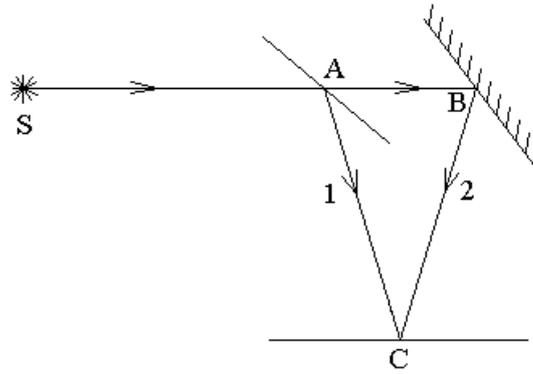


Экзамен. Длина и время когерентности.

Рассмотрим один из вариантов оптической схемы наблюдения интерференции методом деления амплитуды:



По пути 2 свет приходит в точку C на экране с запаздыванием относительно луча 1. Если частота света шумит, то лучи 1 и 2 приходят в точку C с разными частотами. В результате интерференционная картина дрожит и более или менее смазывается.

Картина полностью смазывается, если в фиксированной точке экрана шум номера интерференционной полосы равен 1:

$$\delta m = 1.$$

Как мы выяснили в конце рассмотрения предыдущего вопроса

$$\frac{\delta \lambda}{\lambda} = \frac{\delta m}{m}, \text{ если учесть } \delta m = 1, \text{ то получим}$$

$$\frac{\delta \lambda}{\lambda} = \frac{1}{m} \Rightarrow \delta \lambda = \frac{\lambda}{m} \quad \text{— допустимая для наблюдения}$$

интерференционной полосы с номером m спектральная ширина линии излучения. Откуда с учетом $m = \frac{\Delta}{\lambda}$ получим

$$\delta \lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta}.$$

При такой спектральной ширине источника света интерференционная картина полностью смазывается. Следовательно, $\delta \lambda_{\max} = \frac{\lambda^2}{\Delta}$ — максимально допустимая немонохроматичность источника света для наблюдения интерференционной картины.

Если из этого равенства выразить разность хода

$$\Delta_{\max} = \frac{\lambda^2}{\delta \lambda}, \text{ то это — максимальная разность хода для наблюдения}$$

интерференционной картины при заданной величине немонохроматичности источника света.

Такая разность хода называется длиной когерентности, будем ее обозначать l_{\parallel} .

Длина когерентности — максимальная разность хода, допустимая для наблюдения интерференции.

$$l_{\parallel} = \frac{\lambda^2}{\delta\lambda} \text{ — длина когерентности.}$$

На рисунке разность хода $\Delta = AB$, так как точки A и B одинаково удалены от экрана C . Поэтому разность фаз двух лучей в точке C такая же, как и разность фаз в точках A и B . Следовательно, когерентность лучей 1 и 2 в точке C эквивалентна когерентности вторичных источников света в точках A и B . Точки A и B расположены на одном луче. Поэтому когерентность l_{\parallel} называют еще продольной когерентностью или когерентностью вдоль луча.

С понятием продольной когерентности тесно связано понятие времени когерентности τ

$$\tau \equiv \frac{l_{\parallel}}{c}.$$

Время когерентности — это время, за которое свет проходит длину когерентности.

$$\tau = \frac{l_{\parallel}}{c} = \frac{1}{c} \cdot \frac{\lambda^2}{\delta\lambda} = \frac{1}{\lambda\nu} \cdot \frac{\lambda^2}{\delta\lambda} = \frac{1}{\nu} \cdot \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \frac{1}{\nu} \cdot \frac{\nu}{\delta\nu} = \frac{1}{\delta\nu} \Rightarrow$$

$$\tau = \frac{1}{\delta\nu} \text{ — время когерентности, где } \delta\nu \text{ — спектральная ширина}$$

источника света.

Название "время когерентности" связано с тем, что разность фаз в точках A и B в один момент времени равна разности фаз в одной точке A в два разных момента времени t и $t + \frac{AB}{c}$.

Время когерентности — максимальное время τ , при котором $E(t)$ и $E(t + \tau)$ все еще когерентны в одной и той же точке пространства.

