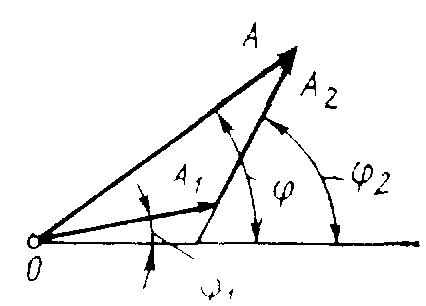
**ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА**

Інтерференцією хвиль (світлових, акустичних та ін.) називається така їхня взаємодія, при якій відбувається перерозподіл сумарної енергії хвиль у просторі з утворенням інтерференційних максимумів і мінімумів об'ємної щільності енергії.



**Рисунок 1- Векторна діаграма складання двох коливань**

Найпростіший випадок - інтерференція двох монохроматичних світлових хвиль, що однакові по частоті, поляризації і напрямку розповсюдження (рис. 1), зводиться до додавання комплексних амплітуд (див. гл. 1, с. 12) у заданій точці простору:

U = U1 + U2,

де U1= A1 exp (iϕ1); U2 = A2 ехр (iϕ2).

Речовинну амплітуду і початкову фазу результату інтерференції знаходять відомим прийомом множення на величину, комплексно з'єднану комплексній амплітуді:

А2 = A12 + А22 + 2A1A2cos(ϕ2+ϕ1); (1)

tg ϕ = (A1 sin ϕ1 + A2 sin ϕ2)/(А1 cos ϕ1 + A2cos ϕ2).

З формули (1) випливає, що амплітуда А, а отже, і інтенсивність, і результат інтерференції залежать від різниці фаз ϕ2 - ϕ1 = δϕ:

I = I1 + I2 + cos δϕ. (2)



Екстремальні значення результуючої інтенсивності виходять такими:

Imax = ( при δϕ = 2πm;

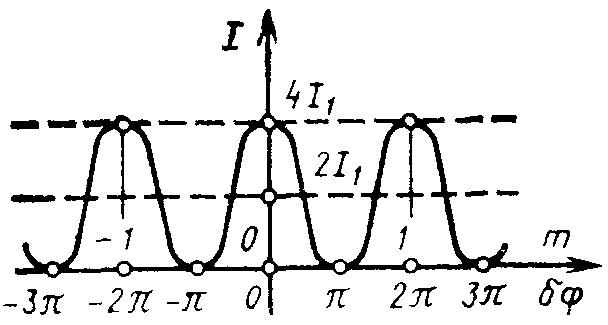


Imax = ( при δϕ = 2(2m+1),

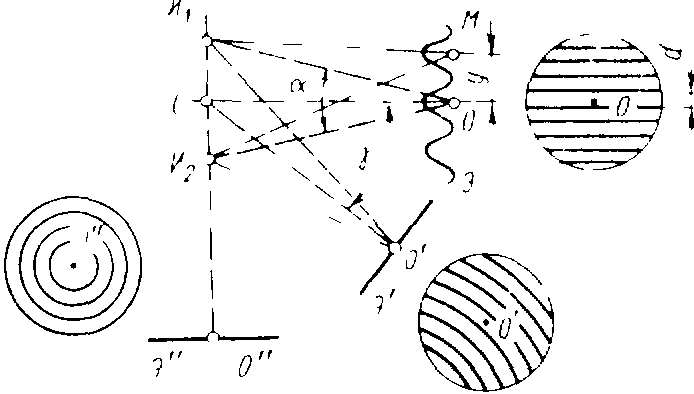


де m- ціле число (m = 0, ±1, ±2, ± ...).

Якщо I1 = I2, то Imax = 4I1, Imin = 0 (рис. 2).



**Рисунок 2- Зміна інтенсивності світла у випадку інтерференції двох однакових монохроматичних хвиль**



**Рисунок 3- Форма інтерференційних смуг, що по-різному розташовані**

**на екранах**

Інтерференцію світла звичайно спостерігають (реєструють) на плоскому екрані у вигляді сукупності світлих і темних смуг - інтерференційної картини. Для оцінки форми і ширини смуг розглянемо інтерференційну схему для двох ідеальних джерел И1 і И2, що є точковими і монохроматичними (рис. 4).

