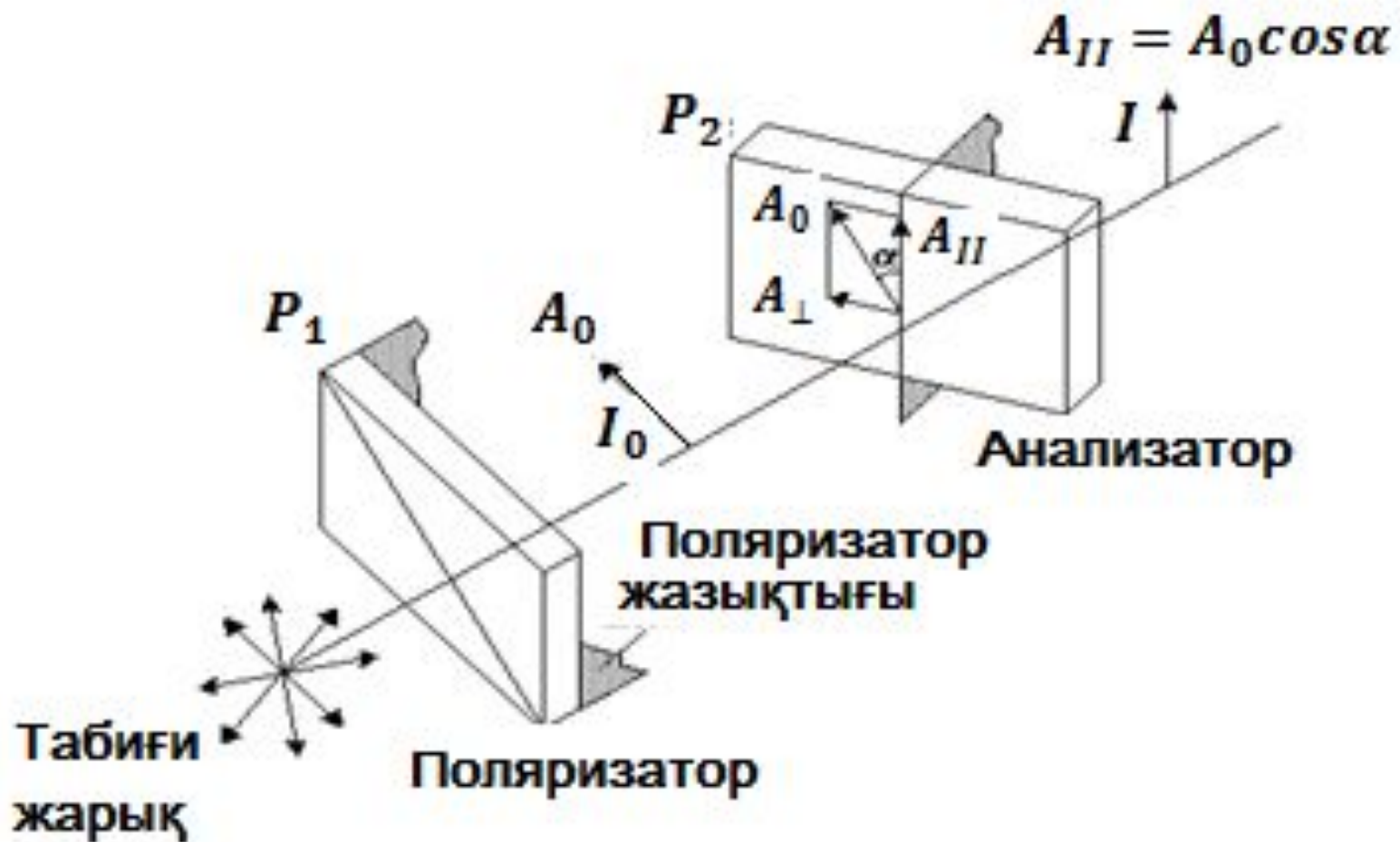


Табиғи ж.  $P_1$  пол-тордан өткен соң,  $A_0$  ампл-сы ж/е  $I_0$  қарқ-мен сыз-қты поляр-ланады.

$P_2$  2-поляр-дан (ан-тор) өткен соң, терб-с амл-сы  $A_{II} = A_0 \cos \alpha$  б-ды. ( $A_{\perp}$  толығымен жіберілмейді)



## Малюс тәжірибесінің сұлбасы



Малюс заңын  $\vec{E}$  векторын 2 құраушыға жіктеу ар-лы түсіндірейік.

$$\cos\alpha = \frac{A_{II}}{A_0} \Rightarrow A_{II} = A_0 \cos\alpha$$

$P_2$  ар-лы  $A_{\perp}$  құр-сы өтпейді,  
 $A_{II}$  – өтеді.

$I \sim A^2$  болғ-тан,

$$I \sim A_0^2 \cos^2\alpha .$$

Ал  $A_0^2 \sim I_0$  :

$$I = I_0 \cos^2\alpha$$

Осыдан Малюс заңын аламыз

$I$  – ан-тор ар-лы өткен сыз. поляр-ған ж. қарқ.

$I_0$  – ан-торға түскен сыз. поляр-ған ж. қарқ-ғы.

$\alpha$  –  $\vec{E}$  ж/е ан-тордың пол-ция жаз-ғы арасынд.  $\angle$

Табиғи жарықта  $\alpha$   $\angle$ -ының мәндері теңықтималды. Сондықтан,  $\cos^2\alpha$  -ның орташа мәні  $\langle \cos^2\alpha \rangle = 1/2$  болады.

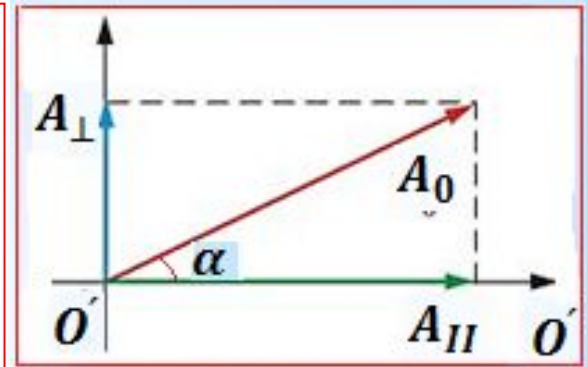
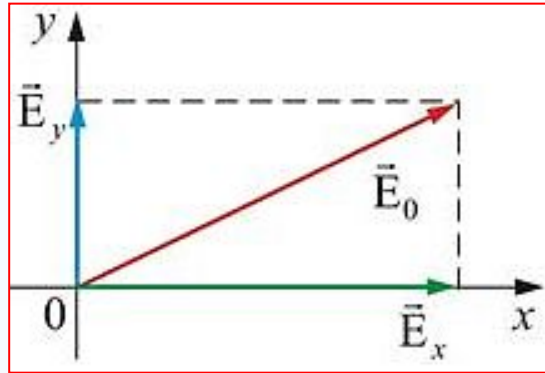
Сол себепті 1 пол-тор ар-лы өткен ж. қарқ-ғы 2 есе азаяды, яғни 1-ші пол-тор ар-лы өткен ж. қарқ-ғы:

