

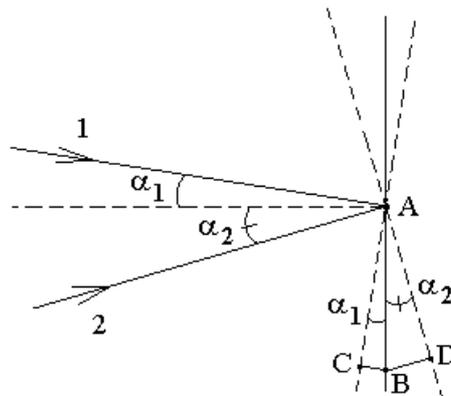
Экзамен. Связь ширины интерференционных полос и угла между интерферирующими волнами.

Обычно при рассмотрении интерференции два интерферирующих луча и нормаль к экрану находятся в одной плоскости. Только такой вариант мы и будем рассматривать.

Докажем, что для малых углов между нормалью к экрану и каждым лучом ширину интерференционных полос можно найти по формуле:

$$d = \frac{\lambda}{\alpha},$$

где α — угол между интерферирующими лучами, d — ширина интерференционных полос.



Пусть в точку A на экране две световые волны 1 и 2 приходят в одинаковой фазе. Тогда точка A — середина светлой полосы. Для простоты будем считать, что для точки A оптическая разность хода интерферирующих волн равна нулю, а не просто кратна длине волны λ .

В точках A и C фазы первой световой волны равны, так как эти точки находятся на одной поверхности равных фаз, перпендикулярной лучу 1.

Аналогично в точках A и D фазы второй световой волны равны.

Тогда фаза 1-ой волны в точке C равна фазе 2-ой волны в точке D , так как фазы двух волн одинаковы в точке A . Соответствующая разность хода для точек C и D равна нулю.

Волна 1 еще не дошла до точки B на отрезок CB . Волна 2 уже прошла точку B на отрезок BD .

Тогда разность хода Δ волн 1 и 2 в точке B будет равна:

$$\begin{aligned} \Delta &= CB + BD = AB \cdot \sin(\alpha_1) + AB \cdot \sin(\alpha_2) = \\ &= AB \cdot (\sin(\alpha_1) + \sin(\alpha_2)) \approx AB \cdot (\alpha_1 + \alpha_2) = \alpha \cdot AB, \text{ где} \\ \alpha &= \alpha_1 + \alpha_2 \text{ — угол между лучами 1 и 2.} \end{aligned}$$

Итак

$$\Delta \approx \alpha \cdot AB.$$

Пусть AB — ширина интерференционных полос

$$AB = d.$$

Разность хода при переходе от одной светлой полосы к соседней светлой полосе изменяется на длину волны λ . Тогда при переходе от точки A к точке B разность хода изменяется на:

$$\Delta = \lambda.$$

Сравнивая это с равенством $\Delta \approx \alpha \cdot AB = \alpha \cdot d$, получаем:

$$\lambda = \alpha \cdot d \quad \Rightarrow$$

$$d = \frac{\lambda}{\alpha}.$$

Что и требовалось доказать.

Интересно, что ширина полос зависит только от угла между интерферирующими волнами и не зависит от любых других особенностей оптической схемы получения интерференции.

Экзамен. Интерференция лазерных и интерференция нелазерных источников света.

Все источники света делятся на два класса: лазерные и нелазерные.

Рассмотрим сначала интерференцию лазерных источников света.

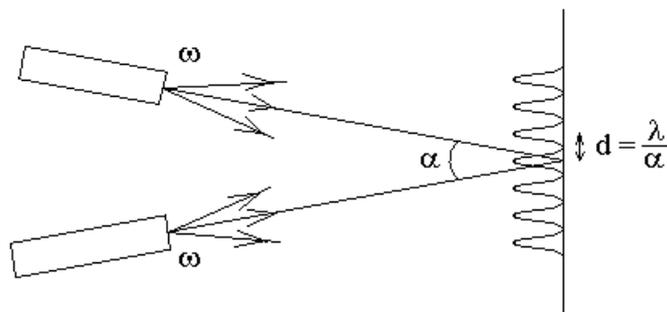
Для лазерного источника света излучение любых двух атомов усиливающей среды когерентно.

