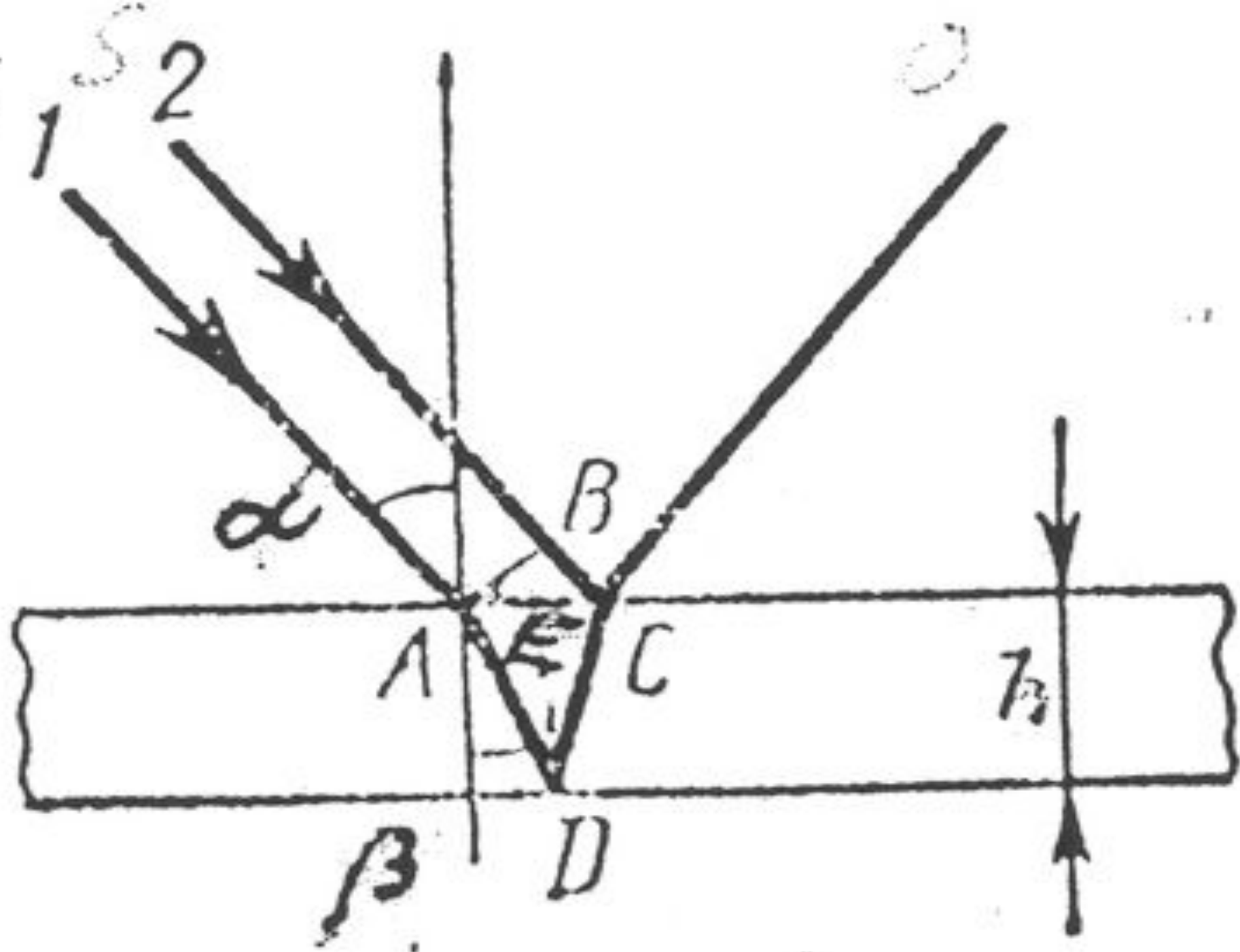


**Лекция 4. Жұқа қабыршақ (ұлпалардағы) интерференция. Бірдей қалыңдықтағы жолақтар. Интерференция құбылысының өндірісте қолдануы.**

**Жұқа қабыршақта интерференция сабын көпіршіктерінде, су бетіне жайылған мұнай пленкаларында Күн сәулесімен жарықтандырғанда байқауға болады. Осы құбылысты қарастыру интерферометрлерде, интерференциялық сүзгілерде және басқа оптикалық құрылғыларда өтетін күрделі процестерді түсінуге қажет.**



Жазық беттері параллель, қалыңдығы  $h$  мөлдір пластинаға  $\lambda$  монохромат жарық түседі. Бұл жарық пластинка бетінен жарым-жартылай шағылады, жарым-жартылай оның ішіне енеді де екінші бетінен тағы шағылады. Нәтижесінде жүріс айырымы бар екі когерентті толқын пайда болады. Толқынның бір бөлігі  $S_1 ADC$  жолымен, екінші бөлігі-  $S_2 BCO$  жолымен кетеді.

Осы толқындардың СО бағытында қабылдаған фазалар айырымына байланысты бұлар әртүрлі интерференциялық нәтиже береді. Сәулелердің жол айырымын есептейік.

Жарық көзінің шығатын  $S_1A$  және  $S_2C$  сәулелерін параллель десе де болады, өйткені жұқа пленка үшін АС мөлшері көзге дейінгі қашықтыққа салыстырғанда өте кіші.

Сонда жол айырымы  
 $\Delta = (ADC) - (BC) = n * 2AD - n' * BC$   
мұндағы  $(ADC)$  және  $(BC)$ -  
оптикалық жол ұзындықтары;  
 $n$  - пластинканың және  $n'$  -  
қоршаған ортаның сыну  
көрсеткіштері.



Суреттен

$$AD = \frac{h}{\cos \beta}; BC = AC \sin \alpha = 2AE \sin \alpha = 2h \operatorname{tg} \beta \sin \alpha$$

мұндағы  $h = ED$  — пластинка қалыңдығы;

$\alpha$  — түсу бұрышы. Осыдан жол айырымы

$$\Delta = \frac{2nh}{\cos \beta} - 2n' h \operatorname{tg} \beta \sin \alpha$$

$n' \sin \alpha = n \sin \beta$  — сыну заңын қолданамыз, сонда

$$\Delta = \frac{2nh}{\cos \beta} (1 - \sin^2 \beta) = 2nh \cos \beta \quad (1)$$

Жүріс айырымын есептеген кезде тағы да ескеретін нәрсе, ол шағылу кезінде фазаның  $\pi$  -ге өзгеру мүмкін екендігі (жарты толқынның жоғалуы). Қарастырылып отырған жағдайда үстіңгі шекарадан шағылғанда электр векторы фазасын өзгертеді, ал төменгі шекарадан шағылғанда магниттік вектор фазасын өзгертеді. Егерде шыны пластиналар арасында ауа қабаты болса, онда көрініс керісінше болар еді, яғни кез-келген жағдайда векторлардың біреуі қосымша  $\pi$ -ге фазалар айырымын қабылдайды.

Сондықтан жалпы жағдайда (1) формуланы мына түрде жазуға  $\Delta = 2nh \cos \beta + \frac{\lambda}{2}$  болады (2)

(2)-ге сәйкес интерференциялық көрініс (1) формула бойынша есептеумен салыстырғанда жарты жолаққа ығысқан болады. (2) формулаға  $\frac{\lambda}{2}$  - ің қосылуы жұқа пластинканың әрекеті жайындағы пайымдауларға принциптік ештеңе енгізбейді. Сондықтан біз көбінесе қосымша мүшені жазбай, (1) формуланы пайдаланатын боламыз. Бірақта максимумдар мен минимумдар орындарын анықтаған кезде әрқашан шағылу жағдайына байланысты қосымша фазалар айырымының пайда болу мүмкіндігін ескеру керек болады.



Жұқа пластинкадан шағылғанда  
интерференциялық көрініс мына  
шарт орындалғанда

$$2nh \cos \beta = m \lambda / 2 \quad (3)$$

пайда болады, мұндағы  $m$  - бүтін  
сан, және жұп мәндері  
максимумдарға, тақ мәндері  
минимумдарға сәйкес келеді.

Пластинка ақ жарықпен жарықтандырылғанда  $n$ ,  $h$  және  $\beta$ -ға байланысты **шағылған жарықтың түсі (боялуы) әртүрлі болады.**  $S_1A$  және  $S_2C$  сәулелері арасындағы **бұрыш кішкене болатындықтан,** яғни **интерференция апертурасы кіші болатындықтан,** жұқа пленкалардағы интерференцияны бақылағанда аумақты жарық көзін пайдалана беруге болады.

Қарастырған мысалда біз екі сәуле интерференциясын қарастырдық, ал шындығында **әрбір беттен көп қайтара шағылу болады.** Дағдылы жағдайларда (сұйықтық пленкасы, шыны пластинка) осы **қайтара шағылулар жарықты аз береді де бұларды ескермеуге болады.** Бірақта **кейбір арнайы жағдайларда кейінгі шағылулар мәні елеулі дәрежеде болуы мүмкін.**

$\Delta\lambda = \lambda / m$  қатынасынан ақ жарықтың интерференциялық көрінісін тек жұқа пленкаларда бақылау мүмкін болатындығы шығады. Адам көзі  $\Delta\lambda \approx 10\text{ нм}$  интервалмен бөлінген түстерді ажырата алады. Ақ жарықтың орташа толқын ұзындығын 500 нм деп алып, интерференцияның мүмкін болатын реті  $m = \lambda / \Delta\lambda$  болатындығын табамыз. Мәні пленка қалыңдығына тәуелді жол айырымының мүмкін болатын мәнін анықтайды.



1) қатынасынан **интерференция максимумы үшін пленканың қалыңдығы** мынаған тең болады:

$$h = \frac{m\lambda}{2n \cos \beta} \quad (4)$$

$n \approx 1,5$  және  $\cos \beta \approx 1$  (жарықтың тік түсуі) деп алсақ

$$h = \frac{50 \cdot 5 \cdot 10^{-7}}{2 \cdot 1,5} \approx 8 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 8 \text{ мкм}$$

болатындығы

шығады.