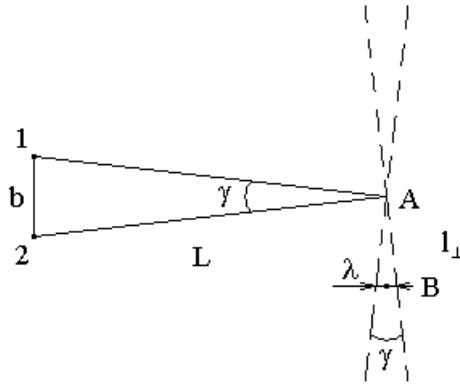
Экзамен. Пространственная когерентность.

Пространственная когерентность — это когерентность света поперек луча.

Длина пространственной когерентности l_{\perp} — максимальное расстояние между вторичными источниками света поперек луча, между источниками, которые все еще можно считать частично когерентными.

Пространственная когерентность связана с протяженностью источника нелазерного света.

Свет излучает то один, то другой атом источника. При этом в точке наблюдения поверхность равных фаз слегка поворачивается.



Здесь b — размер источника света, γ — угловой размер источника света, L — расстояние от источника света до рассматриваемого фронта волны, A и B — две точки на фронте волны.

Пусть при шумовых поворотах фронта волны изменение разности хода для точек A и B равно длине волны λ . Тогда разность фаз в точках A и B шумит на 2π , и $AB = l_{\perp}$ — длина пространственной когерентности в плоскости фронта AB .

Рассмотрим треугольник, расположенный из точки A вниз, так что точка B лежит на середине его основания. Угол при вершине A этого треугольника равен γ — угловому размеру источника света. Высота этого треугольника $AB = l_{\perp}$, а длина основания равна λ . Из треугольника видно, что

$$l_{\perp}\gamma = \lambda \quad \Leftrightarrow$$

$$l_{\perp} = \frac{\lambda}{\gamma} \quad \text{— выражение для длины пространственной когерентности через}$$

угловой размер источника света γ .

Теперь рассмотрим другой треугольник, расположенный из точки A налево. Из рисунка видно, что угловой размер источника γ связан с его линейным размером b и расстоянием от источника до точки наблюдения L :

$$\gamma = \frac{b}{L} \quad \Rightarrow$$

Подставим это значение в формулу $l_{\perp} = \frac{\lambda}{\gamma}$ и получим:

$$l_{\perp} = \frac{\lambda L}{b} \quad \text{— длина пространственной когерентности, где } L \text{ — расстояние}$$

от источника света до точки наблюдения, b — линейный размер источника света.

Если использовать два участка фронта волны около точек A и B , как вторичные источники света для наблюдения интерференции методом деления волнового фронта, то

$$\beta = \frac{AB}{L} \quad \text{— апертура интерференции. Напомним, что апертура}$$

интерференции — угол между двумя лучами, которые выходят из одной точки

источника и приходят в одну точку экрана, где наблюдают интерференционную картину.

Пусть $AB = l_{\perp}$, тогда

$$\beta_{\max} = \frac{l_{\perp}}{L} = \frac{\lambda}{b} \text{ — максимальная допустимая апертура интерференции для}$$

наблюдения интерференции. Следовательно, свет от источника размером b идет частично когерентно в угол примерно $\frac{\lambda}{b}$.

$$\beta_{\max} = \frac{\lambda}{b} \quad \Rightarrow \quad b_{\max} = \frac{\lambda}{\beta} \text{ — максимально допустимый размер}$$

источника света для наблюдения интерференции в оптической схеме с заданной апертурой интерференции β .

Экзамен. Объем когерентности.

Из длины когерентности вдоль луча и двух длин пространственных когерентностей поперек луча можно составить объем, его называют объемом когерентности.

$$V = l_{\parallel} \cdot l_{\perp 1} \cdot l_{\perp 2}$$

Любые два вторичных источника света в одном объеме когерентности частично когерентны и могут быть использованы для получения интерференционной картины.

Факультативная вставка.

Для описания возможной интерференционной картины от вторичных источников, взятых в двух разных точках пространства 1 и 2, вводят численную характеристику под названием комплексная степень когерентности

$$\gamma_{12} = |\gamma_{12}| e^{i \cdot \arg(\gamma_{12})} \equiv \frac{\left\langle \left(\tilde{E}_1(t), \tilde{E}_2(t) \right) \right\rangle_t}{\sqrt{\left\langle \left(\tilde{E}_1(t), \tilde{E}_1(t) \right) \right\rangle_t \left\langle \left(\tilde{E}_2(t), \tilde{E}_2(t) \right) \right\rangle_t}},$$

где $\tilde{E}_1(t)$ и $\tilde{E}_2(t)$ — комплексные напряженности светового поля в точках 1 и 2 в момент времени t .