Источники света называются когерентными, если их свет способен интерферировать.

$$I \neq \sum_m I_m \quad \text{— условие интерференции.}$$

Для лазерных источников света даже излучение двух разных лазеров способно интерферировать. Интенсивность света при этом не постоянна, а испытывает биения, осциллирует, на разностной частоте $\omega_1 - \omega_2$, где ω_1 и ω_2 — частоты генерации двух рассматриваемых лазеров.

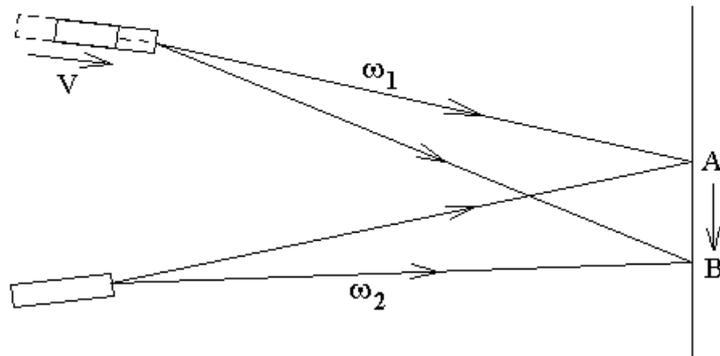
Рассмотрим два лазера, которые излучают широкие пучки света, например, можно поставить на выходе каждого лазера рассеивающую линзу. Пусть лазеры излучают свет с одинаковой частотой ω и в одинаковой фазе.



На экране будут интерференционные полосы с шириной $d = \frac{\lambda}{\alpha}$.

Пусть некоторая точка экрана одинаково удалена от лазеров, и излучение в этой точке синфазно — разность фаз равна нулю. В этой точке будет середина светлой полосы, так как разность хода Δ для нее равна нулю $\Delta = 0$.

Что изменится, если верхний лазер начать двигать навстречу экрану со скоростью V ?



Точка одинаково удаленная от лазеров начнет перемещаться вниз по экрану от точки A к точке B . Если верхний лазер остановить, то в этой точке B будет находиться середина светлой полосы, так как разность хода для нее равна нулю $\Delta = 0$.

Вместе с нулевой полосой, для которой $\Delta = 0$, и остальные интерференционные полосы будут двигаться вниз по экрану.

Будем считать, что частота излучения движущегося лазера в его собственной системе отсчета не изменяется во время движения и по-прежнему равна ω .

В неподвижной системе отсчета, связанной с экраном, частота излучения верхнего лазера изменилась из-за эффекта Доплера:

Новая частота верхнего лазера в лабораторной системе отсчета равна $\omega_1 \approx \omega + \frac{V}{c}\omega$ при условии $V \ll c$, когда достаточно учитывать только линейный эффект Доплера.

Частота нижнего лазера ω_2 по-прежнему сохраняется равной ω .

В фиксированной точке экрана интенсивность света осциллирует с частотой $\omega_1 - \omega_2$. Эти осцилляции можно объяснить, как изменение разности хода Δ , или как результат сложения волн с разными частотами. Это два описания одного и того же эффекта.

Следовательно, при интерференции двух световых волн с разными частотами ω_1 и ω_2 интерференционные полосы бегут по экрану. Полосы движутся вниз при условии $\omega_1 > \omega_2$.

Разность частот двух одинаковых неподвижных лазеров всегда шумит, то есть изменяется случайным образом в некоторых пределах. При этом интерференционная картина на экране дрожит, смещаясь шумовым образом то вверх, то вниз.

Для наблюдения интерференции излучения двух лазеров на приемнике света необходимо обеспечить выполнение двух условий.

1). Ширина полос $d = \frac{\lambda}{\alpha}$ должна быть больше ширины приемной площадки D детектора света:

$$\frac{\lambda}{\alpha} > D.$$

Иначе на площадке приемника будет укладываться несколько интерференционных полос, и при движении полос средняя по площадке интенсивность почти не будет изменяться.

Если площадка прямоугольная, и ее ширина точно кратна ширине интерференционных полос, то средняя интенсивность на приемной площадке не изменяется при перемещении интерференционных полос.

2). Разность частот двух лазеров должна быть мала по сравнению с величиной обратной к постоянной времени τ или инерционности приемника света:

$$|\omega_1 - \omega_2| < \frac{1}{\tau}.$$

Если второе условие не выполнено, то приемник сглаживает во времени осцилляции интенсивности, и сигнал интерференции в фототоке приемника на частоте биений $\omega_1 - \omega_2$ будет отсутствовать.