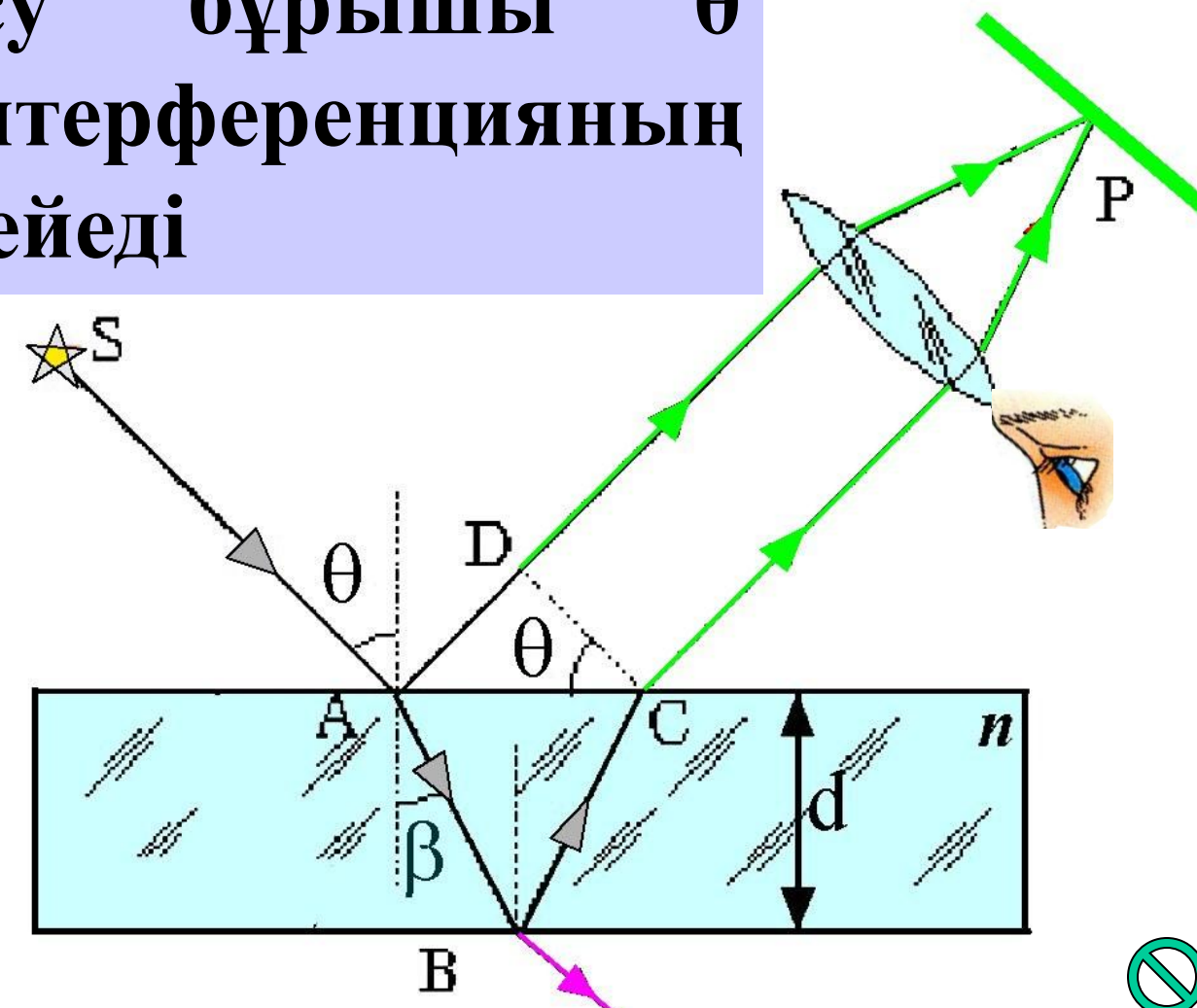
$$\Delta = (AB + BC) \cdot n - AD + \frac{\lambda}{2} = \boxed{2dn \cdot \cos \beta + \frac{\lambda}{2}}$$

$$2m \frac{\lambda}{2} \quad - \text{max}$$

$$(2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad - \text{min}$$

(6)

**Сәуленің түсу бұрышы  $\theta$  азайғанда интерференцияның реттілігі  $m$  көбейеді**



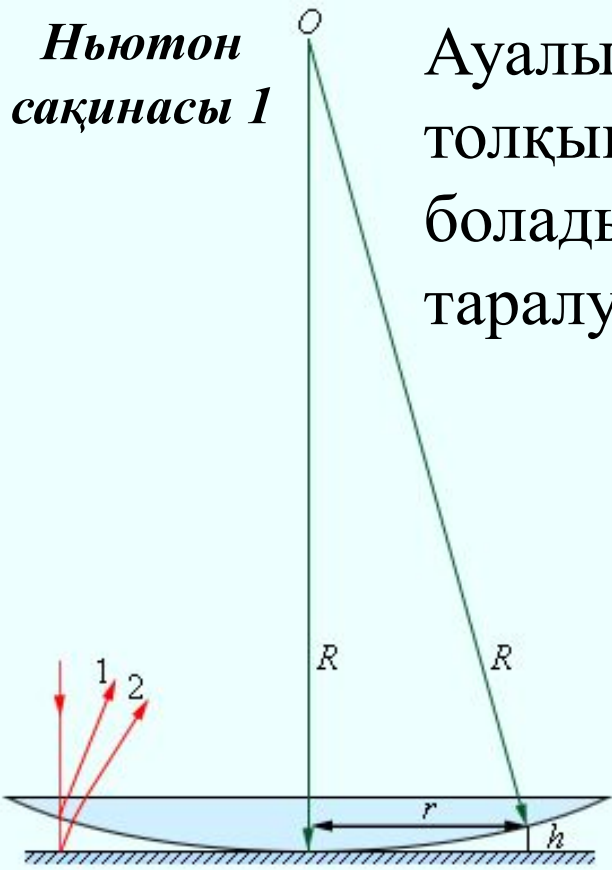
**Бірдей қалыңдық жолақтары**  
Егер жұқа пластинканың беттері бір-  
біріне параллель болмаса, онда  
бұларды аумақты жарық көзімен  
жарықтандырған кезде бірдей  
қалыңдық жолақтары пайда болады.  
**Бірдей қалыңдық жолақтарын**  
қалқаға (экранға) пластина бетінің  
кескіні проекцияланған жағдайда  
бақылауға болады.

Жазық-дөңес линза мен жазық шыны пластинка арасындағы ауа қабатында пайда болатын бірдей қалыңдық жолақтарының мысалына **Ньютон сақиналары** жатады. Ньютон заманында сақиналардың пайда болуын түсіндіру өте қиын болды. Ньютон сақиналардың пайда болуы линзаның қисықтық радиусына тәуелді болатындығын тағайындады. Тек кейіннен (1802 ж) Юнг интерференция ұғымын енгізіп, осы құбылысты түсіндірді.



**Ньютон сақинасы 1**

Ауалы қабаттың екі шегінен шағылған толқындарды қосқанда интерференция пайда болады. «Сәулелер» 1 және 2 – толқындардың таралу бағыты;  $h$  – ауалы саңылаудың ені.



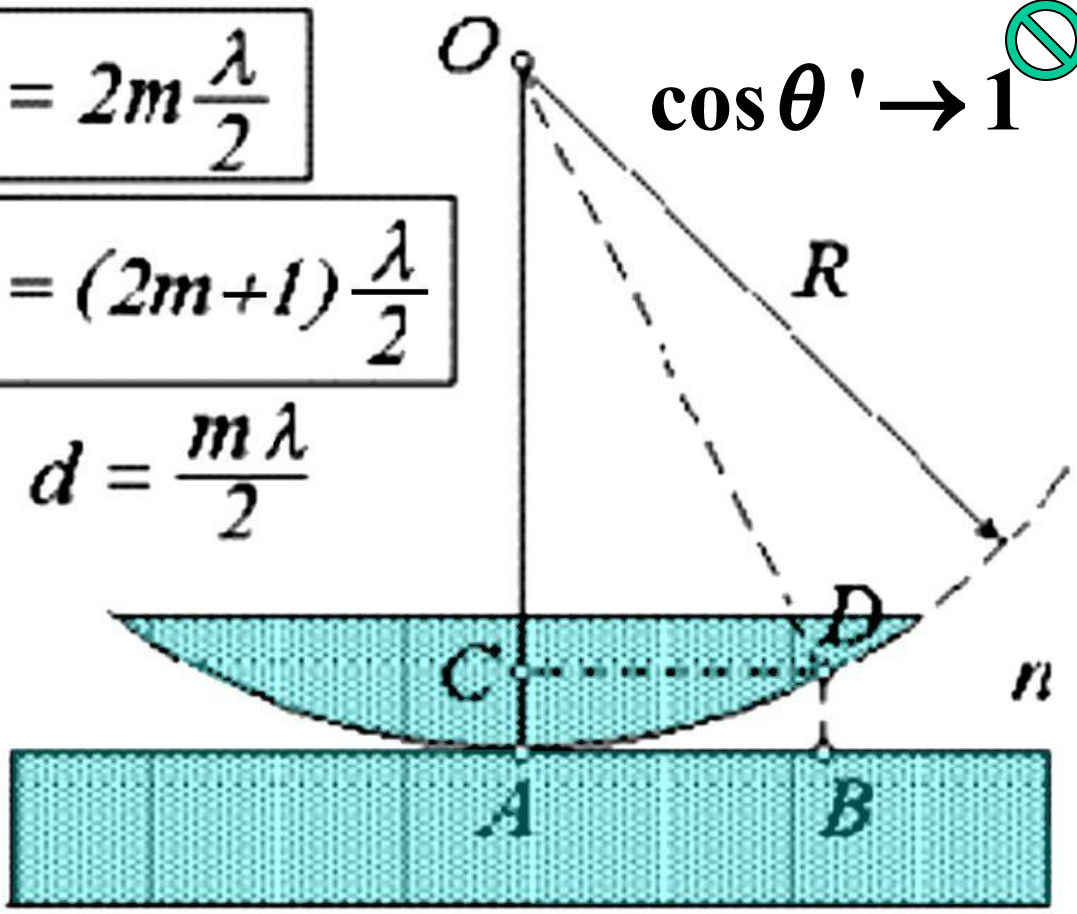
Ньютон  
сақинасы  
3

$$\max \quad 2dn + \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2}$$

$$\min \quad 2dn + \frac{\lambda}{2} = (2m+1) \frac{\lambda}{2}$$

→ при  $n=1$   $d = \frac{m\lambda}{2}$

$$\begin{aligned} OA = OD &= R \\ CA = DB &= d \\ AB = CD &= r \end{aligned}$$

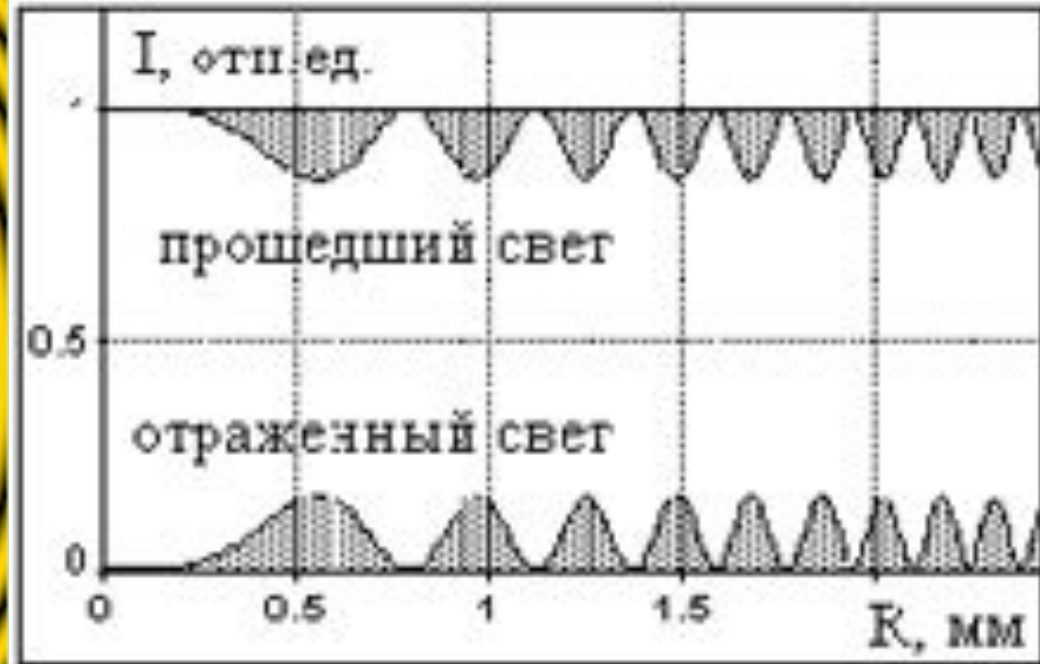
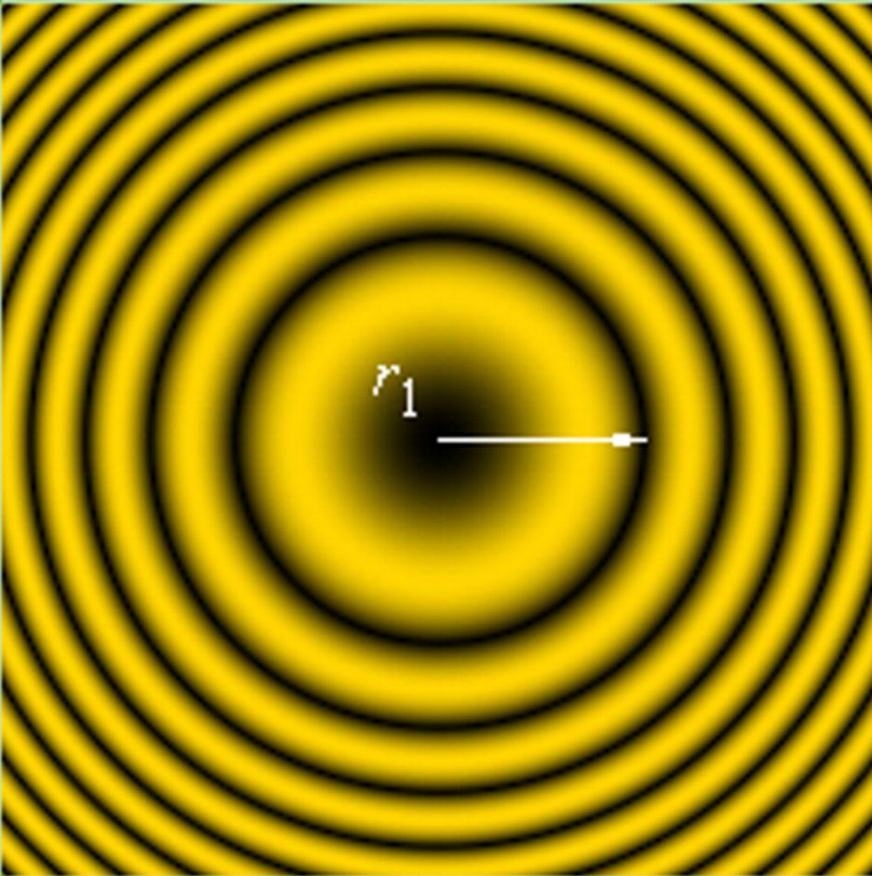