$$I_0 = \frac{I_T}{2}$$

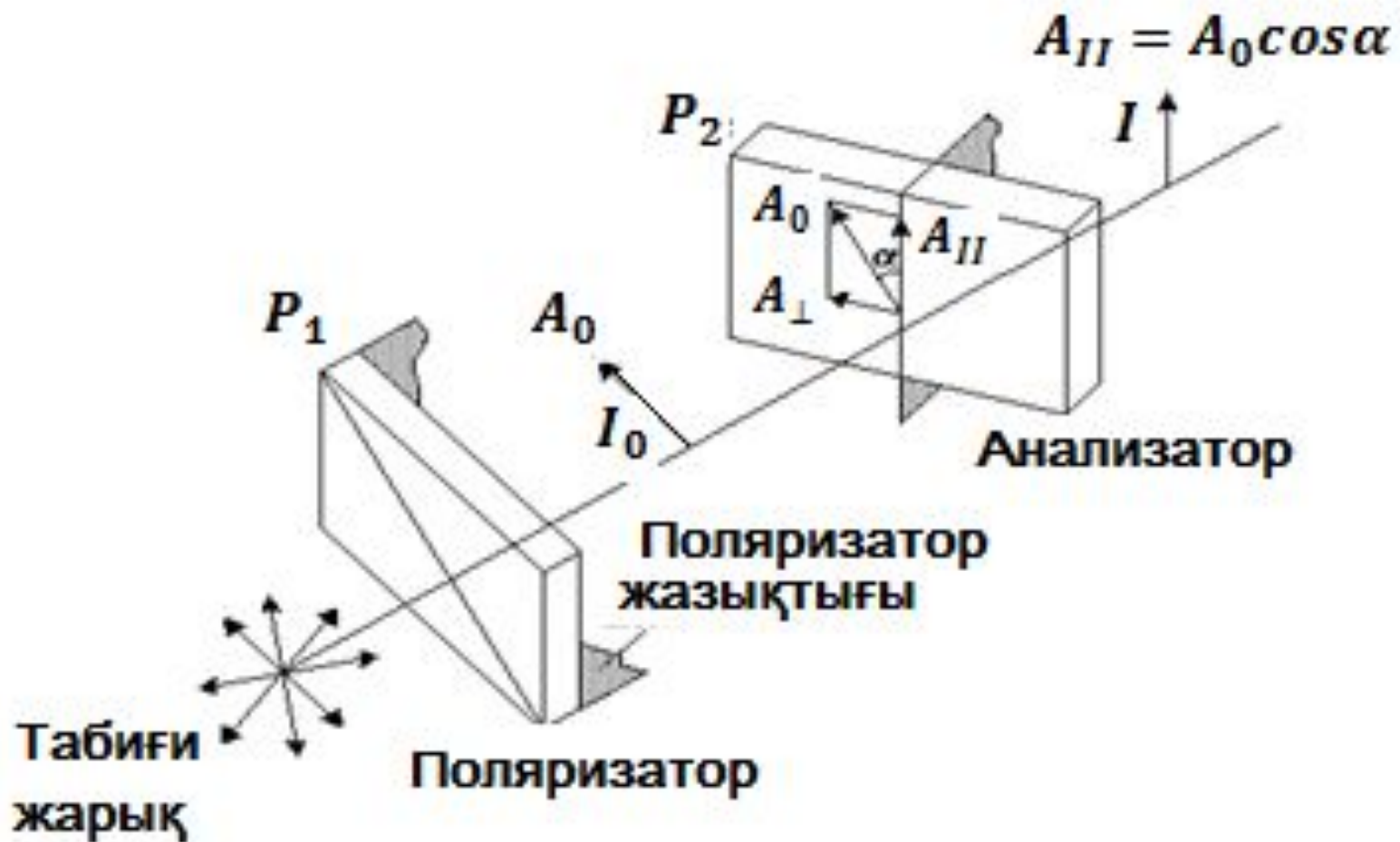
Онда Малюс з. б-ша 2-ші пол-дан өткен ж. қарқ-ғы

$$I = I_0 \cos^2\alpha = \frac{I_T}{2} \cos^2\alpha$$

$\alpha = 0$  болса,  $I = I_{max} = \frac{I_T}{2}$ ;  $\alpha = \pi/2$  болса,  $I = 0$  – айқасқан пол-торлар



## Малюс тәжірибесінің сұлбасы



## Ж-тың шағылуы кезіндегі поляризация. Брюстер заңы.

Табиғи ж. 2 диэл-триктің (шыны) шекар-нын шағылған кезде поляр-ды.

Егер  $\alpha \neq 0$  болса, шағ-ған ж/е сынған с-лер жартылай поляр-ды.

Шағ-ған с-де түсу жазық-на  $\perp$  жазық-та терб-с басым б-ды (сур: нүкте).

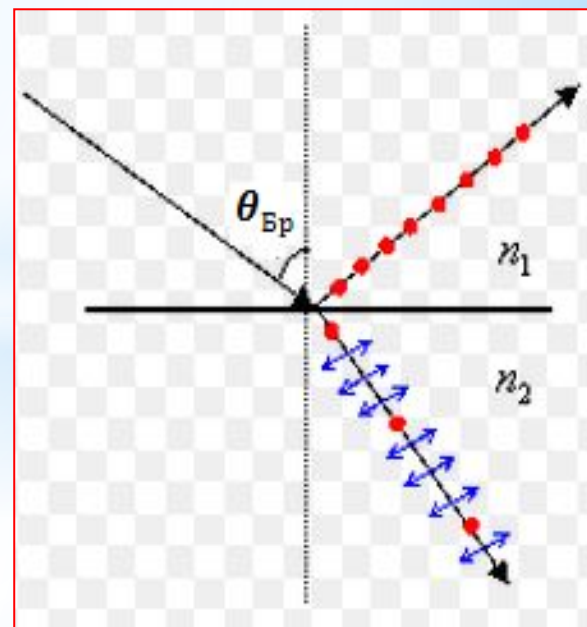
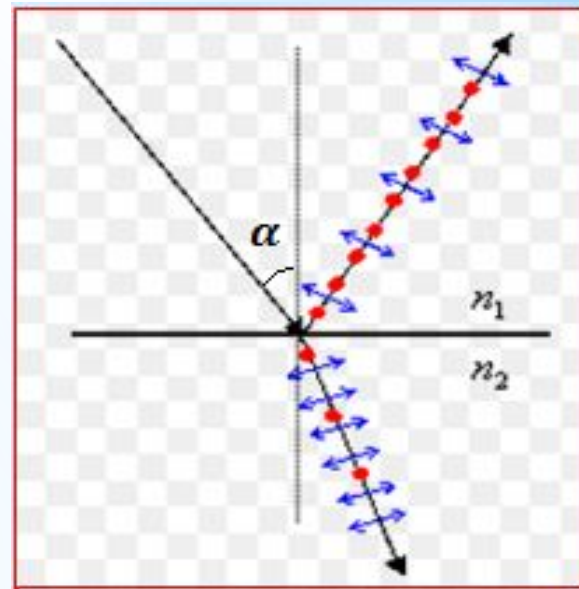
Сынған с-де түсу жазық-на  $\parallel$  жазық-та терб-с басым б-ды (сур: 2 жаққа бағ. стрелка).