При использовании этих вторичных источников видность (контрастность) интерференционной картины будет равна модулю комплексной степени когерентности $|\gamma_{12}|$. Фаза комплексной степени когерентности $\arg(\gamma_{12})$ равна усредненной разности фаз световых колебаний в точках 1 и 2, что соответствует светлой $\arg(\gamma_{12}) = 0$ или темной $\arg(\gamma_{12}(\tau)) = \pi$ интерференционной полосе на экране равноудаленном от точек 1 и 2.

В частном случае, когда точки 1 и 2 лежат на одном луче, комплексная степень когерентности будет зависеть от расстояния $l = c\tau$ между этими точками или от времени распространения τ света от точки 1 до точки 2

$$\gamma_{12}(\tau) = |\gamma_{12}(\tau)| e^{i \arg(\gamma_{12}(\tau))} \equiv \frac{\left\langle \left(\tilde{E}_1(t), \tilde{E}_1(t+\tau) \right) \right\rangle_t}{\left\langle \left(\tilde{E}_1(t), \tilde{E}_1(t) \right) \right\rangle_t}.$$

Конец факультативной вставки.

Факультативная вставка.

Обсудим параметры объема когерентности лазерного излучения.

Для лазерного излучения длина пространственной когерентности больше диаметра лазерного пучка лучей. То есть в направлении поперек луча все лазерное излучение когерентно.

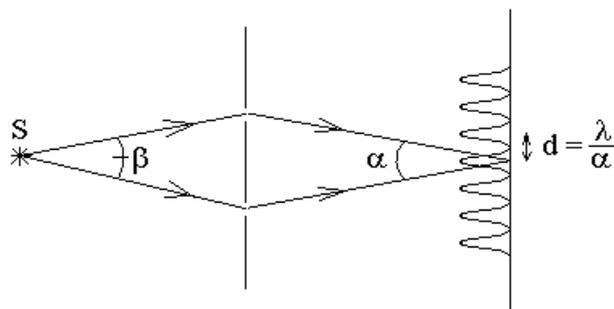
Длина когерентности вдоль лазерного луча может быть очень велика. Наибольшая длина когерентности лазера соответствует излучению в одной поперечной и одной продольной моде. Это излучение лазера в так называемом одномодовом или одночастотном режиме. Максимальные длины когерентности составляют величину порядка десяти тысяч километров.

Для нелазерных источников света при низком давлении газа, когда ширина спектральной линии определяется эффектом Доплера, характерная длина когерентности составляет полметра. Для обычных давлений газа газоразрядного источника света длина когерентности составляет сантиметры или миллиметры. С увеличением давления светящегося газа длина когерентности уменьшается.

Конец факультативной вставки.

Экзамен. Механизм смазывания интерференционной картины за счет немонохроматичности и за счет протяженности источника света на примере опыта Юнга.

Обсудим влияние немонохроматичности света на контрастность или видность $V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ интерференционной картины.



Ширина интерференционных полос $d = \frac{\lambda}{\alpha}$. Если длина волны λ шумит, то соответственно шумит и ширина интерференционных полос d .

Нулевая интерференционная полоса $m=0$ соответствует нулевой разности хода $\Delta = m\lambda = 0$ и остается на месте неподвижно. При шумовом изменении ширины полос интерференционная картина сжимается и

растягивается, оставляя неподвижной нулевую полосу. Интерференционная картина шумовым образом меняет масштаб и играет, как гармошка.

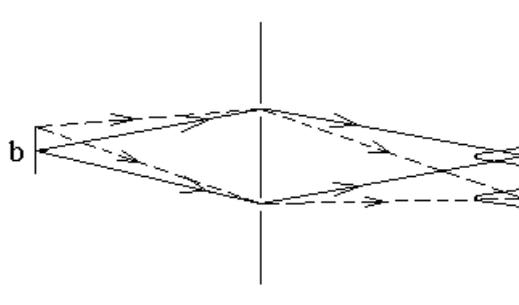
Полосы, расположенные около нулевой полосы не смазываются. Полосы, расположенные далеко от нулевой полосы, полностью смазываются.