$$R^2 = r_m^2 + \left(R - \frac{m\lambda}{2}\right)^2 \quad r_m^2 = Rm\lambda - \frac{m^2\lambda^2}{4}$$

тогда, для тёмных колец  
 $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

$$r_m = \sqrt{Rm\lambda}$$





$$r_m = \sqrt{Rm\lambda}$$

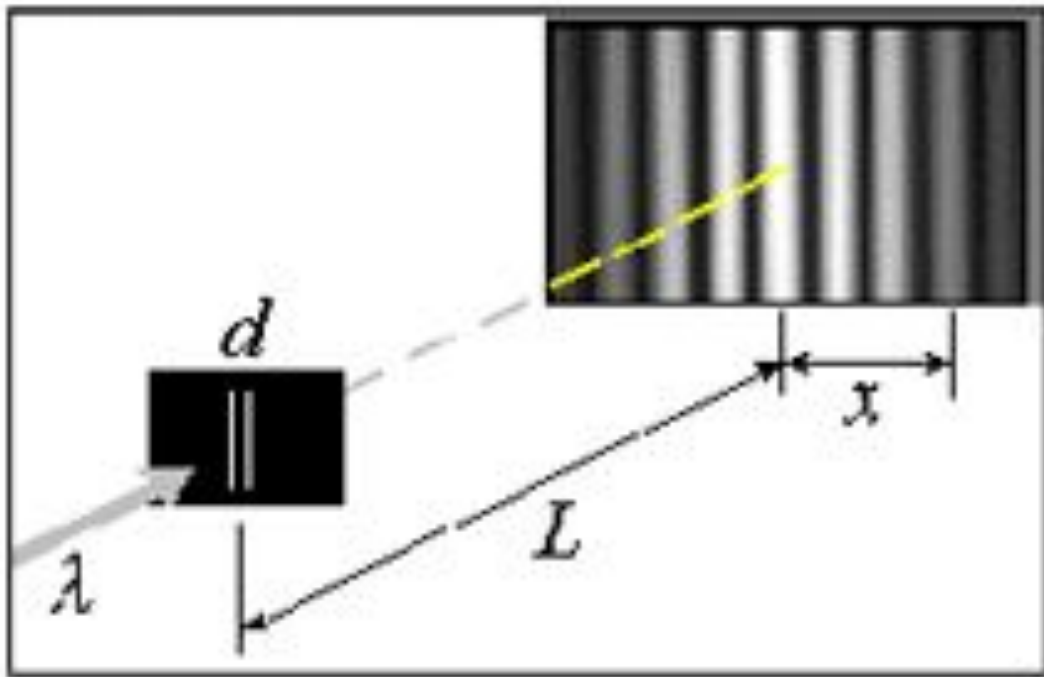
Яғни бұл бірдей қалыңдықты жолақтардың дербес жағдайы – сфералық линза және жазықтық арасындағы ауалы саңылауда пайда болады. Оларды шағылатын жарықта бақылаған жақсырақ, сонда бейне центрінде фазалық секіріс әсерінен (ауала саңылау үшін секірістің екінші шегінен  $=\pi$ ) шағылғанда қара дақ пайда болады,  $m=0$  центрінде. Шағылған және өткен жарық сақиналарының бейнесі қосымша болып келеді, яғни саңылаудың кез-келген нүктесінде олардың интенсивтіліктерінің қосындысы тұрақты және түсетін жазық толқынның интенсивтілігіне тең.



# Юнг тәжірибесі

Толқындық фронтты бөлу әдісі арқылы интерференцияны бақылау бір толқындық фронттың әртүрлі бөліктерін бөліп кейін бұл когерентті бөлек толқындарды қайта бір-біріне қосу болып келеді

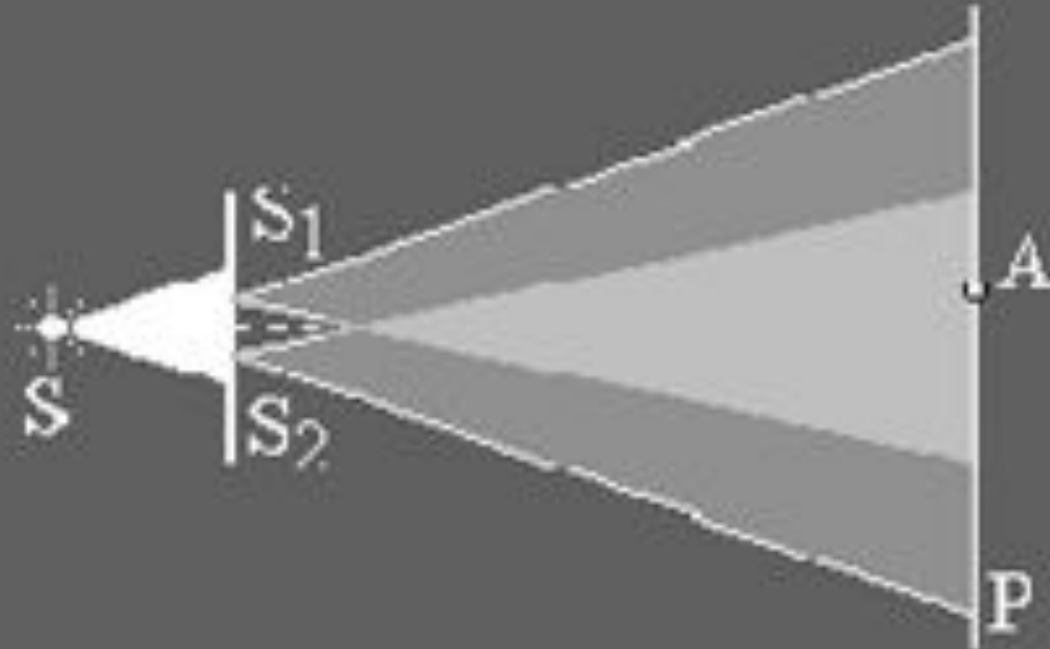
(наблюдение интерференции света методом деления волнового фронта, заключается в выделении различных частей единого волнового фронта с последующим переналожением колебаний от этих уже отдельных, но ещё когерентных волн)



$$\lambda = \frac{d}{L} \cdot \frac{x}{m}$$

$m(=3)$  –  $x$  кескінде орналасатын интерференциондық жолақтардың саны

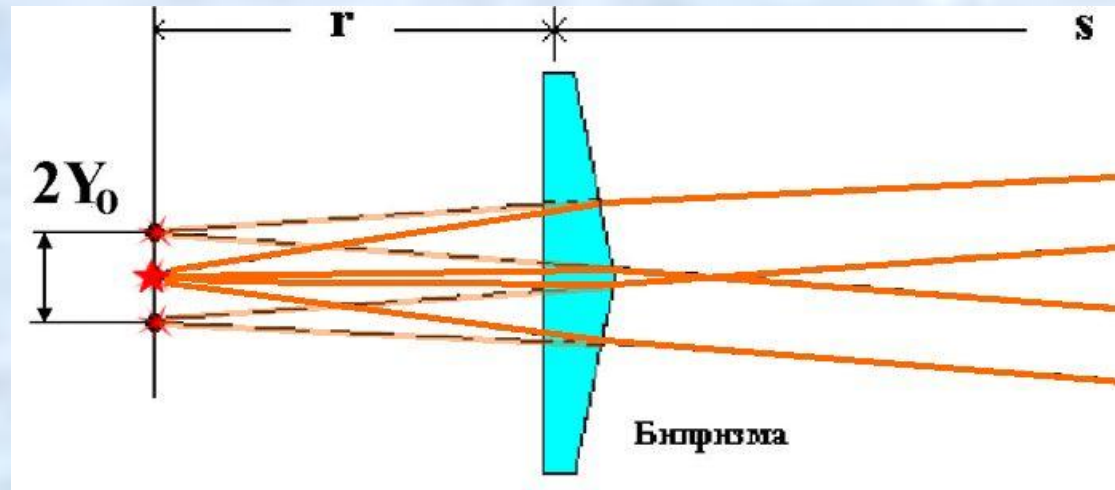
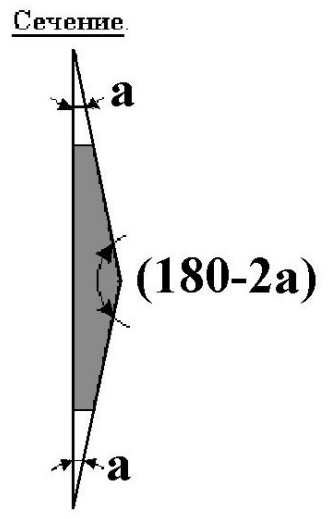
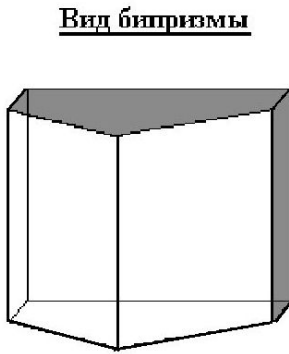
$m(=3)$  – число интерференцион-ных полос, укладываемых на отрезке  $x$