Екеуінің поляр-ну дәрежесі  $\alpha$   $\angle$ -на  $\sim$ .

Мөлдір ортаның әрбір жұбында шағ-ған с. толық, ал сынған с. жартылай поляр-тындай  $\alpha$  түсу  $\angle$ -ы б-ды. Ол Бр.  $\angle$ -ы д/а.

$$\operatorname{tg} \theta_{\text{Б}} = n = n_2/n_1$$

$\theta_{\text{Б}}$   $\angle$ -пен түскенде шағ. с  $\perp$  сын. с б-ды.



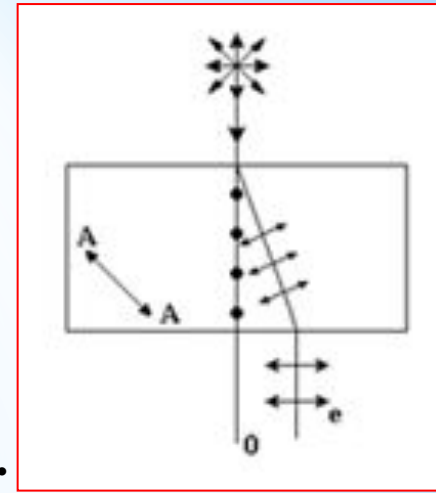
## Жарықтың қосарланып сынуы

Ж. кейбір анизотроп кристалдардан (исланд шпаты, турм, кварц) өткенде қосарл. сыну байқалады: жарық екі сәулеге бөлінеді.

- Біреуі жарықтың кәдімгі сыну з-мен сипат-ды (түскен, сынған сәуле және  $\perp$  бір жазық-та жатады)

Ол **кәдімгі сәуле** д/а (o).

2-**кәдімгі емес (ерекше)** сәуле д/а (e). Ол түсу жазық-да жатпайды ж/е сыну з-на бағын-байды:  $\perp$  түскенде ол сынады.



Қосарл. с-дың пайда б/у себебі: крист-дың оп. қасиет-рінің анизотропиясы. Анизотроп кристалдарда **оп-лық өс** д/ат-тын бағыт б-ды, оның бойымен 2 сәуле де (o,e) бөліктенбей, бір жылд-пен таралады.

Кәдімгі және кәдімгі емес сәулелер өзара  $\perp$  жазық-тарда сызықты полярланған б-ды:

- **o сәуле** кристалдың о/өсіне  $\perp$  жазық-та, ал

- **e сәуле** - о/өске  $\parallel$  жазық-та.

**o сәуле** барлық бағыт б-ша бірдей жылд-пен таралады, демек ол үшін  $n$  - тұрақты:  $n_o = const$ ,  $v_o = c/n_o = const$

**e сәуле** әр түрлі бағыт б-ша, сәуленің бағытына тәуелді б-тын әр түрлі жылд-пен таралады:  $n_e \neq const$ ,  $v_e = c/n_e \neq const$

## Жарықтың қосарланып сынуының қолданылуы:

Поляроид деп аталатын арнайы қондырғыда (призмада, мысалы Николь призмасында). Оның жұмысы: екі сәуленің біреуінің (о не е) екі ортаның шекарасынан толық шағылуына негізделген. Ал сол кезде, басқа  $n$  сыну көрсеткіші бар 2-сәуле осы шекарадан өтіп кетеді.

Қосарланып сындыратын кристалдардың **дихроизм** д/ат-тын қасиеті б-ды. (ж. толқынының эл. векторының бағдарына байланысты ж-тың әр түрлі жұтылуы).

Мысалы көрінетін жарық аймағында дихроизм қасиеті айқын білінетін кейбір осындай кристалдар бір жазық-та поляр-ған 80% жарықты өткізіп, ал оған  $\perp$  жазық-та поляр-ған, 1% ж. өткізеді.

Поляроидтар күннің көзге түскен сәулесінен, қарсы көлік жарығынан қорғану үшін қолд-ды.

и не подчиняется обычному закону преломления (при нормальном падении он испытывает двойное лучепреломление). Причиной двойного лучепреломления является анизотропия оптических свойств кристаллов. В кристаллах имеется направление (оно называется оптической осью), вдоль которого обыкновенная волна распространяется, не разделяясь, с одной и той же скоростью.

Обыкновенная волна линейно поляризована во взаимно перпендикулярных плоскостях: обыкновенная – в плоскости, перпендикулярной к оптической оси кристалла, необыкновенная – в плоскости, содержащей оптическую ось.

Обыкновенный луч распространяется по всем направлениям с одинаковой скоростью, и, следовательно, показатель

для него постоянен  $\left( n_o = \text{const}, V_o = \frac{C}{n_o} = \text{const} \right)$ .

Обыкновенные лучи распространяются по различным направлениям с разными скоростями, зависящими от

направления  $\left( n_e \neq \text{const}, V_e = \frac{C}{n_e} \neq \text{const} \right)$ .

Двойное лучепреломление используется в специальных приспособлениях, называемых поляризационными призмами. Поляризационные призмы (например, призма Николя, называемая просто николем) сконструированы так, что происходит полное отражение одного из лучей (обыкновенного или необыкновенного) от границы раздела, в то время как другой показатель преломления проходит через эту границу.

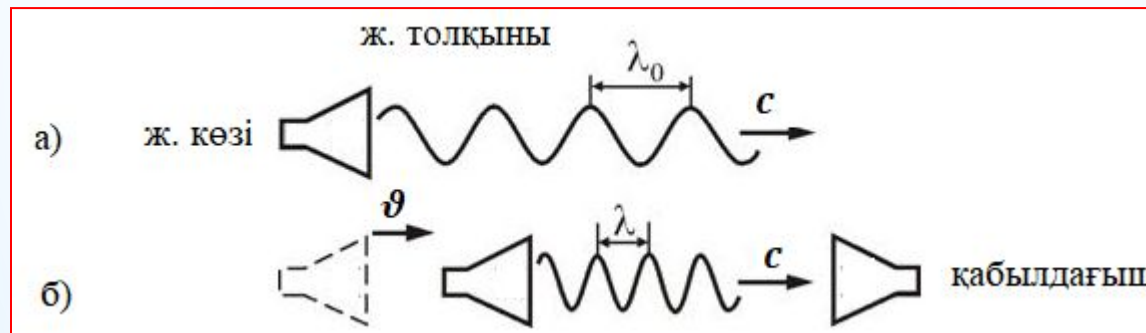
Некоторые кристаллы обладают свойством дихроизма, т.е. различного поглощения света в зависимости от ориентации электрического вектора световой волны. Такие кристаллы называются дихроичными. К их числу относятся используемые в настоящее время поляризаторы, представляющие собой тонкую целлулоидную пленку кристаллики герпатита (серноислого иод-хинина) – двойкопреломляющего вещества с очень сильным дихроизмом в области видимого света. Эти кристаллики пропускают почти 80 % света, поляризованного в одной плоскости, и менее 1 % света, поляризованного в перпендикулярной плоскости.