Якщо джерела розташовані в однорідному середовищі, наприклад у вакуумі (n = 1), і початкова різниця фаз їхніх коливань δϕ = 0, то різниця фаз у деякій точці M, що залежить від оптичної різниці ходу Δ = s2 – s1, визначиться співвідношенням δϕ = 2πΔ/λ. Якщо Δ = mλ, то виходить світла смуга, а при Δ = (2m + 1) λ/2 - темна смуга.

Ціле число m, що виражає оптичну різницю ходу в довжинах хвиль, називають порядком інтерференції. Умові s2 – s1 = const, що визначає ізофазні поверхні в просторі, відповідають двополосні гіперболоїди звертання, фокусами яких служать точки И1 і И2 джерел.

Тому можлива різна форма інтерференційних смуг у залежності від розташування екрана. Так, на екрані Е, розташованому на досить великому видаленні від джерел і паралельно прямій, що з'єднує їх, можливе одержання прямолінійних і рівновіддалених інтерференційних смуг; на екрані Е' смуги викривляються в міру зростання кута γ і здобувають форму концентричних кілець на екрані Е".

Шириною інтерференційних смуг d називають відстань між двома сусідніми максимумами чи мінімумами. Для маленьких відрізків y і кутів α між інтерферируючими променями можна використовувати просту формулу

d = λ/α. (3)

У загальному випадку формула має вигляд

d = λ/2 sin (α/2). (4)

З формул (3) і (4) видно, що ширина смуг тим більша, чим менший кут між інтерферуючими променями. Розрахунки показують, що для візуального спостереження (d ≈ 1 mm) кут між інтерферуючими променями не має перевищувати l′. Якість інтерференційної картини оцінюють контрастом, для кількісної характеристики якого використовується функція вигляду

K = (Imax- Imin)/(Imax+ Imin),

яку часто називають видимістю. Максимальний контраст (Kmax = 1) можна одержати лише при рівності інтенсивності інтерферуючих пучків. Крім нерівності інтенсивностей до причин, що знижують контраст інтерференційної картини, варто віднести фонове засвітлення екрана, розбіжність у поляризації світлових пучків, а також кінцевий спектральний інтервал і довжину реальних джерел.

Розглянемо два точкових, але квазімонохроматичних джерела, що володіють однаковими рівноінтенсивними спектральними інтервалами (Δλ = λ2 - λ1<< λ, λ ≈ λ1 ≈ λ2). Очевидно, що в міру видалення від центральної точки екрана О (рис. 3), що відповідає нульовій різниці ходу, інтерференційні максимуми однакових порядків для λ1 і λ2 будуть зміщатися один щодо іншого. Якщо це зрушення досягне ширини інтерференційної смуги, відбудеться розмиття смуг, тому що максимуми для проміжних довжин хвиль, що входять у спектральний інтервал, цілком перекриють провал інтенсивності між сусідніми максимумами. Відповідна цій умові оптична різниця ходу називається критичної Δкр = (mkp + 1) λ = (λ + Δλ) mkp. З останнього вираження одержимо

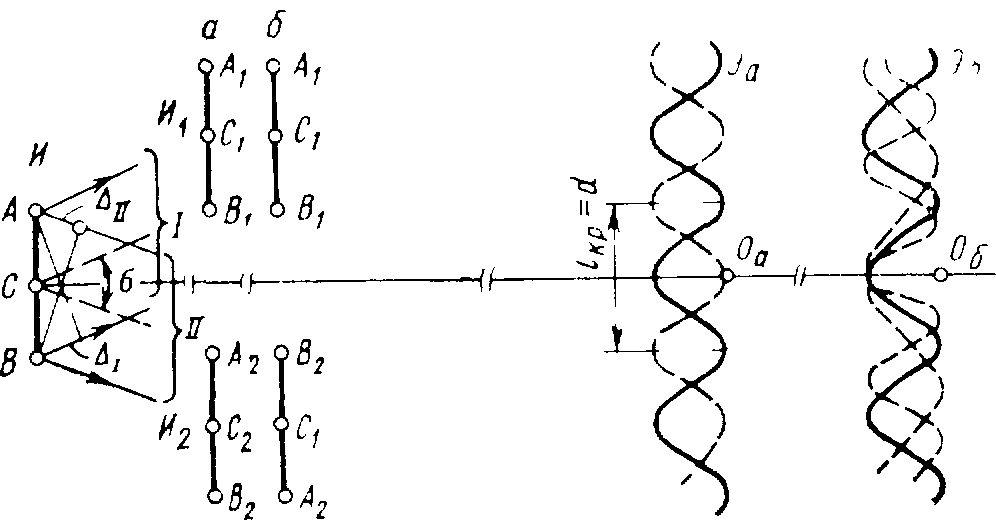
mkp =λ/Δλ; Δkp= λ2/Δλ .