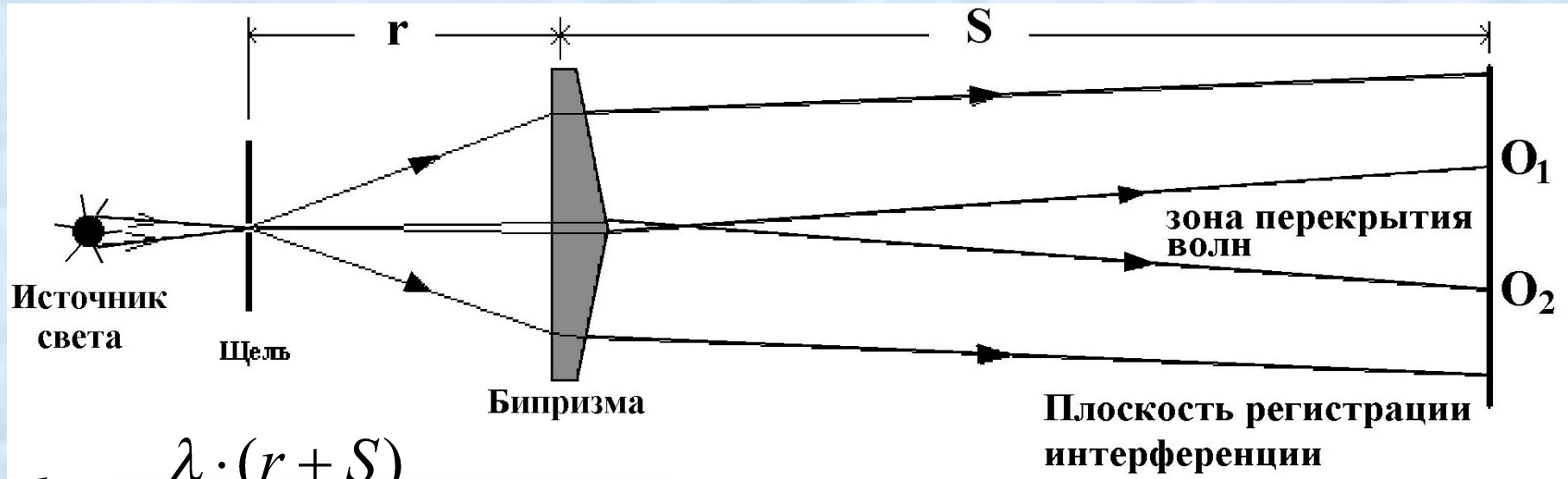




# Опыт Френеля



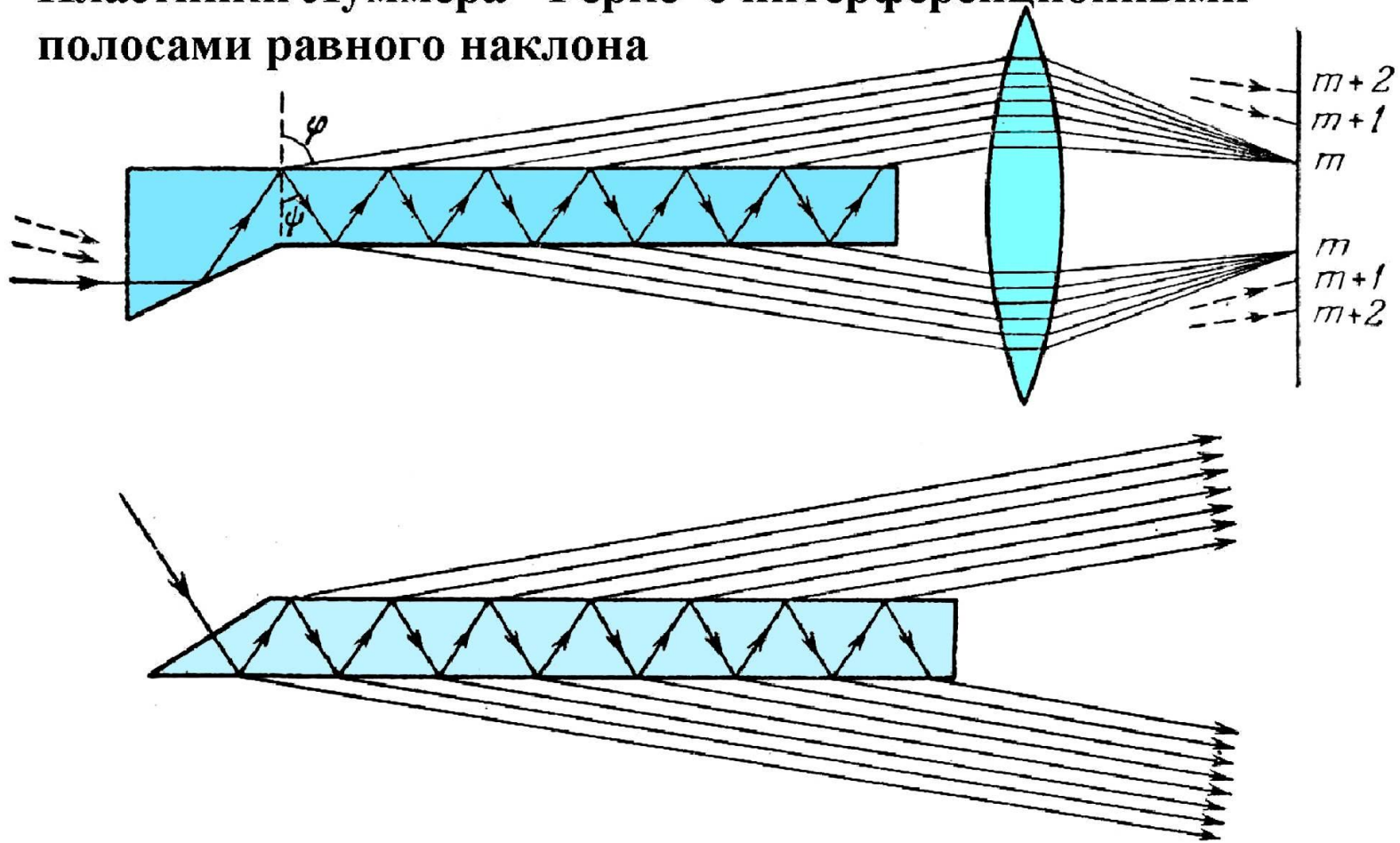
$$2 \cdot Y_0 = 2 \cdot a \cdot (n - 1) \cdot r$$



$$d = \frac{\lambda \cdot (r + S)}{2 \cdot a \cdot (n - 1) \cdot r}$$

Бір интерференциялық жолақтың ені  
ширина одной интерференционной полосы

## Пластинки Луммера - Герке с интерференционными полосами равного наклона



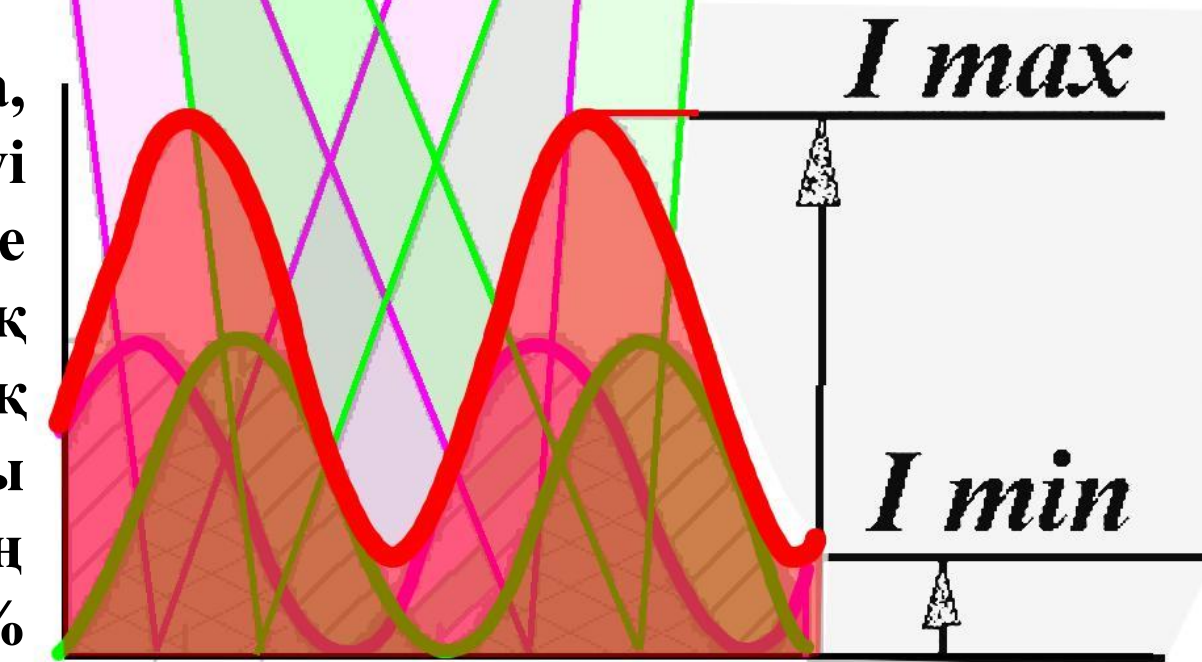
Многолучевой интерферометр может быть выполнен в виде плоскопараллельной стеклянной или кварцевой пластины, на обе поверхности которой нанесены отражающие слои.



# Екі жақын жарық көзі

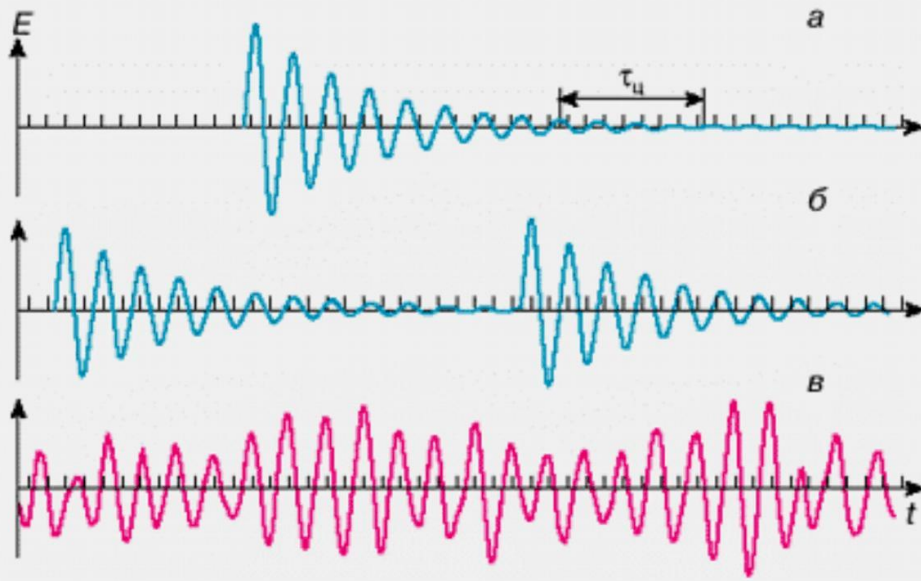


Когерентті толқынның көзі болып созылыққы көз алынатын болса, ол екі жарқырайтын көзден тұрса, онда толқындық фронтты бөлу әдісі арқылы екі интерференцияланушы толқынды алғанда, бейненің көрінуі нашарлайды. Әр нүкте өз интерференциялық бейнесін жасайды, бірақ бір-біріне қатысты ығысқан. Тербелістің қосындысы 100% модуляцияға ие емес.