Поляризаторы используются для защиты от ослепляющего действия солнечных лучей и фар встречного автотранспорта.

# Жарық толқындары үшін Доплер эффектісі

Жарық көзінің (немесе қабылдағыштың) қозғалысы нәтижесінде қабылдағыш тіркейтін жарық жиілігінің  $\nu$  (сәйкесінше  $\lambda$ ) өзгеруін Доплер эффектісі д/а. (1842 ж. Австрия физигі)

Қабылдағышқа (Қ) қарай қозғ-ған ж. көзі серіппе сияқты ж. толқынын қысқандай б-ды.



Бұл эффект дыбыс толқ-ры (акустикалық эф.) ж/е эм толқ-ар (оптикалық эф.) таралған кезде байқ-ды.

Дыбыс толқ-рына қатысты мысал келтірейік: біз Қ болсақ, ал бізге жақындап келе жатқан поезд дыбыс толқынының көзі болсын.

Поездан шыққан сигнал, поезд бізге жақындағанда қаттырақ, ал бізден алыстағанда ақырын естіледі.

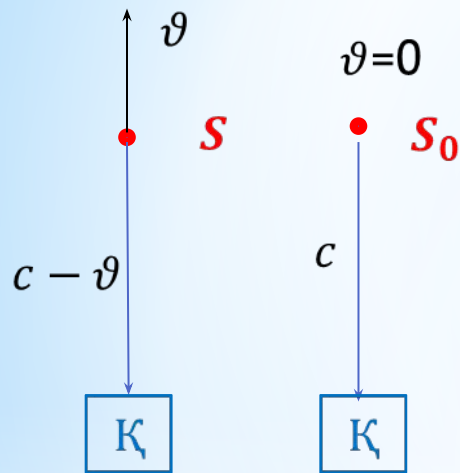
Қатты естілгенде - дыбыс толқ-ның жиілігі  $\nu$  жоғары б-ды ( $\lambda$  аз б-ды) [сур.а)]  
Ақырын естілгенде -керісінше.



## Д. эф-дегі ж. жиілігінің $\nu$ ж. көзінің $\vartheta$ жылд-на байл-ғы

Ж. толқ-нының 2 ж. көзінен таралуын қарас-қ:  $S$  ж. көзі  $Q$ -тан кері бағытта  $\vartheta$  жылд-пен қоз-сын, ал 2-сі - тыныштықта тұрсын.

Бірдей ж. көздерінен  $\nu_0$  жиіліктері бірдей ж. толқыны шығады және олардың  $c$  жылд-ры да бірдей болғ-тан,  $\lambda_0$  бірдей б-ды. Қозғ-тағы  $S$ -тен шыққан ж.  $Q$ -ға  $c - \vartheta$  жылд-пен келеді.  $\lambda_0$  толқын жеткен уақыт (период) ( $\vartheta = \frac{l}{t} \Rightarrow t = \frac{l}{\vartheta}$ ):



$$T = \frac{\lambda_0}{c - \vartheta}$$

Ал  $S_0$ -ден келгендегі уақыт:  $T_0 = \frac{\lambda_0}{c}$

Период терб. жиілігіне кері проп.:  $T_0 = \frac{1}{\nu_0}; T = \frac{1}{\nu} \Rightarrow \frac{1}{\nu_0} = \frac{\lambda_0}{c}; \frac{1}{\nu} = \frac{\lambda_0}{c - \vartheta}$

Жеке-жеке бөлсек:  $\frac{\nu}{\nu_0} = \frac{c - \vartheta}{c} \Rightarrow \nu = \nu_0 \left( \frac{c - \vartheta}{c} \right) = \nu_0 \left( 1 - \frac{\vartheta}{c} \right)$  (1)

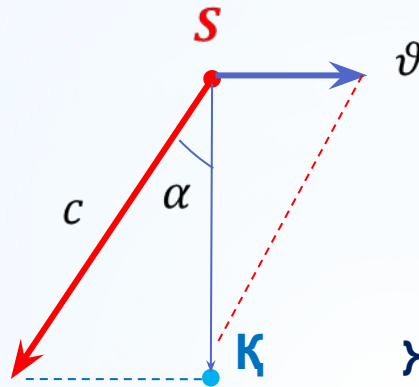
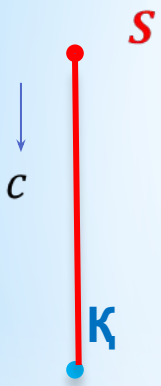
Егер  $S$  ж. көзі  $Q$ -ға қарай қозғалса + таңбасын аламыз:  $\nu = \nu_0 \left( 1 + \frac{\vartheta}{c} \right)$  (2)

Сонымен:  $S$  ж. толқ-ның көзі  $Q$ -ға (бізге) жақындағанда  $\nu \uparrow$  ((2)-ф-ла), ал алшақтағанда  $\nu \downarrow$  ((1)-ф-ла) көреміз. (поездбен мысалды қара!)

Енді  $S$  ж. көзі толқыны  $К$  қабыл-ғышқа  $\perp$  бағытты қозғ-сын.

Егер  $S$  ж. көзі тыныштықта тұрса, онда одан шыққан жарық толқыны  $К$  қабыл-ғышқа  $c$  жылд-пен жетеді.

Егер  $S$  ж. көзі  $К$  қабыл-ғышқа  $\perp$  бағытты  $\vartheta$  ж-пен қозғ-са, онда онымен ілескен ж. толқыны  $К$  қабыл-ғышқа жету үшін, оны тік бағытта емес, қайсыбір  $\alpha$   $\angle$ -пен бағыттау к/к ( $\sin\alpha = \vartheta/c$  болатындай).



Бұл жағдайда  $c$ -ның  $К$ -ға бағыт-ған құраушысы тең б-ды:

$$\sqrt{c^2 - \vartheta^2}$$

(Ал  $\vartheta$  -ның осы бағыттағы құрау-сы=0)

Жоғарыдағы айтылғандарға сәйкес (1)-ф-ланы жазайық.

Бірақ, мұнда  $c - \vartheta$  орнына  $\sqrt{c^2 - \vartheta^2}$  қоямыз:

$$v = v_0 \frac{\sqrt{c^2 - \vartheta^2}}{c} = v_0 \sqrt{\frac{c^2 - \vartheta^2}{c^2}} = v_0 \sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}$$

(1)-ф-ны  $\lambda$  ар-лы жазуға б-ды:  $\lambda = \lambda_0 \frac{c}{c - \vartheta}$