З формул видно, що чим вужчий спектральний інтервал, тим вище порядок інтерференції і більше оптична різниця ходу, при якій можна спостерігати інтерференційну картину.

У випадку, якщо квазімонохроматичне джерело містить тільки дві вузькі спектральні лінії розмиття інтерференційних смуг буде відбуватися періодично для різниць хода, обумовлених вираженням Δкр = (2р + 1) λ2/2Δλ, де р- цілі числа, що визначають періодичність розмиття. Обчислення для дуплету в спектрі натрієвої лампи (λ1 = 0,5890 мкм, λ2 = 0,5896 мкм) дає для першого розмиття (р = 0) Δкр = 0,3 мм.

Варто згадати про інтерференцію в білому світлі. Інтерференційна картина, що спостерігається, у цьому випадку містить контрастну смугу нульового порядку, від якої в обидва боки видно лише кілька пофарбованих смуг.

Перейдемо до розгляду реальних джерел, що мають кінцеві розміри. У звичайному (не лазерному) джерелі кожен точковий елемент його поверхні випромінює незалежно від інших. Тому взаємодія пучків від двох протяжливих джерел не призводить до стаціонарної інтерференційної картини внаслідок маленької тривалості окремих цугів коливань і хаотичності кожного акта випромінювання. Для одержання двопроменевої інтерференції від протяжливих джерел приходиться створювати одне чи два зображення від одного вихідного джерела. Тоді для світлових хвиль, що виходять від відповідних точок джерела і його зображення (чи двох зображень того самого джерела), зберігається сталість різниці фаз, дозволяюще одержувати стаціонарну інтерференційну картину. Таким чином, у будь-якій реальній інтерференційній схемі необхідно здійснити розподіл вихідного пучка на кілька пучків з наступним зведенням їх у площину спостережливого екрана.



**Рисунок 4- До виводу формули для допустимої довжини протяжного джерела**

Розрізняють три способи розподілу пучків: за амплітудою (інтерференція Ньютона), за фронтом хвилі (інтерференція Френеля) і за поляризацією.

Двопроменева інтерференційна схема з вихідним джерелом И, що має лінійну довжину l, представлена на рис. Отримані від вихідного джерела так називані вторинні джерела И і И приймемо рівноінтенсивними і рівнопротяжними вихідній: l1 = l2 = l Можливі два випадки взаємного розташування вторинних джерел: а) пряме; б) перевернене. У першому випадку, що є найбільш розповсюджена, кожна пара відповідних точок (наприклад, А1 – А2, C1 – C2, B1 – В2 і т.д.) призводить до одержання інтерференційних смуг однакової ширини, але відповідно зміщених на екрані. Якщо це зрушення стане рівним ширині смуги, відбудеться повне розмиття інтерференційної картини. Відповідну довжину вторинних джерел називають критичною lkp = d. При переході до вихідного джерела необхідна умова одержання інтерференційної картини означає, що різниця ходу променів від крайніх точок А і В по напрямках обох областей I і II схеми повинна бути менше довжини хвилі: Δ = ΔI + ΔII = 2l sin (σ/2) < λ чи для маленьких кутів lσ < λ.

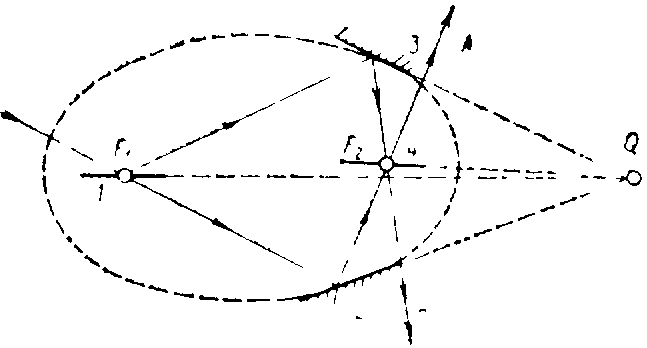
При переверненому положенні вторинних джерел найбільший контраст виходить для інтерференційної смуги в центрі екрана, для якої нульова різниця ходу має місце для усіх відповідних точок вторинних джерел. В міру видалення від нульової інтерференційної смуги контраст поступово знижується внаслідок перекриття смуг, що обумовлений їхньою неоднаковою шириною.