Второе условие выполнить гораздо труднее, чем первое.

Рассмотрим теперь интерференцию нелазерных источников света.

Для нелазерных источников света излучение двух любых разных атомов некогерентно, потому что атомы излучают независимо друг от друга и со случайной разностью фаз. Следовательно, для нелазерных источников света излучение каждого атома может интерферировать только с излучением этого же атома.

Для нелазерных источников света любые два фотона, излученных одним и тем же атомом, некогерентны. Следовательно, для нелазерного источника света каждый фотон интерферирует только сам с собой.

Обсудим подробнее, как это происходит.

Каждый атом после своего возбуждения излучает во все стороны затухающую световую волну — световой цуг. В этом световом цуге содержится всего один фотон — порция энергии $h\nu$, где ν — частота света.

Атом излучает электромагнитное поле световой волны во все стороны в соответствии с диаграммой направленности излучения диполя, а поглотить фотон можно только в одном месте.

Неправильно считать, что атом излучает фотон света в одну сторону, а мы, не зная в какую именно сторону он излучает, якобы вынуждены считать, что атом излучает во все стороны.

Дело в том, что излучение каждого атома, выпущенное в разные стороны, можно зеркалами собрать в одну точку экрана и заставить интерферировать. Например, в опыте Юнга излучение каждого атома проходит через две щели и интерферирует само с собой на экране. При этом интенсивность света на экране

будет зависеть от разности фаз интерферирующих волн. Это и означает, что каждый атом излучает свет во все стороны, например, в стороны двух щелей. Если бы атом не излучал одновременно в обе щели, а излучал бы то в одну щель, то в другую, то на экране не было бы интерференции.

Факультативная вставка.

Интересно, что при поглощении фотона световая волна пропадает одновременно во всех точках пространства, а не со скоростью света, что не совсем согласуется с теорией относительности. Размышления и обсуждения мгновенного изменения волны продолжаются в физике до сих пор. С этим связан вопрос о так называемых перепутанных квантовых состояниях, когда две части одной квантовой системы находятся далеко друг от друга, но описываются одной волновой функцией. Если измерить (изменить) состояние одной части системы, то мгновенно на любом расстоянии состояние другой части системы окажется соответствующим новому состоянию первой части.

Вы можете найти информацию по этому вопросу в Интернете через поисковый сервер <https://yandex.ru/> с запросом "парадокс Эйнштейна – Подольского – Розена" или "ЭПР".

Кроме того, основные идеи квантовой механики можно посмотреть в первой и начале второй лекций моего курса по нелинейной лазерной спектроскопии

<http://www.phys.spbu.ru/content/File/Library/studentlectures/Krylov/NLLasSpectr.htm>

до вопроса об уравнении Шредингера включительно.

Еще небольшое замечание по поводу интерференции излучения нелазерных источников света.

Пусть два атома находятся на расстоянии, которое гораздо меньше длины волны света, который они излучают. Когда один атом начинает спонтанно излучать, второй атом оказывается в поле излучения первого атома и вынужденно излучает в той же фазе, что и первый атом. По нашему предположению два атома находятся близко друг к другу, поэтому в любом направлении разность хода излучения двух атомов мала. Атомы излучают в одинаковой фазе в любом направлении. Излучение двух атомов складывается по амплитуде. При этом интенсивность излучения, как квадрат амплитуды, оказывается в четыре раза больше интенсивности излучения одного атома. Но, с другой стороны, два атома могут излучить энергию только $2h\nu = 2\hbar\omega$, а не $4h\nu$. В результате два таких атома излучают энергию $2h\nu$, но излучают ее быстрее, чем один атом. Световой пучок излучения становится короче. Спектр излучения становится шире. Это явление называют сверхизлучением.

Если два атома находятся на расстоянии больше половины длины волны излучения, то они излучают независимо друг от друга. В каком-то одном направлении они излучают в фазе, в каком-то другом — в противофазе. В целом мощность излучения двух атомов в два раза больше мощности излучения одного атома. Обычно если атомов много, то мощность излучения пропорциональна концентрации атомов. Если же мощность излучения пропорциональна квадрату концентрации, то это сверхизлучение.