# Когеренттіліктің дәрежесі



Волновые цуги, испускаемые отдельными атомами (а и б), и колебания в произвольно выбранной точке пространства поля  $E$  частично когерентной волны (в).  $\tau_{ц}$  – длительность отдельного цуга

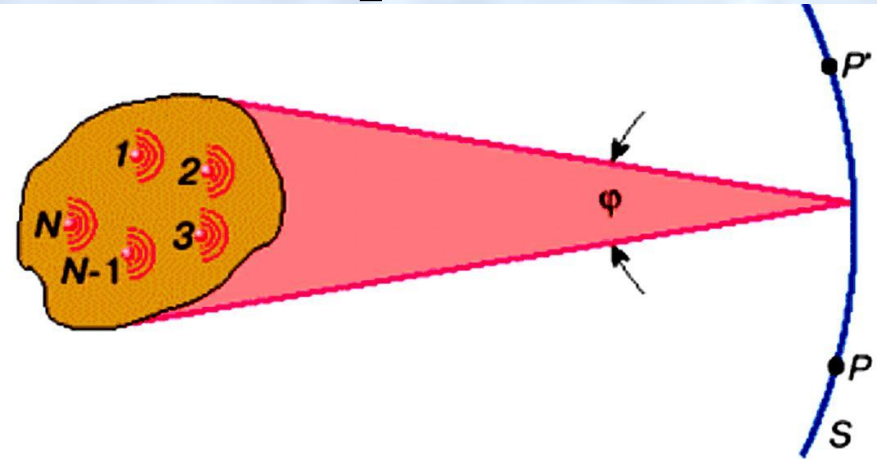


Иллюстрация светящегося тела, состоящего из  $N$  элементарных излучателей

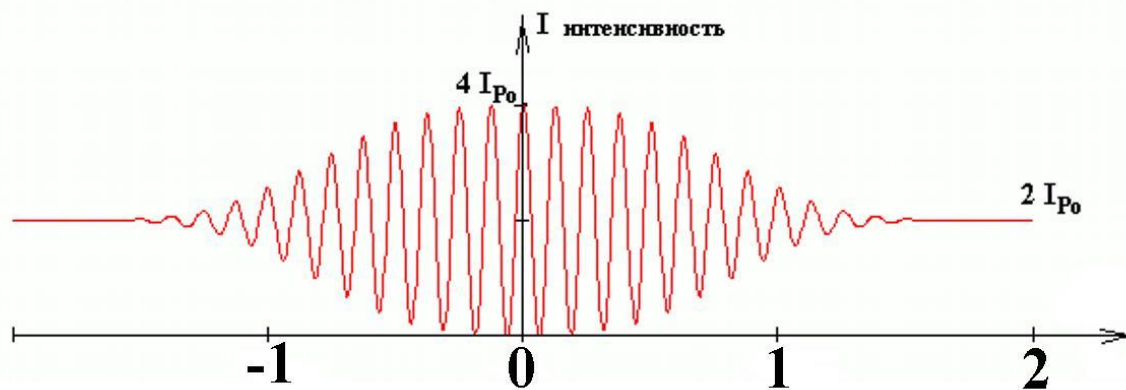
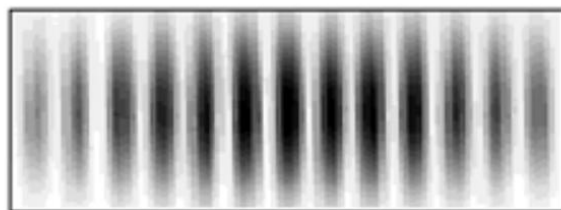
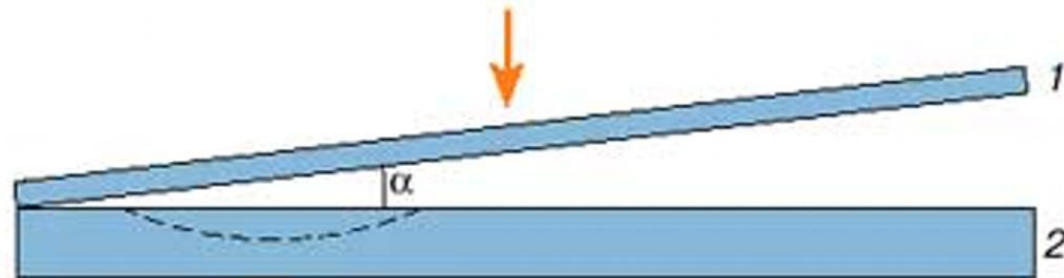
$$I_{\Sigma} = (I_1 + I_2) + \gamma \cdot 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} \cdot \cos \delta$$

Екі толқынның когеренттілік дәрежесін  $\gamma$  екі толқынның қосындысындағы когеренттілік сәулеленудің бөлігі деп айтуға болады.

$$V \cong \gamma \quad \gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$



# Интерференциондық бейненің көрінуі

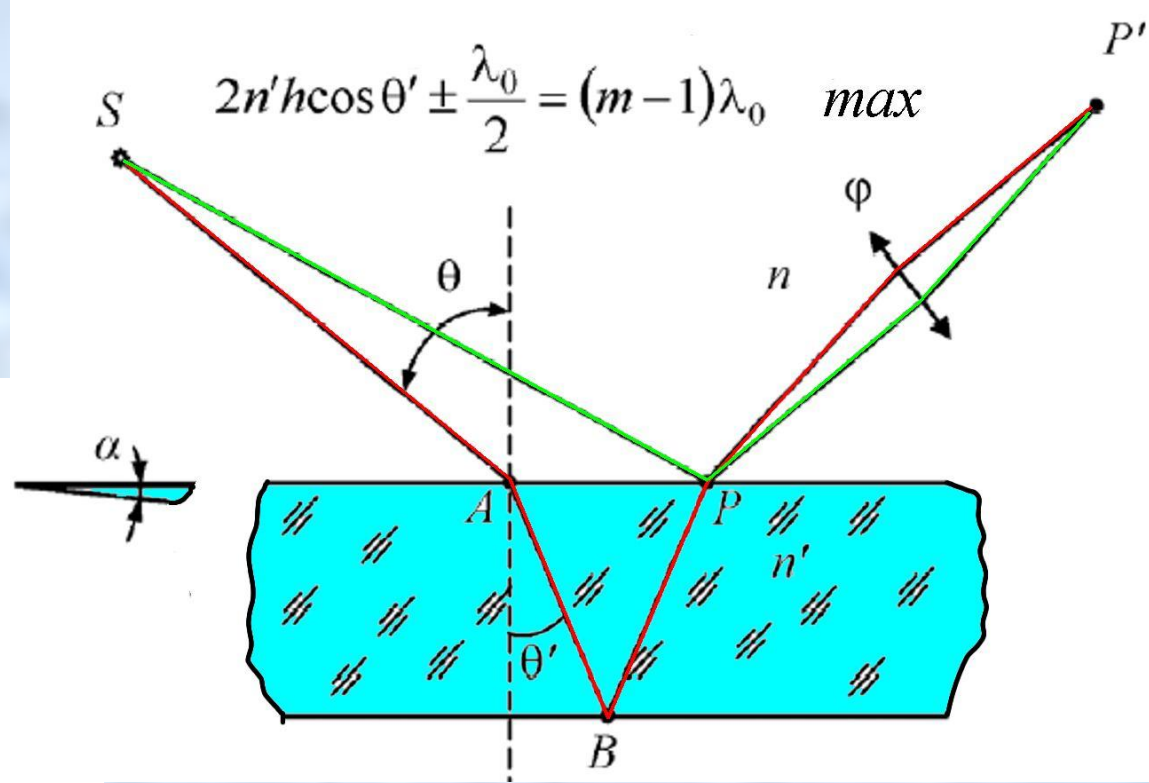
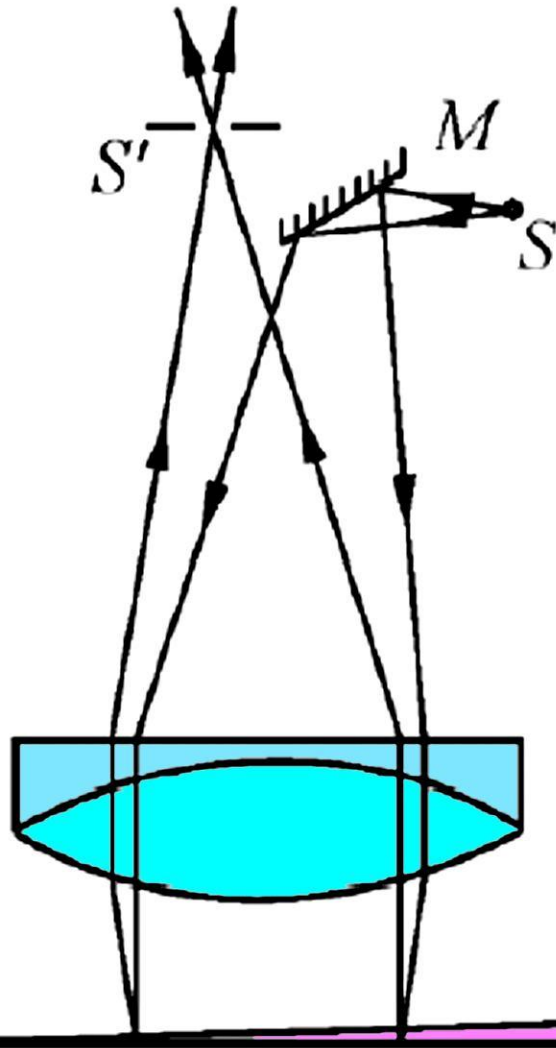


Реал жағдайларда интерференцияланушы толқындар қатаң когерентті болмайды. Амплитуданы бөлу әдісі\* және толқындық фронтты бөлу әдісі\*  $m$  реттілігі жоғары интерференциялы когерентті толқындар алғанда бейненің көрінуі нашарлайды. Толқындардың когеренттілігінің дәрежесін сипаттайтын параметрді бұл толқындарды қосқанда пайда болатын интерференциондық бейненің көрінуімен анықтауға болады.

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

# Интерферометр Физо

По наблюдению за полосами равной толщины определяется изменение толщины плёнки во всём поле наблюдения

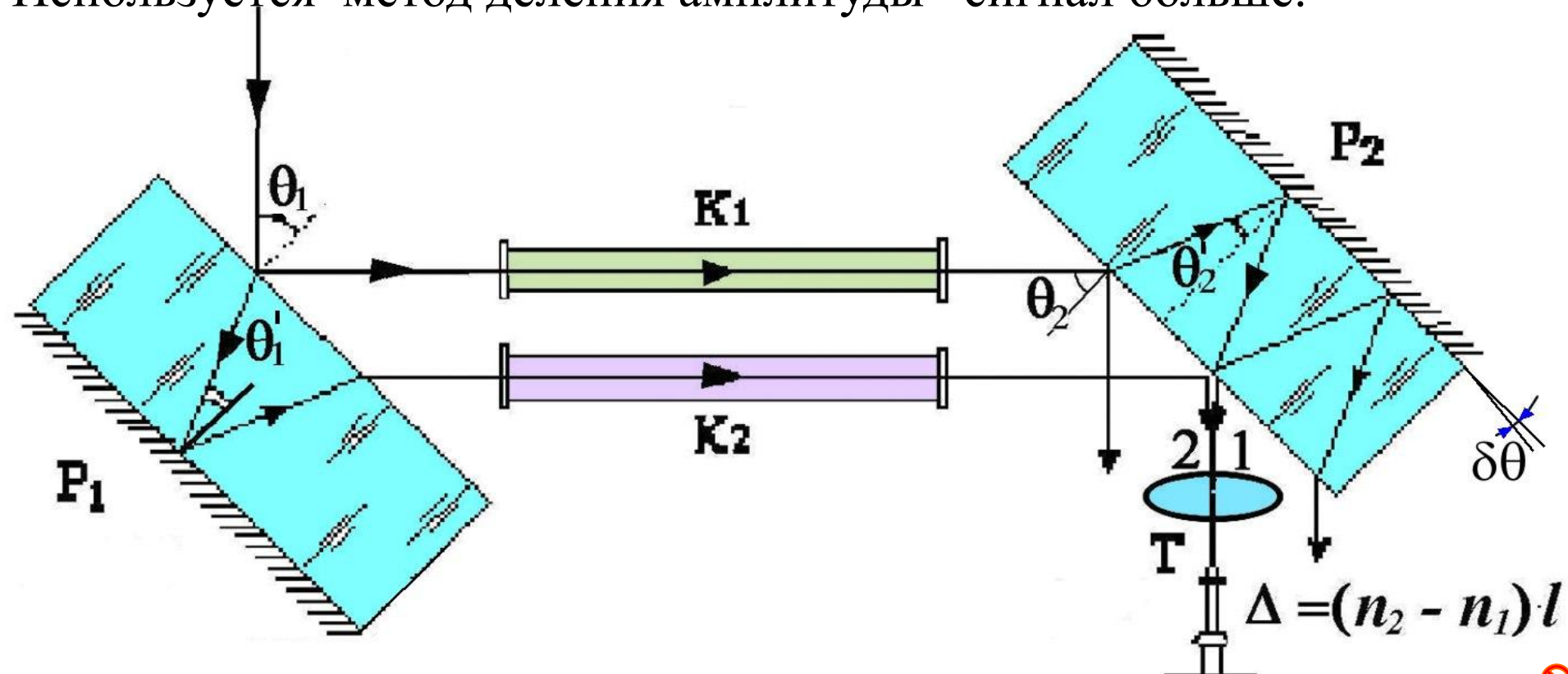


Щель  $S'$  располагается так, чтобы наблюдались интерференционные полосы локализованные на плёнке (и отсекал все другие варианты интерференции), при этом интерферирующие лучи в точке  $P'$  получаются комбинированным методом : методом деления волнового фронта и методом деления амплитуды. Размеры источника излучения должны удовлетворять требованиям соблюдения радиуса когерентности при делении фронта верхней и нижней поверхностями плёнки.