Здатність оптичних джерел до інтерференції характеризує їхню когерентність, тобто наявність кореляції між світловими коливаннями в різних точках простору в різні моменти часу. Кількісно когерентність випромінювання характеризують ступенем взаємної когерентності ⏐γ12(τ)⏐, що визначає контраст інтерференційної картини, що виникає при накладенні з довільним запізнюванням τ полів рівної інтенсивності, що відносяться до різних точок нормального перетинання пучка випромінювання. Усі реальні джерела, що дозволяють одержувати інтерференцію, відносяться до категорії частково когерентних. Інтерференційна картина з необхідним контрастом від цих джерел виходить лише в обмеженій області простору і її називають локалізованою. Інтерференційна картина від ідеальних (когерентних) джерел виходить усюди і є нелокалізованою.

Розрізняють просторову і тимчасову когерентність. Ступінь просторової когерентності |λ12 (0)| дорівнює ступеня взаємної когерентності при нульовому запізнюванні. Під ступенем тимчасової когерентності |λ(τ)| розуміють ступінь взаємної когерентності для однієї точки простору. Мінімальне запізнювання, для якого ступінь тимчасової когерентності приймає значення, дорівнює нулю, називають часом когерентності τс. Добуток часу когерентності на швидкість електромагнітного випромінювання у вакуумі характеризує довжину когерентності Пекло, що збігається з мінімальною оптичною різницею ходу, при якій контраст інтерференційної картини в інтерферометрі типу Майкельсона зменшується до нуля. При ширині спектрального інтервалу випромінювання А і середній довжині хвилі довжина когерентності дорівнює Δс = λ2/Δλ.

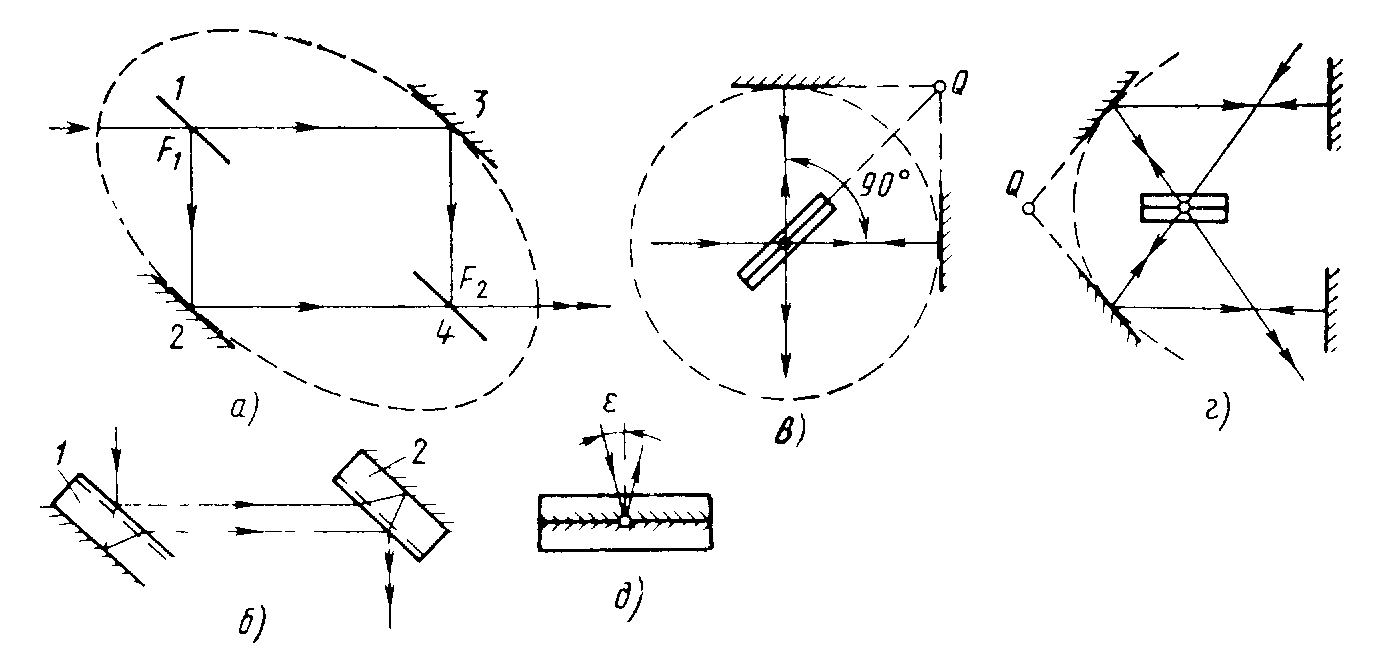
Найбільше практичне застосування знайшли двопроменеві інтерференційні схеми, основані на використанні плоских дзеркал. У загальному випадку двопроменева інтерференційна схема містить чотири дзеркала (рис. 5). Напівпрозоре дзеркало 1 розділяє падаючий пучок на два. Отримані за допомогою дзеркал 2 і 3 пучки направляються далі на напівпрозоре дзеркало 4, що з'єднує їх в один загальний пучок. Таким чином, по напрямку А чи В можна одержати результат взаємодії двох пучків у вигляді тієї чи іншої інтерференційної картини.