Условие на границе смазывания состоит в том, что оптическая разность хода равна длине когерентности $\Delta \approx l_{\parallel}$.

Нулевую интерференционную полосу можно увидеть даже в белом свете, первая полоса в белом свете уже сильно смазана. Если же на интерференционную картину в белом свете посмотреть через цветное стекло (светофильтр), то можно увидеть больше полос в каждую сторону от нулевой полосы. Спектральная ширина полосы пропускания светофильтра $\delta\lambda$ связана с числом наблюдаемых интерференционных полос m в одну сторону от нулевой полосы

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{m}.$$

Обсудим теперь влияние размеров источника света на интерференционную картину.

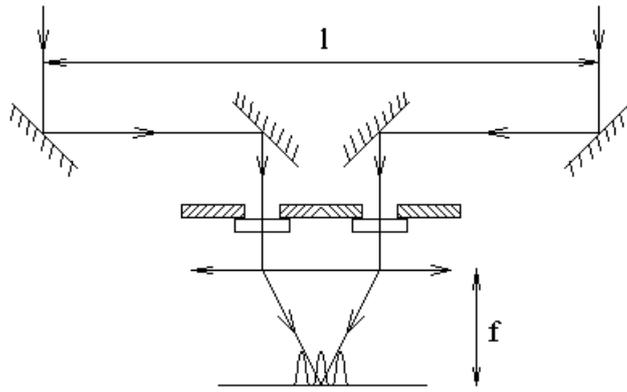


Нулевая полоса $m = 0$ соответствует нулевой разности хода $\Delta = m\lambda = 0$.

Атомы источника света излучают по очереди, а не одновременно, так как для нелазерного источника света среднее число фотонов в объеме когерентности (параметр вырождения света) всегда гораздо меньше единицы (а для лазерного источника — гораздо больше единицы). При перемещении излучающей точки вверх по источнику света полоса, соответствующая нулевой разности хода, сдвигается вниз. Вся интерференционная картина сдвигается вместе с нулевой полосой как целое без изменения масштаба картины. Когда излучает то один атом, то другой, интерференционная картина дрожит, как целое, и смазывается.

Из-за протяженности источника света полосы смазываются одинаково независимо от номера полосы.

Экзамен. Звездный интерферометр Майкельсона. Измерение угловых размеров звезд.



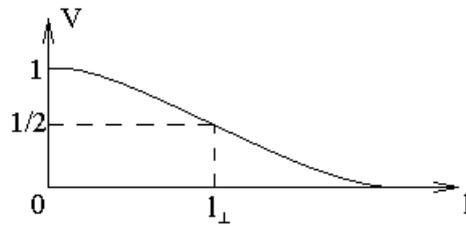
Свет далекой звезды падает на два зеркала, расположенных на довольно большом расстоянии l друг от друга. Отраженные от зеркал лучи идут навстречу друг другу и отражаются второй парой зеркал. После второй пары зеркал лучи вновь идут параллельно, но на небольшом расстоянии друг от друга таким, что их можно будет пропустить через одну линзу. До линзы лучи проходят через узкополосные светофильтры. Светофильтры пропускают свет в узкой полосе частот. После линзы лучи совмещаются на экране, расположенном в фокальной плоскости линзы.

Свет далекой звезды идет почти параллельным пучком лучей. В таком случае по законам геометрической оптики в фокальной плоскости линзы должно получиться почти точечное изображение звезды. На самом деле благодаря дифракционным эффектам радиус пятна изображения будет многократно большим и примерно равен $\frac{\lambda}{D}f$, где D — диаметр диафрагмы, ограничивающей каждый из интерферирующих лучей, f — фокусное расстояние линзы.

На экране в пределах пятна дифракционного изображения звезды будут видны интерференционные полосы. Однако полосы будут наблюдаться только в том случае, если расстояние l между первой парой зеркал будет меньше длины пространственной когерентности $l_{\perp} = \frac{\lambda}{\gamma}$ света далекой звезды, так как только в этом случае интерферирующие волны когерентны. Здесь γ — угловой размер звезды.