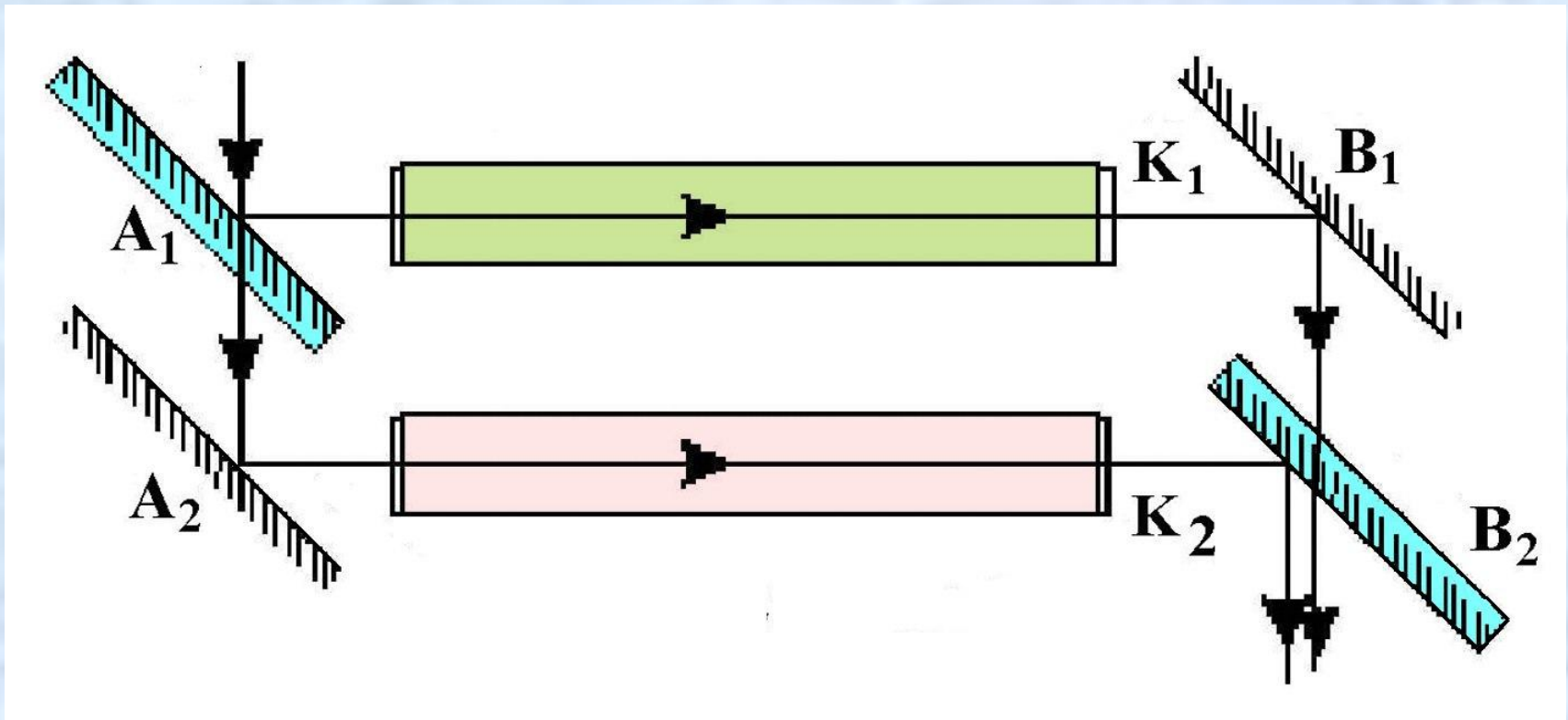
**Интерферометр Жамена** состоит из двух одинаковых толстых пластин  $P_1$  и  $P_2$ , изготовленных из однородного стекла. Задние поверхности пластин посеребрены. Средние пучки 1 и 2 налагаются и образуют интерференционную картину в фокальной плоскости зрительной трубы  $T$ . Разность хода между ними  $\delta\theta'$  определяется разностью показателей преломления веществ в кюветах и равносильна повороту зеркала на угол  $\delta\theta$ :

$$\Delta = 2nh(\cos \theta'_2 - \cos \theta'_1) \approx 2nh \sin \theta' \cdot \delta\theta'$$

Используется метод деления амплитуды – сигнал больше.



## Интерферометр Рождественского



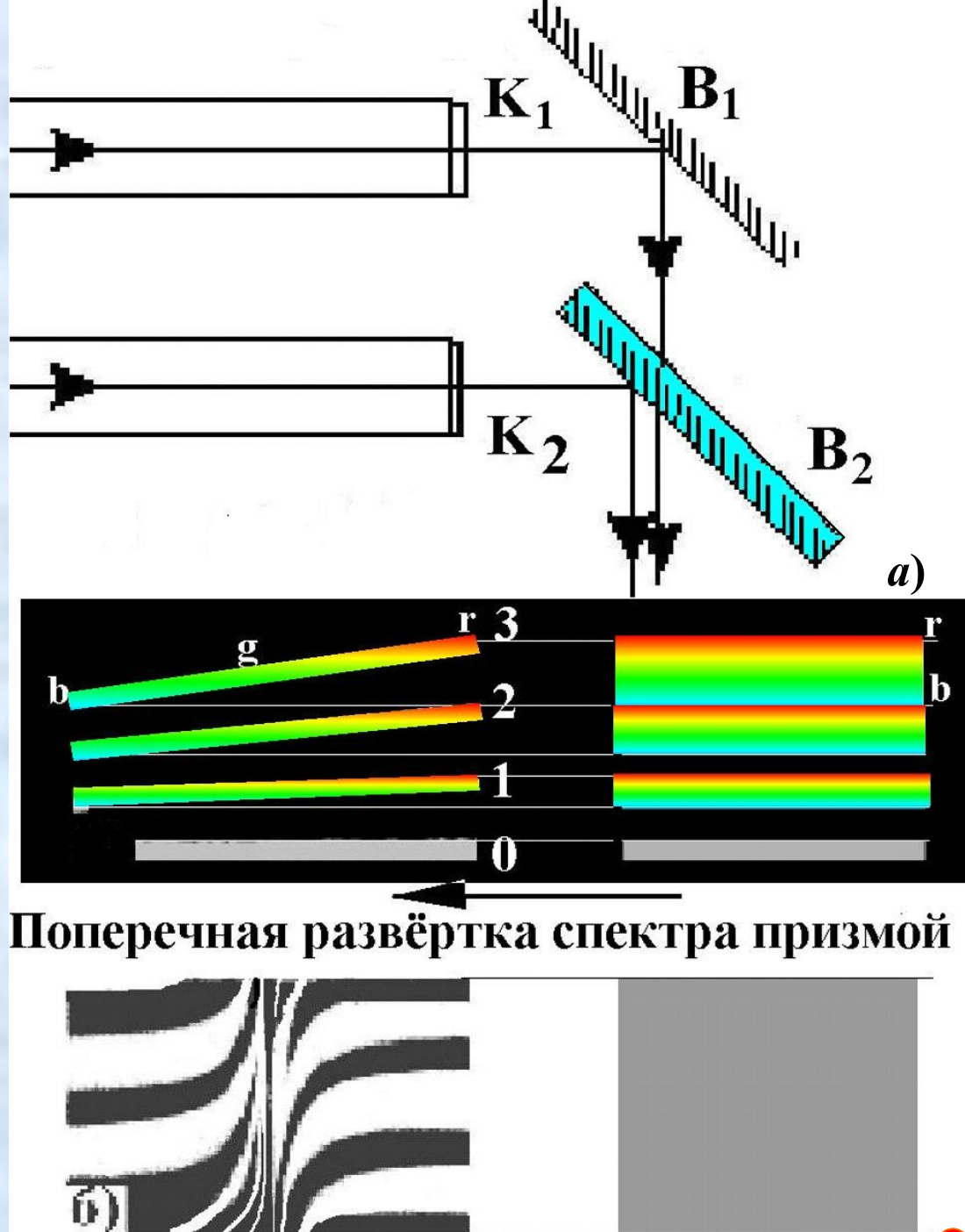
Роль делителей выполняют полупрозрачные плоскопараллельные пластины  $A_1$  и  $B_1$ , а - зеркал  $A_2$  и  $B_2$  – металлические зеркала. Это позволяет без использования толстых пластин увеличить интенсивность, значительно раздвинуть пучки света и ввести «толстые» кюветы  $K_1$  и  $K_2$ , одна из которых окружена печью. На нем выполнены исследования зависимости показателя преломления от длины волны вблизи линий поглощения в парах металлов на основе метода, предложенного Пуччианти и более точного метода крюков.





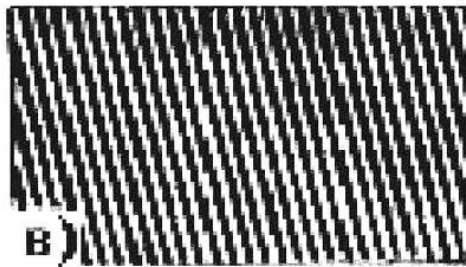
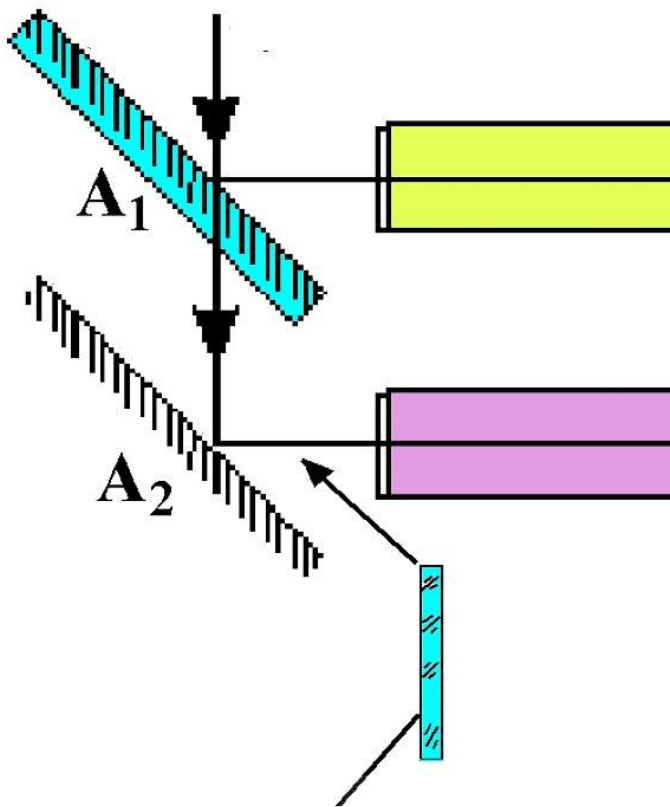
## Метод Пучианти

Горизонтальные интерференционные полосы в белом свете (содержащие все цвета) проецируются на вертикально расположенную входную щель устройства, которое разворачивает цвет в поперечном (горизонтальном) направлении (по аналогии с двумя призмами Ньютона), - *а*) - для случая отсутствия «всплесков» показателя преломления, - *б*) - в случае резкого изменения показателя преломления вблизи спектральной линии поглощения вещества.