Слід зазначити, що для геометричної побудови вихідної оптичної схеми дзеркального інтерферометра за умови рівності нулю різниці ходу в обох областях і одержання «нескінченно» широкої смуги необхідно дотримуватись такого правила, запропонованого А. А. Забєлін: дзеркала повинні розташовуватися по дотичним і у фокусах (точки F1 i F2 на рис. 5) однією з кривих другого порядку, а їхні напрямки повинні перетинатися в одній загальній точці Q, що називається полюсом інтерферометра.



**Рисунок 5- Загальна схема двопроменевого дзеркального інтерферометра**

Часткою случаємо еліптичної схеми може служити схема Цендера–Маха-Рождественського (рис. 6, а), у якій вісьові промені утворять прямокутник, а дзеркала розташовані паралельно один одному по його кутах (полюс інтерферометра знаходиться в нескінченності). Якщо дзеркала попарно об'єднати в плоскопаралельнi пластини 1 і 2, то вийде відома схема інтерферометра Жамена (рис. 6, б). Інтерферометр Майкельсона (рис. 6, б) варто розглядати як окремий випадок кругової схеми, у якій розподіл пучків відбувається під кутом 90. У цій схемі лише три дзеркала, а полюс знаходиться на кінцевій відстані. За параболічною схемою будується п′ятидзеркальна схема, відома як інтерферометр Кестерса (рис. 6, г). Зрештою, найпростіша інтерференційна схема, що складається усього з двох напівпрозорих рівнобіжних дзеркал, названа інтерферометром Фабрі-Перо, відноситься до крапкового (рис. 6, д). Порушення вихідної схеми приводить до утворення смуг кінцевої ширини і виникненню різниці ходу в областях інтерферометра.



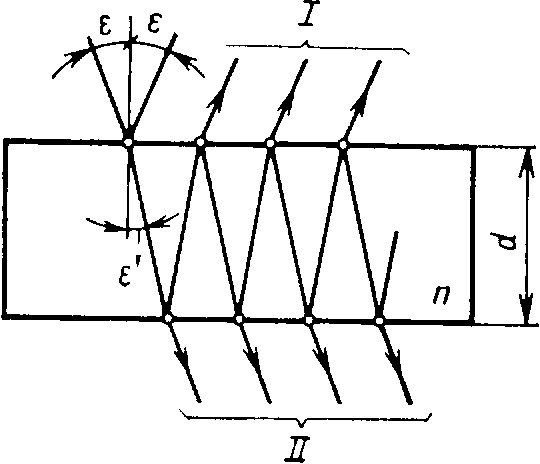
**Рисунок 6- Схеми двопроменевих дзеркальних інтерферометрів:**