Вторым условием наблюдения интерференционной картины является условие, что оптическая разность хода двух интерферирующих лучей меньше длины временной когерентности или когерентности вдоль луча $l_{\parallel} = \frac{c}{\delta\nu}$, где $\delta\nu$ — спектральная ширина источника света. Величину длины временной когерентности удастся сделать достаточно большой путем уменьшения $\delta\nu$ — частотной полосы пропускания светофильтров.

Если увеличивать расстояние l между первой парой зеркал, то видимость V интерференционной картины будет уменьшаться.



Раздвигая зеркала, можно найти такое расстояние $l = l_{\perp} = \frac{\lambda}{\gamma}$ между ними, при котором видность падает примерно вдвое. Таким образом, измеряют длину пространственной когерентности l_{\perp} . Через длину пространственной когерентности l_{\perp} находят угловой размер звезды:

$$\gamma = \frac{\lambda}{l_{\perp}}.$$

Для ближайших к нам звезд длина пространственной когерентности — величина порядка одного метра, для далеких звезд — гораздо больше.

Этим методом можно измерять угловые размеры только ближайших звезд. Причина — влияние атмосферных потоков над прибором.

Из-за воздушных потоков изменяется плотность воздуха, его показатель преломления и оптическая длина пути в атмосфере Земли каждого из двух интерферирующих лучей.

Другими словами в атмосфере над прибором возникает шумовой оптический клин, который сдвигает нулевую полосу и вместе с ней — остальные полосы интерференционной картины.

Полосы сдвигаются медленно, но света мало, и сигнал на матрице фотодиодов экрана приходится накапливать.

Света мало, поэтому не используются светофильтры ограничивающие полосу регистрируемых световых частот. Видность интерференционной картины определяется по нулевой полосе, которая не смазывается и при широком спектре света.

Влияние этих медленных сдвигов удастся устранить в другом опыте, который является оптическим аналогом радиочастотного опыта Брауна — Твисса. Подробнее об этом можно посмотреть в лекциях по оптике за 2017 год.

Экзамен. Локализация интерференционной картины на примере наблюдения интерференции с бипризмой Френеля.

Если на экране видна интерференционная картина, то она там и локализована.

С помощью линзы можно наблюдать интерференционную картину, локализованную в другой плоскости, например в плоскости, в которую невозможно поставить экран.

Можно показать, что оптическая длина пути вдоль любого луча от точечного источника света до его изображения в линзе одна и та же. Поэтому световые волны, приходя в точку изображения разными путями, складываются

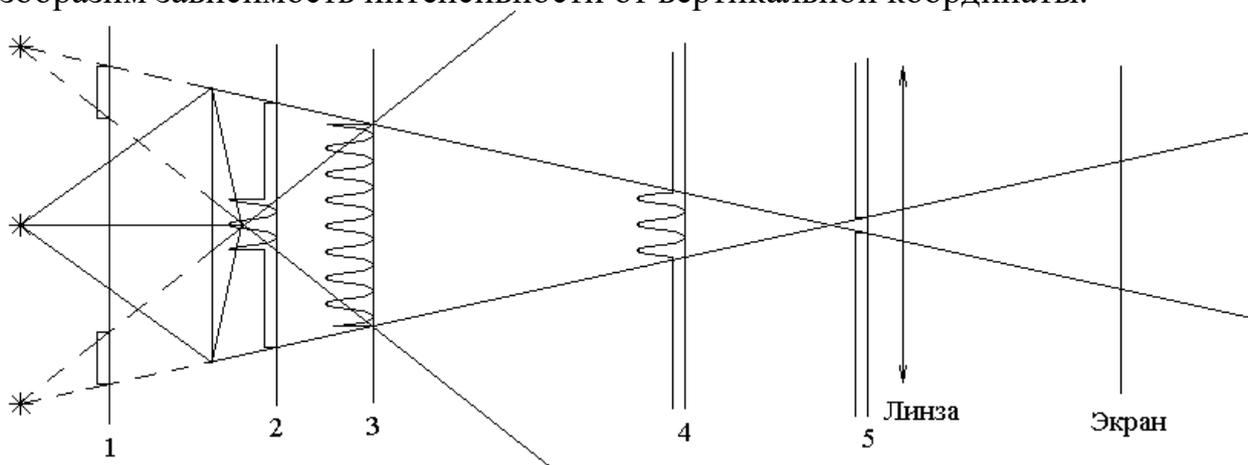
синфазно и дают большую суммарную амплитуду в точке изображения. Это же свойство приводит к тому, что линза отображает интерференционную картину по законам геометрической оптики.