## Д. эф-нің қолдануы:

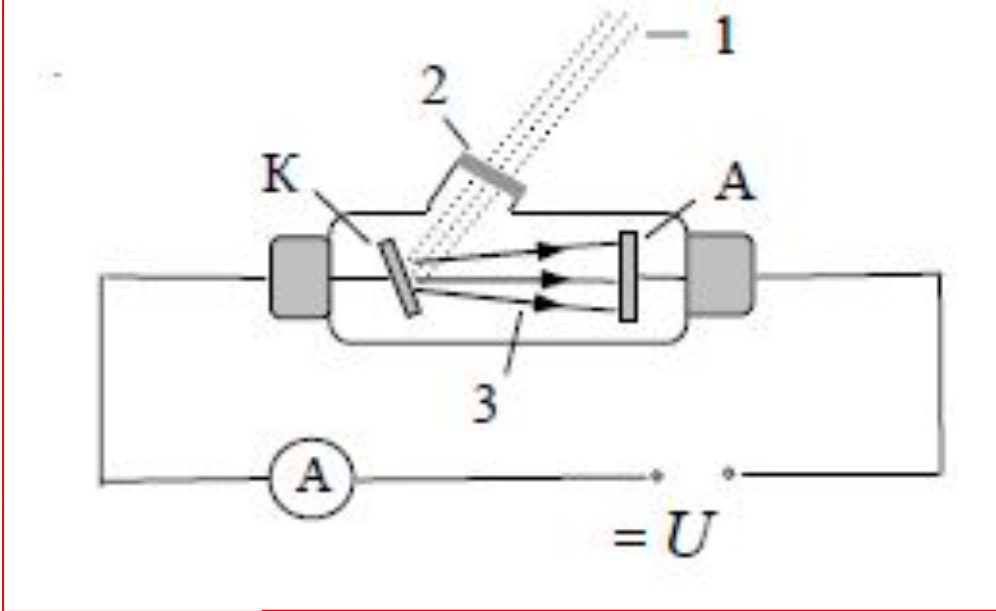
-астрофиз-да ж. жұтылуындағы спектрлік сызықтардың доплерлік ығысуына байл-сты жұлдыздардың Жерге қатысты жылд-н анықтауға б-ды,  
-ғарыштық қызыл ығысу : ғарыштағы денелердің сәулелену спектрлері аз жиіліктер жағына қарай ығысқаны анықталды (америкалық астр. Хаббл)

# ФОТОЭЛЕКТРЛІК ЭФФЕКТ

Ф/эф. - затқа түскен ж-тың әсерінен, сол заттан  $e$ -дардың шығарылу құб-сы. Герц (1887).

Тәжірибе сұлбасы:

Ж. кварц терезесі ар-лы ауасы сорылған ыдысқа түсіп, К-ты ж-тандырады. Катод зерт-летін зат материалынан тұрады.

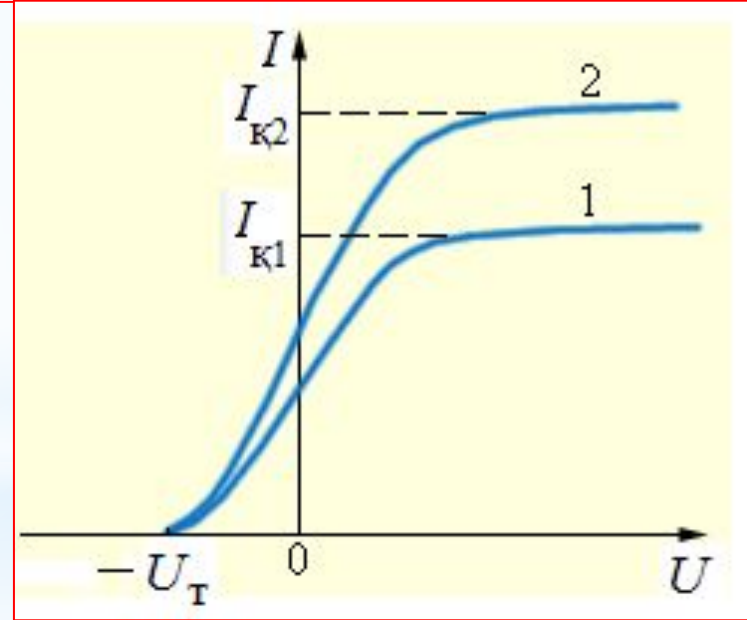


Ф/эф. нәтижесінде К-тан шыққан  $e$ -дар эл. өрісі ар-лы А-қа қарай жылжиды.  $\Rightarrow$  Тізбекте тоқ пайда б-ды (фототок д/а). Ол А-мен өлш-неді. А мен К арасын-ғы  $U$  потенц-мен өзгерт-ді.

Ж. ағынын өзгертпей  $I$  мен  $U \sim$  алған.

Сур: барлық  $e$ -дар А-қа жеткенде,  $I = I_K$  б-ды  $\Rightarrow I_K$  тоғы  $e$ -дар санымен анық-ды.

Тәж:  $I_K \sim$  ж. қарқ-на. А-та  $U < 0$  б-да, А мен К арасын-ғы эл. өрісі  $e$ -дарды тежейді.



Сонда, А-қа ,  $E_K$  эн-сы  $> eU$  б-тын  $e$ -дар ғана жетеді.

$U=0$  болса да ф/тоқ тоқтамайды  $\Rightarrow e$ -дар К-тан

$\vartheta \neq 0$  жылд-пен ұшып шығады.

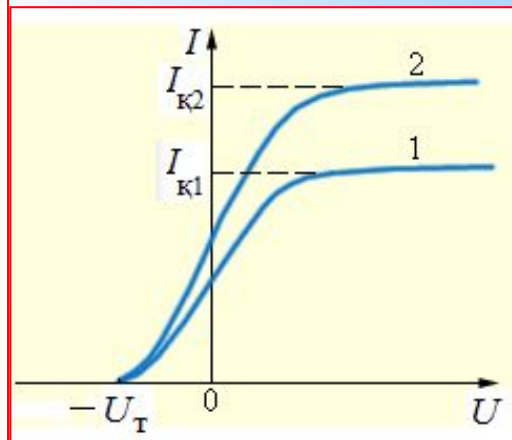
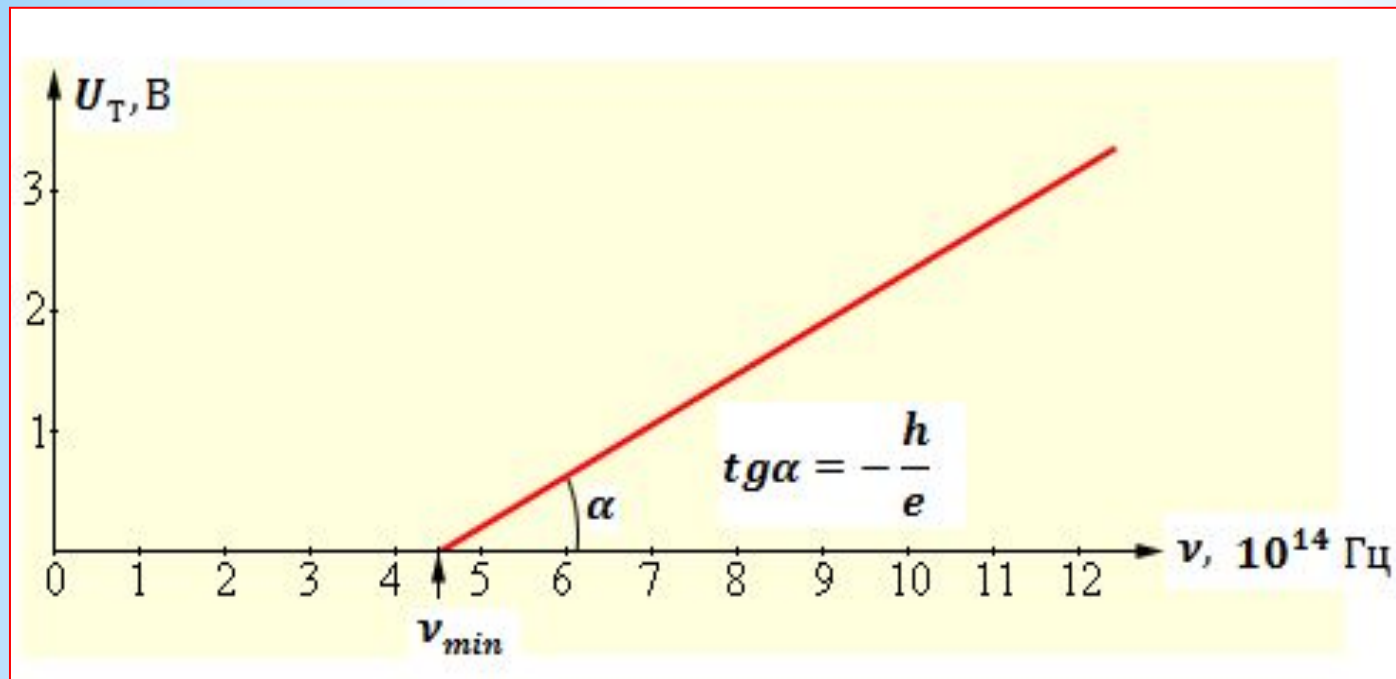
Ф/тоқ = 0 болу үшін,  $U_T$  кернеу түсіру керек. Осы кезде 1-де бір  $e$  теж. өрісті өтіп, А-қа жете алмайды ( $\vartheta_m$  болса да)