**а- Цендер-Маха-Рождественського, б- Жамена; в- Майкельсона, г- Кестерса, д- Фабрі-Перо**

Найпростіша інтерференційна схема звичайно реалізується у вигляді виготовленої з прозорого матеріалу плоскопаралельної чи клінчастої пластини, на котру падають пучки променів, що мало відкидаються по напрямку від нормалей до поверхонь (рис. 7). Характер інтерференції в пластині (двопроменевої чи багатопроменевої) залежить від коефіцієнта відображення поверхонь. При маленькому значенні коефіцієнта відображення, що характерно для поверхонь звичайних стекол і інших матеріалів у видимій області, інтенсивності пучків після двох відображень сильно розрізняються між собою (особливо в минулому світлі), і практично спостерігається малоконтрастна двопроменева інтерференційна картина. Лише спеціальні дзеркальні покриття поверхонь пластини створюють умови для одержання контрастної багатопроменевої інтерференційної картини. Оптичну різницю ходу, що виникає між сусідніми променями у відбитому чи минулому світлі (без урахувань фазових змін на поверхнях), для плоскопаралельної пластини визначають за формулою

Δ = 2dn cos ε′, (5)

де d- товщина пластини; n- відносний показник переломлення матеріалу пластини і навколишнього середовища; ε'- кут переломленого променя в пластині.

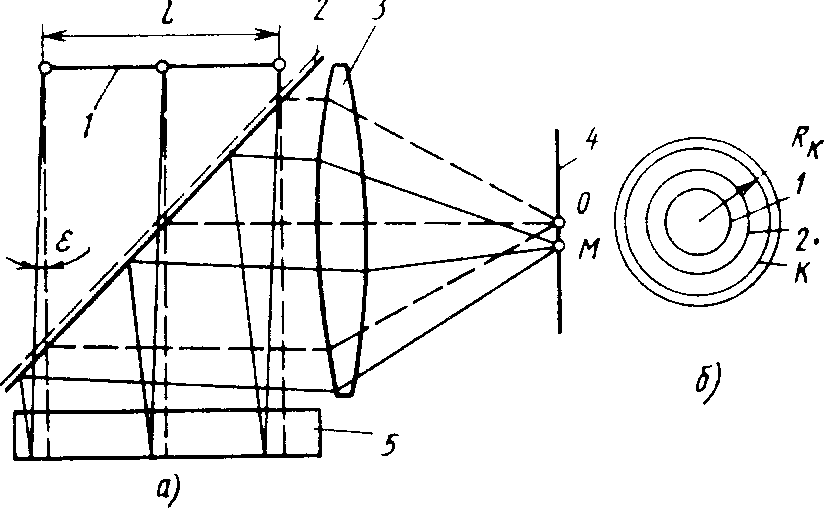


**Рисунок 7- Поділ променів у пластині**

**І- відбиті промені, ІІ- минулі промені**

З формули (5) видно, що на різницю ходу інтерферуючих променів можна впливати шляхом вибору кута чи нахилу падаючих променів зміною оптичної товщини пластини.

У залежності від цього розрізняють два основних типи інтерференційних смуг - смуги рівного нахилу і смуги рівної товщини. Розглянемо особливості кожного типу інтерференційних смуг.



**Рисунок 8- Інтерференційна схема для одержання смуг рівного нахилу**

Смуги рівного нахилу можна одержати на установці (рис. 8, а), що складається з протяжливого джерела 1, від якого промені падають як нормально, так і під невеликим кутом нахилу ε на плоскопаралельну пластину 2.

Відповідні за нахилом пучки променів, відбиті від першої і другої поверхонь пластини 5, за допомогою напівпрозорої допоміжної пластини 2 направляються на фокусуючу лінзу 3, що збирає їх з різних місць екрана Найбільша різниця ходу виникає для променів, що падають нормально на пластину і збирають лінзу в центрі О екрана. В інших місцях екрана різниця ходу буде тим менша, чим більший кут падіння променів ε на пластину. У підсумку виникає інтерференційна картина у формі концентричних кілець (рис. 8, б), порядок m яким поступово зменшується в міру зростання радіусів кілець Rk. від центра до країв екрана. Для різниці ходу в центрі екрана Δ0 і кільця з номером k можна написати:

Δ0 = (m + q)λ = 2dn;

Δk = [m – (k – 1)]λ = 2dn cos ε′;

Δ0 - Δk = 2dn (1 – cos ε′) = (k – 1 + q)λ,

де k- порядковий номер кільця, відлічений від центра екрана; q- дробова частина m для нормального падіння променів на пластину. З огляду на маленькі кути ε, одержимо

1 – cos ε′k ≈ ε2k/2n2.

У підсумку для кутової ширини радіуса k-го кільця одержимо

εк ≈



Якщо пластина підібрана так, що q = 1, то

εh ≈



Кутова ширина смуги з номером k:

δεk = εk+1 - εk ≈ (6)