И действительно, пусть в какую-то точку плоскости локализации интерференционной картины, в которой нет экрана, приходят две волны в одинаковой фазе. В этой точке, если туда поставить экран, будет середина светлой интерференционной полосы. После этой точки два интерферирующих луча расходятся, но любые лучи, выходящие из этой точки, обязаны собраться в одну точку в сопряженной плоскости — плоскости изображения интерференционной картины. В эту плоскость изображения поместим экран. Оптические длины путей от точки в плоскости локализации до точки ее изображения равны. Тогда синфазные волны в точке плоскости локализации останутся синфазными и в точке изображения. Следовательно, светлая интерференционная полоса в плоскости локализации отображается в светлую же полосу в плоскости экрана. Темные полосы отображаются в темные.

Рассмотрим оптическую схему с бипризмой Френеля.

За бипризмой поместим линзу и экран. Каждая половина бипризмы поворачивает свет на угол $\gamma = (n-1)\delta$, где δ — малый угол в равнобедренном треугольнике основания призмы. После бипризмы свет идет так, как будто это свет от двух когерентных источников.

Плоскость локализации интерференционной картины, сопряженная плоскости экрана, может находиться как после бипризмы, так и до нее. В каждой возможной плоскости локализации интерференционной картины изобразим зависимость интенсивности от вертикальной координаты.



Здесь 1, 2, 3, 4, 5 — различные возможные положения плоскости локализации интерференционной картины. Будем перемещать экран вместе с линзой, оставляя расстояние между ними неизменным. Плоскость локализации интерференционной картины будет перемещаться вместе с линзой и экраном. Для каждого положения плоскости локализации будет свое положение линзы с экраном. На рисунке, чтобы его не загромождать, изображено одно положение линзы и экрана.

В плоскостях 1 и 5 интерференции нет. Интерференция есть только там, где преломленные бипризмой пучки лучей перекрываются.

Экзамен. Полосы равного наклона.

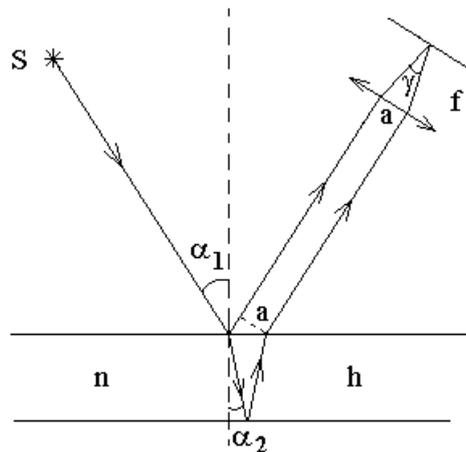
Рассмотрим отражение света от прозрачной плоскопараллельной пластинки, например стеклянной.

Будем рассматривать двулучевую интерференцию волн отраженных от двух граней пластинки. Многолучевой интерференцией можно пренебречь, если отражение от одной грани мало.

Можно рассматривать интерференционную картину, локализованную в разных плоскостях. Два положения плоскости локализации, одно из которых рассматривается в этом вопросе, представляют особый интерес.

Полосы равного наклона — это полосы, локализованные на бесконечности.

Полосы, локализованные на бесконечности, можно наблюдать в фокальной плоскости линзы.



Рассмотрим апертуру интерференции или угол между лучами, выходящими из одной точки источника света, которые затем попадают в одну точку экрана. В нашем случае экран находится в фокальной плоскости линзы, следовательно, лучи, попадающие в одну точку экрана, до линзы идут параллельно друг другу. Тогда лучи идут параллельно и до отражения от двух граней плоскопараллельной пластинки. Параллельные лучи, выходящие из одной точки источника, просто совпадают друг с другом. То есть апертура интерференции равна нулю $\beta = 0$.