Егер А-тағы  $U < U_T$  болса, ф/тоқ тоқтайды.

$U_T$ -ны өлшеп, ф/ $e$ -дың  $E_{max}$  эн-сын ( $\vartheta_m$ ) өлшеуге б-ды:

$$\left( \frac{m\vartheta^2}{2} \right)_{max} = eU_T$$

$U_T$  ж. қарқын-на тәуелсіз!



Фотоэффект заңдылықтары (Столетов):

**$-E_{Kmax} \sim \nu$  сызықты, және қарқ-қа тәуелсіз**

**$\nu$ -дің артумен  $I \uparrow$ , ал төменгі  $\nu$  аймағында  $\nu < \nu_{min}$  - ф/эф. жүрмейді.  $\nu_{min} = \nu_K$  - ф/эф-тің қызыл шекарасы д/а. Әрбір заттың  $\nu_K$  б-ды**

**$\nu > \nu_K$  аймағында ж. қарқындығының артуымен  $I \uparrow \Rightarrow \nu_1$  с-та жарық көмегімен**

**ұшып шыққан ф/эл-рондардың саны ж. қарқ-на тура проп-л**

**-шығарылған зарядтар -  $e$ -дар.**

**-шығарылған зарядтар -  $e$ -дар.**

**К-қа түскен ж. спектрінің құрамы өзгермегенде:**

**$I_K \sim \Phi$  - Столетов з.**

**$\Phi$  - ж. ағыны.**

Ф. эф. заң-ры ж-тың затпен әсерлесуі жайлы кл. физ-ның көзқар-на қайшы келеді:

-Толқ. теор. б-ша, ж. толқ-мен әсер-кен  $e$  эн-сын біртіндеп жинау к/к, оған біраз уақыт қажет (мин, сағ).

Алайда, тәж-ден: ф/ $e$ -дар К-ды жарықтанд-нан кейін лезде пайда б-ды.

-Ф.эф-тің қызыл шекарасының болуы түсініксіз болған

-Толқ-қ теория,  $e$ -дардың  $E_K$  эн-сының ж. қарқ-на тәуелсіз б-уын,

$E_{Kmax} \sim \nu$  тәуелд-гін түсіндіре алмады.

Мұны 1905 ж. Эйнштейн, Планк кванттық көзқараспен түсіндірген:

Ж. белгілі бір порция түрінде шығарылып, жұтылады. Әрбір порцияның эн-сы  $E = h\nu$ ,  $h$  –Планк тұр.

Эйншт: Ж.құрамы үзікті, дискретті б-ды. ЭМ толқын жеке порц-рдан - кванттардан тұрады, кейін оларды фотондар д/а.

Затпен әрекет-кенде ф. өз эн-сын толығымен  $e$ -ға береді. Бұл эн-я  $e$ -ды металдан шығару жұмысына кетеді ж/е оған  $E_K$  беруге жұмсал:

$$h\nu = eU_T = \frac{m v_m^2}{2} + A$$

(1)-Эйнштейн ф-сы

Бұл ф-ла ар-лы ф. эф-тің барлық заңд-рын түсінд-ге б-ды.

$$h\nu = eU_T = \frac{m\vartheta_m^2}{2} + A \quad (1)$$

(1) ф-ла неліктен  $I \sim \nu$  ж. қарқ-на ж/е  $\nu$  жиілікке екенін түсіндіреді. Егер  $A \geq h\nu$  болса, фототоқ пайда б-майды. Оған сәйкес келетін жиілік  $\nu_K$ , не толқ. ұз-ғы  $\lambda_K$  б-ды. Сол кезде  $\vartheta_{max} = 0$ . Бұдан қ. шекара жиілігін табуға б-ды

$$\nu_K = \frac{A}{h}$$

Ф. эф-ті зерттеу үшін УК сәулелерді қолд-ды, ол үшін кварц фильтрін алады.

(1)-тең-ден ж/е  $U_T \sim \nu$  графигінен

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{U_T}{\nu} = \left| \frac{h\nu - A}{h\nu} \right| = \frac{h\nu - A}{h\nu}$$

Бұдан  $h$  Планк тұрақ-сын экспериментпен табуға б-ды (Милликен, 1914).

Сондай-ақ, шығу жұмысын табуға б-ды:

$$A = h\nu_K = \frac{hc}{\lambda_K}$$

Көптеген метал үшін  $A$  бірнеше эВ б-ды.  $1\text{эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Дж.

Металдар арасынан ең аз шығу жұмысы бары - сілтілік металдар.

Мысалы, натрий үшін  $A = 1,9$  эВ. Бұл ф. эффектінің  $\lambda_K = 680$  нм қызыл шекарасына сәйкес келеді. Сол себепті, сілтілі металды фотоэлементтерде катод құру үшін қолд-ды (көрінетін ж-ты тіркеу үшін).

Боте тәжірибесі (СРС) Эйнштейннің, жарық - дискретті бөлшектер ағыны деген гипотезасын дәлелдеген



# Жарықтың жұтылуы (абсорбция)

Ж-тың эм теориясы денелердің оп. ж/е электрлік қасиетін байл-ды. Атап айтқанда, ж-тың жұтылу құбылысында, неліктен диэл-риктер мөлдір болатыны, ал металдар керісінше, ж. үшін мөлдір б-майтыны түсінікті б-ды.