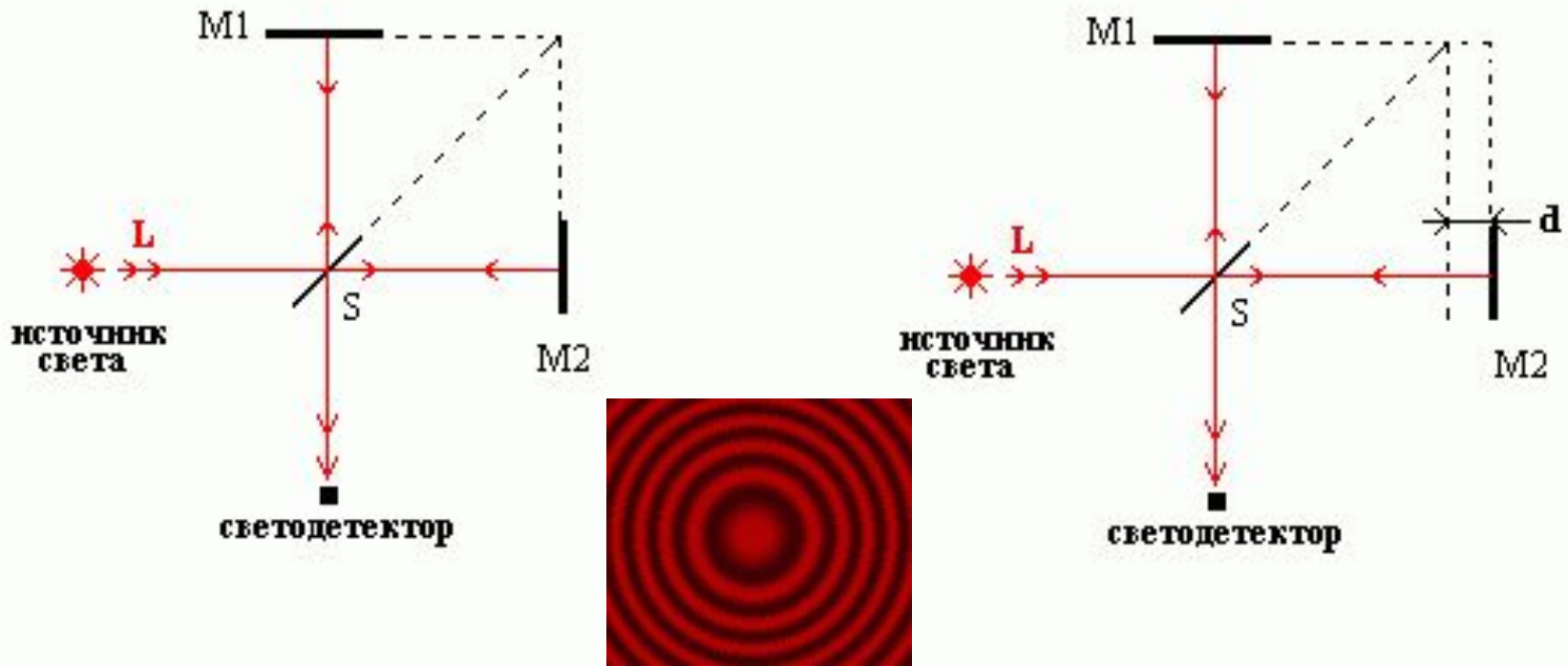


## Метод крюков

В одно из плеч интерферометра Рождественского вводится тонкая плоскопараллельная стеклянная пластинка определенной толщины  $l'$ . Это ведет к большой добавочной разности хода  $(n'-1)l'$ , где  $n'$  - показатель преломления пластинки. Пока в кювете, расположенной в другом плече, исследуемого вещества нет, будут наблюдаться наклонные интерференционные полосы высоких порядков  $m \gg 1$ . Вблизи линии поглощения показатель преломления  $n$  паров изменяется очень сильно и найдется такая длина волны, для которой действия паров и пластинки будут точно скомпенсированы, так что наклон интерференционной кривой пройдет через ноль.



## интерферометр Майкельсона

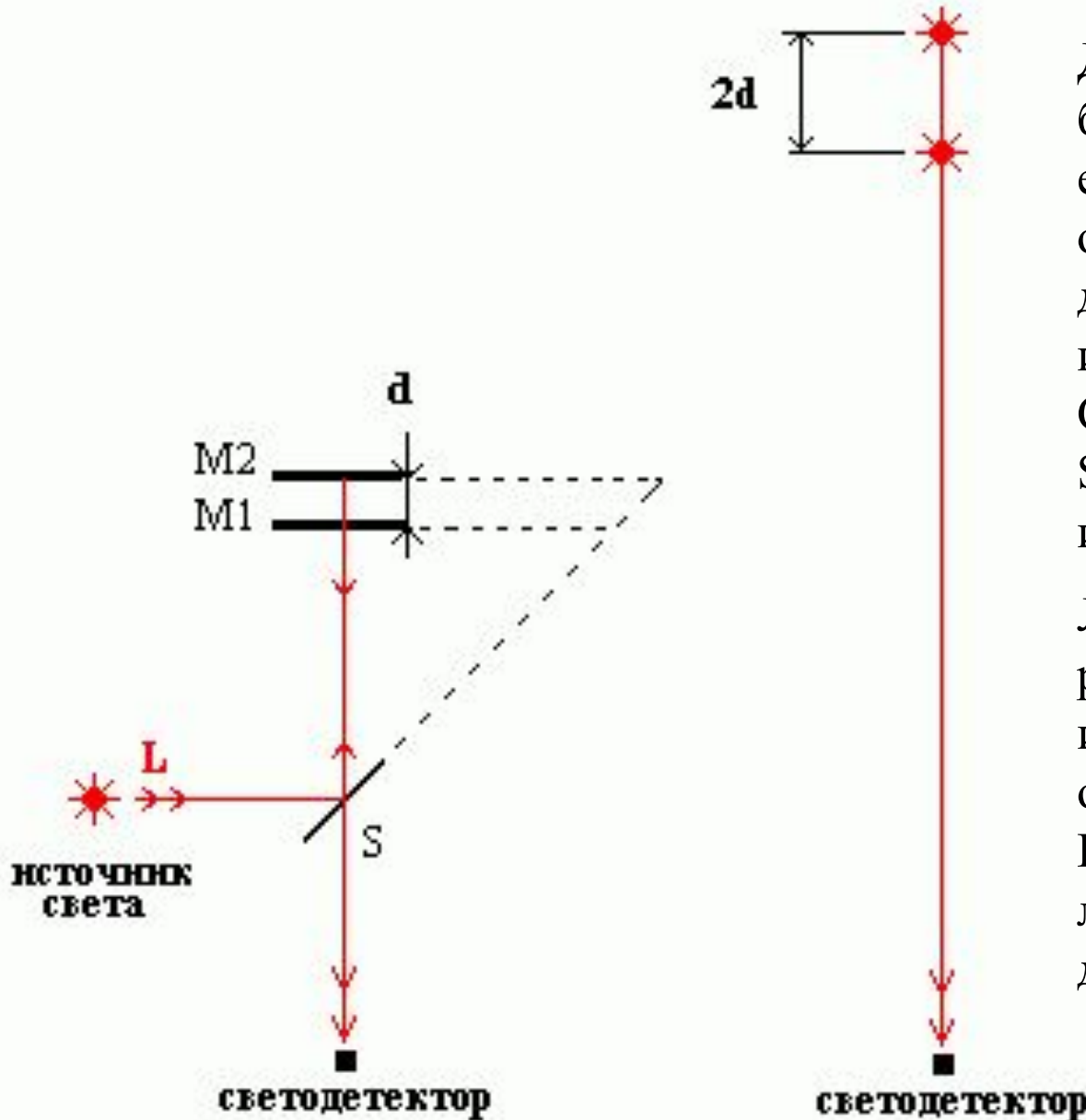


с его помощью можно непрерывно изменять разность хода между пучками в широких пределах путем перемещения одного из зеркал и наблюдать при этом интерференционные полосы высоких порядков. Свет от источника  $L$  падает на пластинку  $S$ , задняя сторона которой покрыта тонким полупрозрачным слоем серебра. Здесь пучок разделяется на два взаимно перпендикулярных пучка. Отраженный пластинкой  $S$ , пучок падает на зеркало  $M_1$ , отражается назад, вновь попадает на пластинку  $S$ , где снова разделяется на две части. Одна из них попадает на экран с светодетектором. Прошедший сквозь пластинку  $S$  пучок от источника падает на зеркало  $M_2$ , возвращается к  $S$  и частично отражается в сторону светодетектора. Здесь пучки интерферируют. При перемещении зеркала  $M_2$  интерференционные полосы перемещаются поперёк направления сходящихся лучей.



# Возникновение двух мнимых когерентных источников света в интерферометре Майкельсона

## интерферометр Майкельсона 2



Действие интерферометра будет более наглядным, если увидеть, что оптическая схема создает два мнимых когерентных источника света.

Светоделительное зеркало  $S$  дает мнимое изображение зеркала  $M2$ .

Луч дважды проходит расстояние  $d$ , первый раз - идя к зеркалу, второй - отразившись от него. Поэтому разность хода лучей, дошедших до детектора, будет равна  $2d$ .





**Интерферометры Майкельсона**  
**S-монохроматический источник**  
 с большой длиной когерентности.  
 Количество пересечений репера интерференционными максимумами пропорционально перемещению  $h$

**Фурье спектрометры.**

**S** - источник, спектральный состав которого нужно исследовать.

Равномерно перемещая зеркало, анализируется низкочастотный спектр электрического тока фотодиода.

$$I(t) = I_0(1 + \cos k\Delta) = I_0(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda} 2Vt) \quad [1]$$

$$\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega_e}{c} \Rightarrow \frac{2 \cdot \omega_e \cdot V}{c} = \omega_e \quad [2]$$

$$F_{\Sigma}(t) \approx \int_0^{\infty} J(\omega_e) \cdot \cos \omega_e t \cdot d\omega_e \quad [3]$$

$$J(\omega_e) \approx \int_0^{\infty} F_{\Sigma}(t) \cdot \cos \omega_e t \cdot dt \quad [4]$$