Полосы равного наклона можно наблюдать при любом размере источника света:

$$b_{\max} = \frac{\lambda}{\beta} = \infty.$$

Найдем теперь ширину интерференционных полос. Пусть свет источника S падает под углом α_1 на плоскопараллельную пластину толщиной h и показателем преломления n . Угол преломления α_2 соответствует закону преломления Снеллиуса

$$\sin(\alpha_1) = n \cdot \sin(\alpha_2).$$

Лучи отраженные верхней и нижней гранями пластины идут параллельно друг другу на расстоянии a :

$$a = 2h \cdot \operatorname{tg}(\alpha_2) \cdot \cos(\alpha_1),$$

здесь $h \cdot \operatorname{tg}(\alpha_2)$ — горизонтальное смещение луча при прохождении от верхней до нижней грани пластины, то есть $2h \cdot \operatorname{tg}(\alpha_2)$ — расстояние по горизонтали между точкой входа луча в пластинку и точкой выхода из пластинки после отражения от нижней грани.

Ширина d интерференционных полос на экране определяется величиной угла γ , под которым лучи сходятся на экране:

$$d = \frac{\lambda}{\gamma} \text{ — ширина полос, где } \gamma = \frac{a}{f}. \text{ Здесь } f \text{ — фокусное расстояние}$$

линзы, $a = 2h \cdot \operatorname{tg}(\alpha_2) \cdot \cos(\alpha_1)$.

Чтобы найти допустимую некогерентность источника света $\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta}$, нужно найти оптическую разность хода Δ .

Пока нижний луч дважды проходит через пластину, преодолевая оптическую длину пути $2 \frac{nh}{\cos(\alpha_2)}$, верхний луч проходит путь $a \cdot \operatorname{tg}(\alpha_1) = 2h \cdot \operatorname{tg}(\alpha_2) \cdot \sin(\alpha_1)$ от верхней грани пластины до пунктирной линии перпендикулярной отраженным пластинкой лучам.

$$\begin{aligned} \Delta &= 2 \frac{nh}{\cos(\alpha_2)} - 2h \cdot \operatorname{tg}(\alpha_2) \cdot \sin(\alpha_1) = \frac{2h}{\cos(\alpha_2)} (n - \sin(\alpha_2) \cdot \sin(\alpha_1)) = \\ &= \frac{2h}{\cos(\alpha_2)} (n - \sin(\alpha_2) \cdot n \cdot \sin(\alpha_2)) = \frac{2nh}{\cos(\alpha_2)} (1 - \sin^2(\alpha_2)) = 2nh \cdot \cos(\alpha_2) \quad \Rightarrow \end{aligned}$$

$\Delta = 2nh \cdot \cos(\alpha_2)$ — оптическая разность хода интерферирующих лучей.

Тогда

$$\delta\lambda_{\max} = \frac{\lambda^2}{\Delta} = \frac{\lambda^2}{2nh \cdot \cos(\alpha_2)} \text{ — допустимая некогерентность}$$

источника света при наблюдении полос равного наклона. Косинус угла преломления $\cos(\alpha_2)$ в этих формулах может быть выражен через угол падения α_1 :

$$\cos(\alpha_2) = \sqrt{1 - \sin^2(\alpha_2)} = \sqrt{1 - \frac{1}{n^2} \sin^2(\alpha_1)}.$$

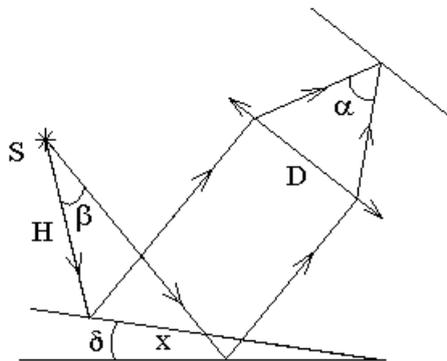
Если считать, что толщина пластинки мала по сравнению с расстоянием от пластинки до источника света, то разность хода Δ и допустимая некогерентность $\delta\lambda_{\max}$ примерно такие же для любой плоскости локализации интерференционной картины.

Исходящие от разных точек источника света лучи с одинаковым углом α_1 падения на пластину, идут параллельно друг другу и собираются линзой в одну точку экрана. Каждый из этих лучей, отражаясь от пластины, формирует пару параллельных лучей с одной и той же разностью хода Δ . Если рассмотреть свет, который падает на пластину под другим углом α_1 , то он попадает в другую точку экрана.