Диэлектриктердің мөлдір болатындығы, оларда еркін  $e^-$  дардың жоқ болатынымен түсіндіріледі.

Диэл. арқылы ж.толқыны өткенде, оның атомындағы  $e^-$  дардың тербелісін ғана қоздырады.

Мұнда жарық энергиясы әлсіремейді.

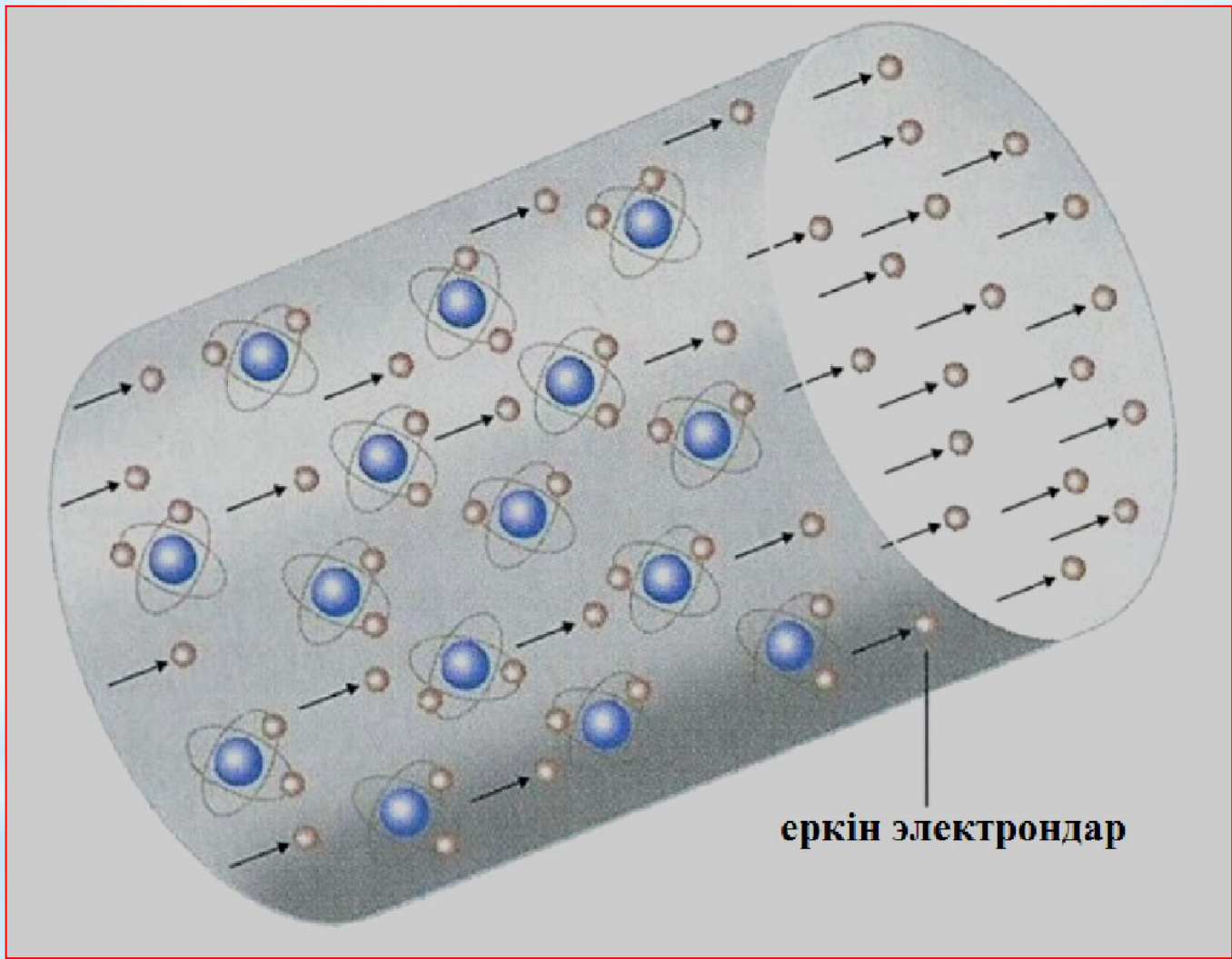
Диэл-термен салыстырғанда, өткізгіштер мөлдір б-майды, және өте күшті жұту қабілеті б-ды (спектрдің барлық бөліктерінде).

Өткізгіштерде ішкі атомдық (байланысқан)  $e^-$  дардан басқа, еркін  $e^-$  дар да б-ды.

Ж. толқ-ның эл. өрісі еркін  $e^-$  дардың қозғалысына себеп б-ды.

Осылайша  $e^-$  дардың қозғалысына кеткен ж. эн-сының бір бөлігі жылуға айналады, яғни жұтылады.

Өтімділігі неғұрлым жоғары болса, соғұрлым ж-ты көп жұтады.



еркін електрондар

Сонымен, жарық орта арқылы өткенде оның энергиясы (қарқ-лығы) біртіндеп әлсірейді.

Демек, ж толқынының эн-сы заттың ішкі энергиясына өтеді.

Ж-тың жұтылуы *Бугер-Ламберт* заңымен анықталады:

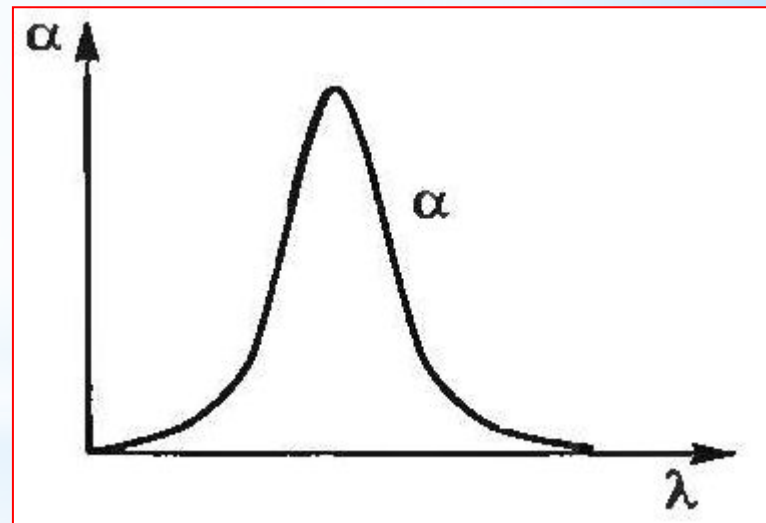
$$I = I_0 e^{-\alpha x}$$

$x$  — жарық өткен зат қабатының қалыңдығы,  $I_0$  — затқа түскен ж. қарқ-ғы,  $I$  — заттан өткен ж. қарқ-ғы,  $\alpha$  — ортаның ж-ты жұту көрсеткіші, ол ортаның қасиетіне және ж-тың толқ. ұз-на байл-сты.

$\alpha$ -ның  $\lambda$ -ға байл-ғы жұтатын денелердің боялуына тәуелді б-ды.

Мысалы, қызыл сәулені нашар, көк с-ні жақсы жұтатын шыныға ақ ж. түскенде қызғылт болып көрінеді.