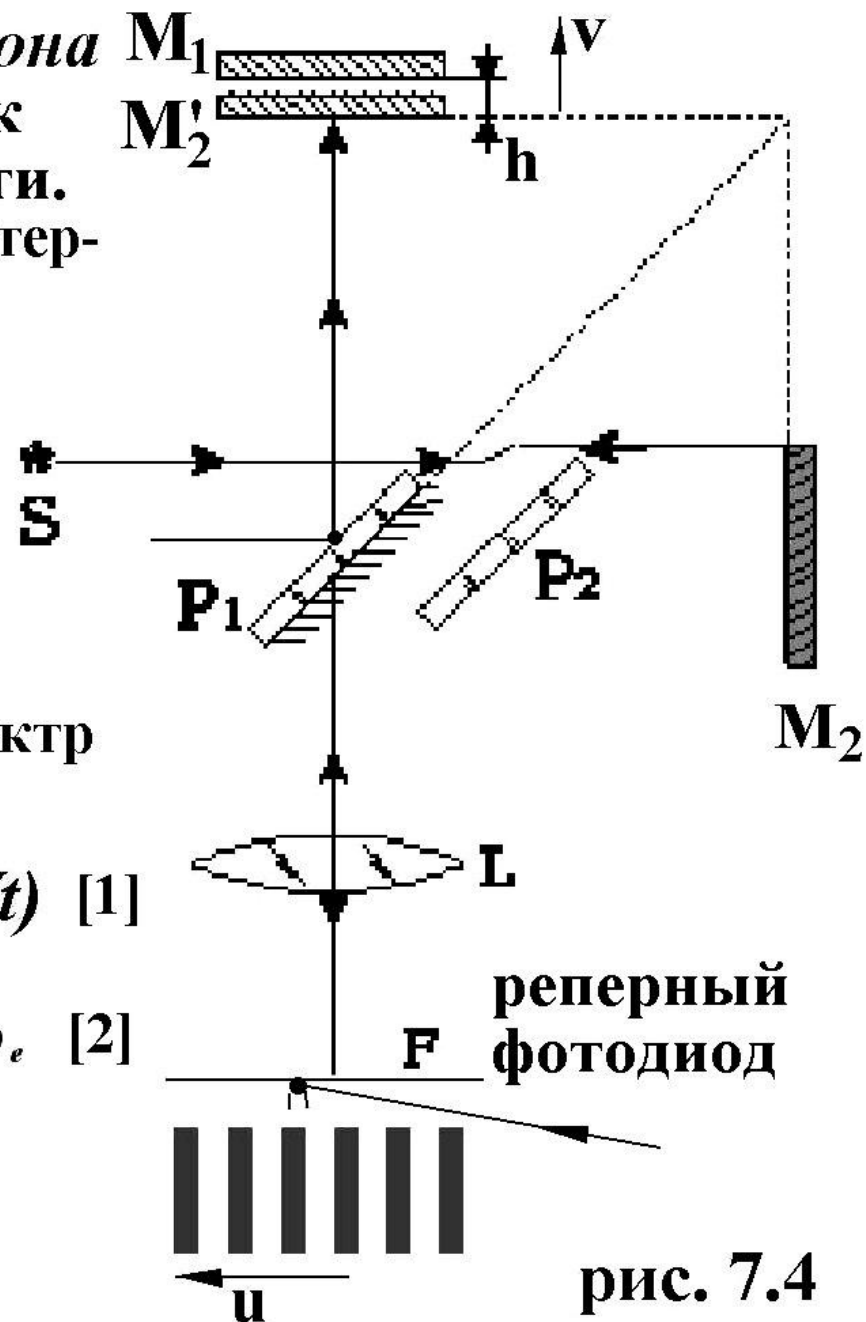


рис. 7.4

## Многолучевая интерференция 2

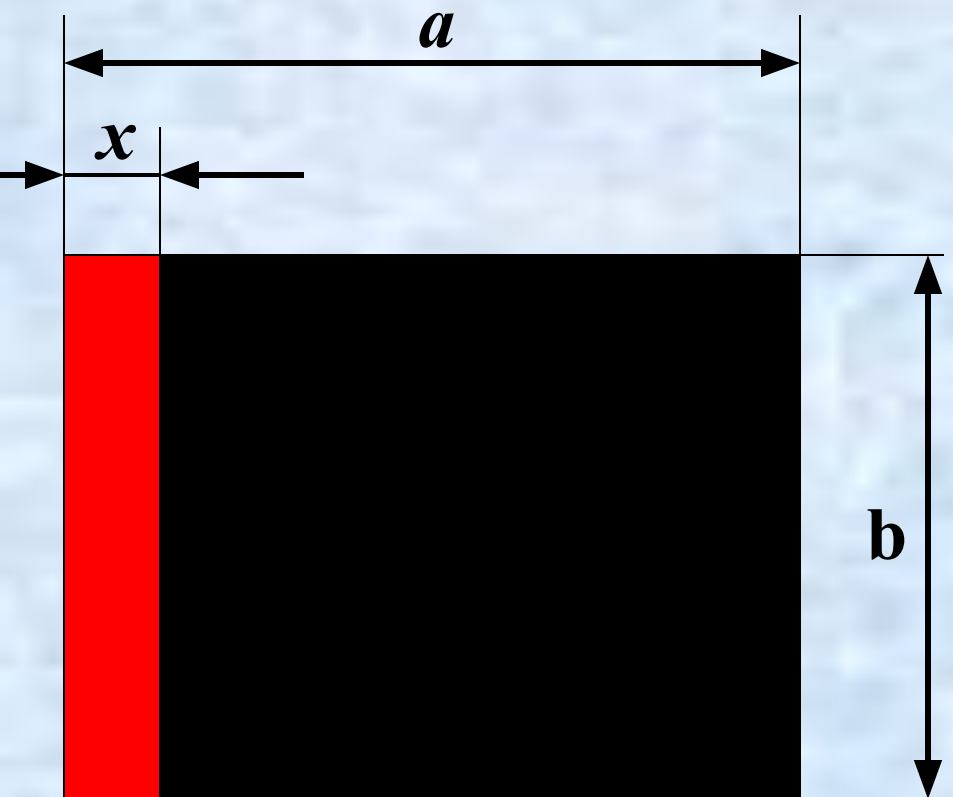
при

$$I_i = I_j$$

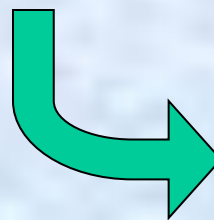


$$I_{\Sigma n \max} = n^2 I$$

Увеличение интенсивности в максимумах в  $n^2$  раз возможно только в случае перераспределения потока энергии в пространстве, при прежнем расстоянии  $a$  между светлыми полосами их ширина должна быть примерно в  $n$  раз меньше этого расстояния



$$n \cdot I \cdot a \cdot b = n^2 \cdot I \cdot x \cdot b$$

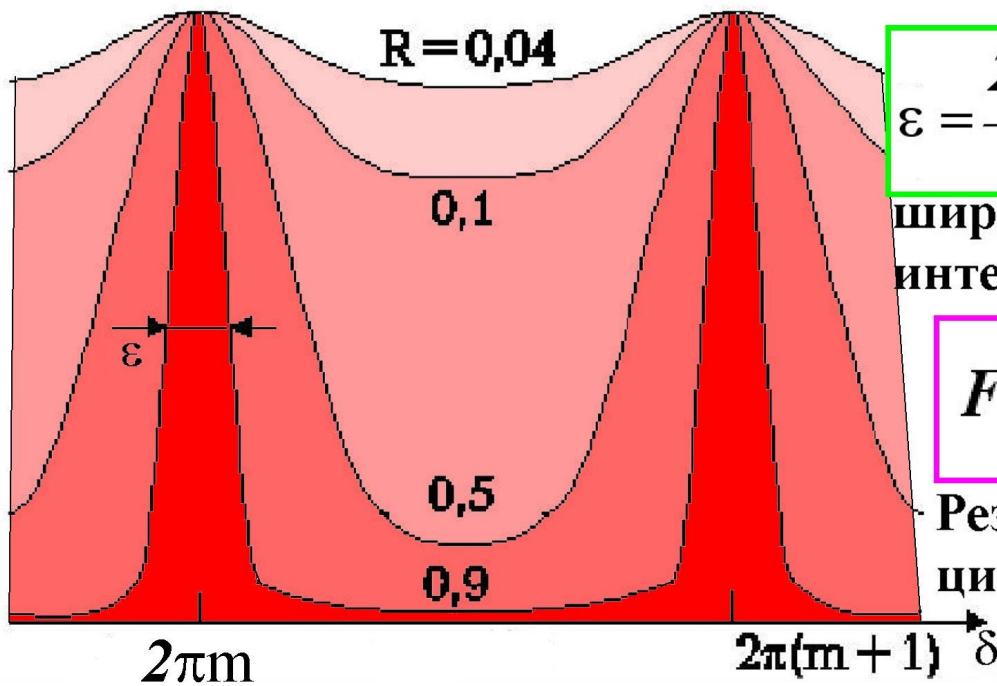


$$x = \frac{a}{n}$$



# Этalon Фабри - Перо

Пластины, которые покрыты отражающими слоями, установлены строго параллельно друг другу и разделены воздушным промежутком.



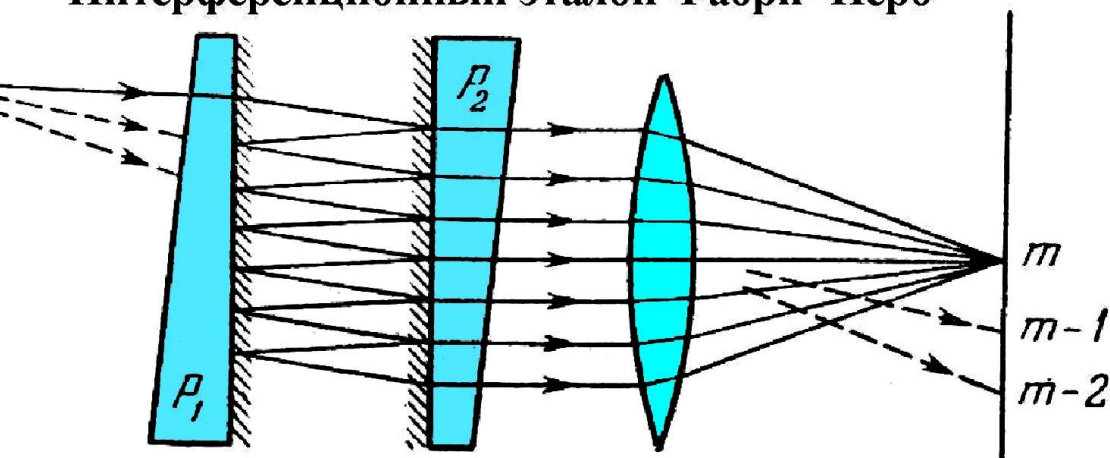
$$\epsilon = \frac{2(1-R)}{\sqrt{R}}$$

ширина контура интенсивности

$$F = \frac{2\pi}{\epsilon}$$

Резкость интерференционных полос

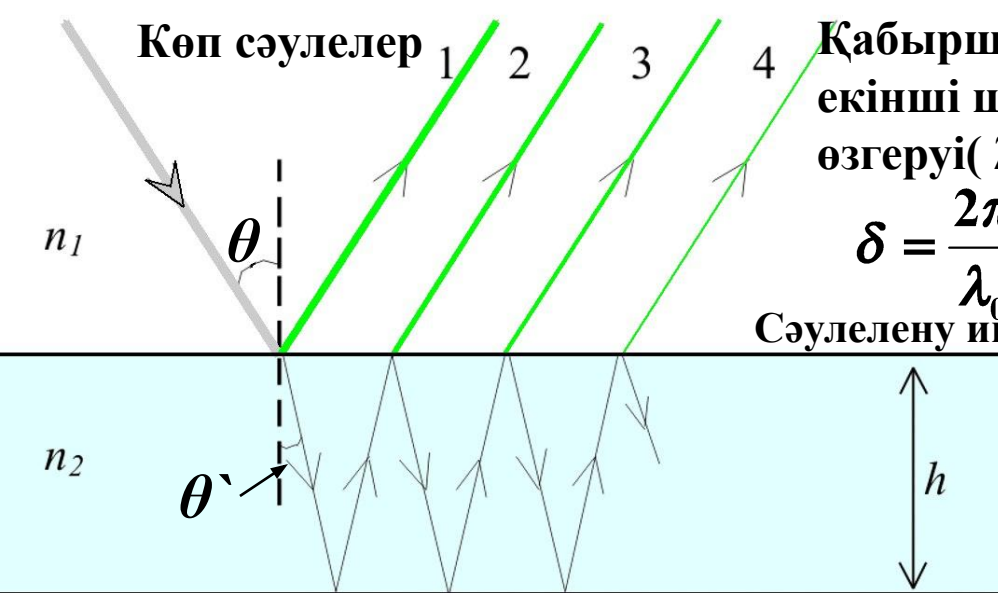
## Интерференционный эталон Фабри - Перо



Отражение света от двух параллельных плоскостей приводит к образованию локализованных в бесконечности интерференционных полос равного наклона.







Қабыршақ ішіндегі сәуленің өтуінің бір шетінен екінші шетіне және кері қайтқандағы фазаның өзгеруі ( $\lambda/2$  қосымшасы жоқ)

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot 2n_2 h \cos \theta' = k \cdot 2n_2 h \cos \theta'$$

Сәулелену интенсивтілігінің шағылу коэффициенті

$$R_2 = \frac{(2 - 2 \cos \delta) R}{1 + R^2 - 2R \cos \delta}$$

$$R = \frac{1}{2} (r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2)$$

$$r_{\parallel} = - \frac{n_1 \cos \theta' - n_2 \cos \theta}{n_1 \cos \theta' + n_2 \cos \theta}$$

$$r_{\perp} = \frac{n_2 \cos \theta' - n_1 \cos \theta}{n_2 \cos \theta' + n_1 \cos \theta}$$