Каждому углу падения α_1 в плоскости рисунка соответствует своя точка на экране и своя разность хода Δ . Если теперь падающий на пластинку луч повернуть вокруг нормали к пластинке, то угол падения не изменится, а два отраженных интерферирующих луча с той же разностью хода будут попадать в другую точку экрана, которая сместится в направлении перпендикулярном плоскости рисунка. В результате, точки на экране с одинаковой разностью хода Δ и одинаковым углом наклона к пластине образуют полосы перпендикулярные плоскости рисунка, в частности, точки экрана с разностью хода кратной λ образуют светлые полосы. Поэтому интерференционные полосы на экране называются полосами равного наклона.

Факультативная вставка.

В отличие от плоскопараллельной пластинки при отражении от оптического клина полосы равного наклона практически невозможно наблюдать.



Чтобы оба луча попали в линзу диаметром D необходимо выполнение условия:

$x < D$, где x — расстояние между двумя лучами по горизонтали.

С другой стороны

$$\left. \begin{array}{l} x \approx \beta H \\ \beta = 2\delta \end{array} \right\} \Rightarrow x \approx 2H\delta.$$

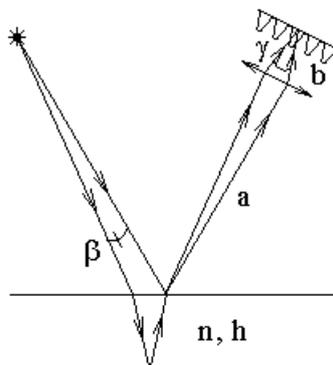
Тогда при больших значениях H условие $x < D$ невыполнимо. Невозможно наблюдать полосы равного наклона при отражении от оптического клина, если источник света находится на большом расстоянии от оптического клина, особенно если полосы наблюдать глазом. Глазом без экрана наблюдаются полосы равной толщины.

Конец факультативной вставки.

Экзамен. Полосы равной толщины.

Полосы равной толщины локализованы на обращенной к свету поверхности прозрачной пластинки. При этом подразумевается, что пластинка тонкая. Толщина пластинки много меньше расстояния от пластинки до источника света.

Рассмотрим интерференционные полосы, локализованные на верхней границе отражающей свет пластинки.



С этой целью линзу и экран нужно поставить так, чтобы $\frac{1}{|a|} + \frac{1}{|b|} = \frac{1}{f}$, где f — фокусное расстояние линзы, $|a|$ и $|b|$ — расстояния от пластинки до линзы и от линзы до экрана. Тогда на экране отображается интерференционная картина, локализованная на поверхности пластинки.

$$d = \frac{\lambda}{\gamma} \text{ — ширина интерференционных полос,}$$

$b_{\max} = \frac{\lambda}{\beta}$ — максимальный допустимый размер источника света, чтобы интерференционные полосы не полностью смазались.

$$\delta\lambda_{\max} = \frac{\lambda^2}{\Delta} = \frac{\lambda^2}{2nh \cdot \cos(\alpha_2)} \text{ — допустимая немонахроматичность}$$

источника света такая же, как и при наблюдении полос равного наклона.

Факультативная вставка.

Если посмотреть на лужу с тонким слоем бензина, то на поверхности лужи видна радужная пленка — это полосы равной толщины, локализованные на поверхности тонкой бензиновой пленки. Роль линзы и экрана играют хрусталик глаза и сетчатка глаза.

Полосы видны даже в том случае, если источником света является пасмурное небо. Как это согласуется с максимальным допустимым размером источника света $b_{\max} = \frac{\lambda}{\beta}$?

Дело в том, что из точки на поверхности лужи зрачок глаза виден под малым телесным углом. Этот же угол, направленный с поверхности лужи в

небо вырезает из туч или голубого неба источник света, лучи которого попадают в точку на сетчатке глаза, через рассматриваемую точку на поверхности лужи. Вырезаемый рассматриваемым углом источник света имеет размер меньше максимально допустимого размера $b_{\max} = \frac{\lambda}{\beta}$. Поэтому полосы

не смазываются.

Конец факультативной вставки.

Факультативная вставка.

Если источник света находится далеко, то в отраженном свете от оптического клина даже с малым углом не смазываются только полосы равной толщины. В этом их преимущество по сравнению с любой другой плоскостью локализации интерференционной картины.

Конец факультативной вставки.