Егер осы шыныға көк жарық түссе, онда осы  $\lambda$ -ға тең ж-ты күшті жұту салдарынан, шыны қара болып көрінеді.



$\alpha \sim \lambda$  байл-сын ж. сүзгілерін (светофильтр) жасау үшін пайд-ды. Олар тек белгілі бір  $\lambda$ -сы бар ж-ты өткізіп, басқаларын жұтады.

Егер  $x = \frac{1}{\alpha}$  болса, онда

$$I = I_0 e^{-\alpha x} = I_0 e^{-\alpha \frac{1}{\alpha}} = \frac{I_0}{e} = \frac{I_0}{2,72}$$

Бұдан тұжырымдайтынымыз:

$x$  қалыңдығы  $\alpha$  жұтылу коэффициентінің кері шамасына тең зат қабатынан өткенде жарық интенсивтігі 2,72 есе кемиді.

Олай болса, жұтылу коэффициенті дегеніміз жарық интенсивтігін 2,72 есе азайтатын зат қабатының қалыңдығының кері шамасы екен.

### Есеп.

Қандайда бір затпен жарық  $l$  жолды өткенде, қарқ-лық 2 есе кемиді.  
 $3l$  жолды өткенде, қарқ-лық неше есе азаяды?

Шешуі:

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

$$l: \quad \frac{I_0}{I} = 2 \Rightarrow I_0 = 2I \rightarrow (1): I = 2I e^{-\alpha l} \Rightarrow e^{-\alpha l} = \frac{1}{2} \Rightarrow \frac{1}{e^{\alpha l}} = \frac{1}{2}$$

$$e^{\alpha l} = 2 \Rightarrow \ln e^{\alpha l} = \ln 2 \Rightarrow$$

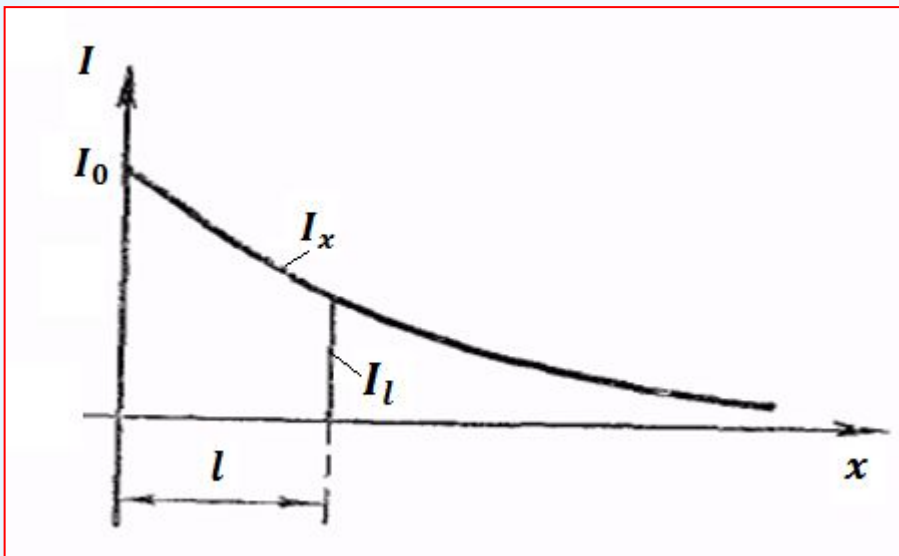
$$\alpha = \frac{\ln 2}{l} \quad (2)$$

$$3l: \quad \frac{I_0}{I} = n-? \Rightarrow I_0 = nI \rightarrow (1): \quad I = nI e^{-\alpha 3l} \Rightarrow$$

$$1 = n e^{-\alpha 3l} = (2) = n e^{-\frac{\ln 2}{l} 3l} = n e^{-3 \ln 2} = n e^{-\ln 8}$$

$$n = e^{\ln 8} = 8 \quad \text{Жауабы: 8 есе азаяды}$$

Жарық қарқындылығының жарық өтетін орта қабатының қалыңдығына тәуелді өзгеру графигі (экспоненциалдық қисық сызық ).



Зат (ерітінді) қабатының қалыңдығы  $d$ , концентрациясы  $C$ , жұтылу коэффициенті (экстинкциясы)  $\alpha$  болған жағдайда қарқындылықтың өзгерісі.

Бояушы заттар ерітіндісінде монохромат жарықтың жұтылуын зерттей отырып А. Бероның Бугер заңына бағынатынын көрсетті, мұнда жұтылу көрсеткіші  $\alpha$  ерітіндідегі заттар концентрациясына тура пропорционал (Бер заңы):

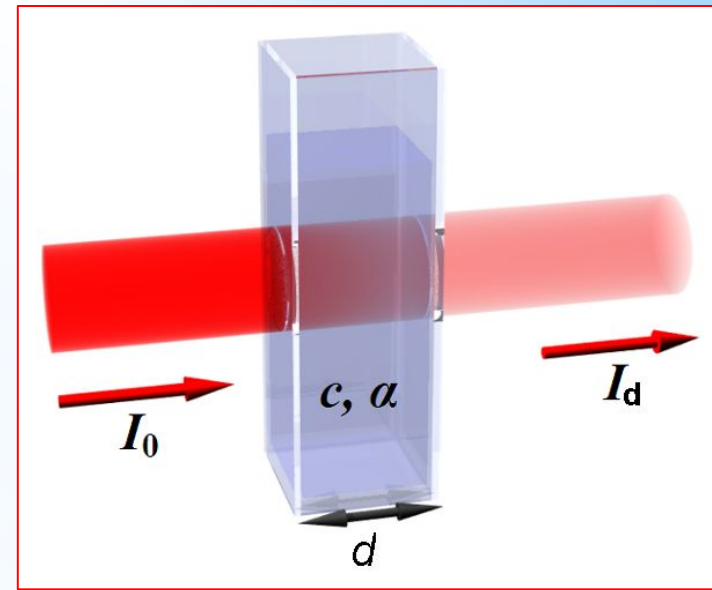
$$\alpha = \delta C$$

$\delta$  — бірлік концентрациядағы ерітінді үшін жұту көрсеткіші. Айтылғандарды ескеріп, Бугер-Ламберт-Бер заңының формуласын былай жазады:

$$I = I_0 e^{-\delta C x}$$

$\frac{I}{I_0} = \tau$  — қатынасын өткізу коэф. немесе ерітіндінің мөлдірлігі  $d/a$ .

$D = \lg\left(\frac{I}{I_0}\right) = \lg(\tau)$  - шамасы оптикалық тығыздық  $d/a$ .



## **Жылулық сәуле шығару заңдары (презентац: сәулеленудің кванттық табиғаты)**

**Жылулық сәуле шығару. Заттың сәуле шығару және жұту қабілеттері мен олардың қатынастары.**

**Абсолют қара дененің моделі.**

**Стефан-Больцман заңы, Вин ығысу формуласы.**

**Рэлей-Джинс формуласы. Сәуле шығарудың классикалық теориясының шектелуі. Планк формуласы**