Если две антенны, излучающие радиоволны в одинаковой фазе, поставить близко друг к другу, то каждая антенна будет принимать излучение другой антенны, и они будут мешать излучать друг другу. Если бы не мешали, то излучение складывалось бы по амплитуде (как для двух атомов), и мощность излучения двух антенн была бы в четыре раза больше мощности излучения одной антенны, чего на самом деле нет.

Конец факультативной вставки.

Если один фотон проходит через две щели и интерферирует сам с собой, то нельзя ли за одной щелью поймать половину фотона $\frac{h\nu}{2}$? Нет нельзя. Можно поймать либо целый фотон $h\nu$, либо ничего.

Как же неделимый фотон проходит через две щели? Что именно проходит через две щели?

Свет имеет свойства и волны и частицы, но только по очереди, а не одновременно.

Атом излучает во все стороны волну вероятности поймать фотон. Иначе нельзя объяснить интерференцию нелазерных источников света. Комплексная напряженность электрического поля световой волны — это и есть волна вероятности поймать фотон или так называемая волновая функция. Хотя согласно теории вторичного квантования все не совсем так. У самой волны появляется неопределенность амплитуды и фазы, но не забивайте себе голову.

Вероятность поймать фотон пропорциональна интенсивности света, то есть пропорциональна квадрату модуля комплексной амплитуды светового поля. Для монохроматического света модуль комплексной амплитуды светового поля равен модулю самого комплексного светового поля.

Аналогичные свойства волны и частицы имеет электрон и любая другая частица. Для любой частицы, как и для фотона, вероятность поймать частицу пропорциональна квадрату модуля волновой функции. Волновой функцией называют комплексную волну, которая соответствует частице.

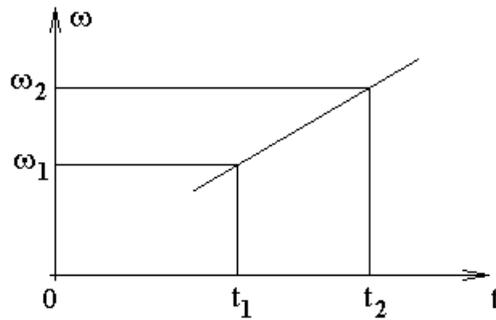
Факультативная вставка.

Лично я понимаю дуализм волна-частица следующим образом. Пока не пытаются определить на опыте координаты частицы (локализовать частицу или ее поймать) никакой частицы нет. Есть только волна. Эта волна дифрагирует на препятствиях и интерферирует сама с собой. Частицы при этом нет ни в каком смысле. Волна — это единственная реальность. Когда частицу ловят, волна мгновенно пропадает во всем пространстве. Волна пропадает, частица рождается. От волны остается только вероятность поймать частицу в разных точках пространства, которая пропорциональна квадрату модуля волны.

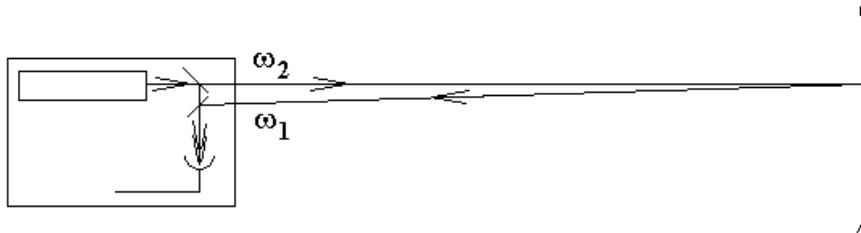
Конец факультативной вставки.

Факультативно. Лазерный дальномер.

Рассмотрим лазер, частота излучения которого линейно нарастает во времени.



Излучение лазера проходит неизвестный путь L , рассеивается поверхностью, до которой измеряют расстояние, и проходит путь L в обратном направлении. Это излучение заставляют интерферировать на приемнике с излучением, которое попадает на приемник сразу из лазера.



Пусть в некоторый момент времени t_2 к приемнику возвращается рассеянное излучение с частотой ω_1 , которое было излучено лазером в более ранний момент времени t_1 . В момент времени t_2 лазер излучает большую частоту ω_2 . В результате интерференции двух волн в приемнике излучения формируется фототок с разностной частотой $(\omega_2 - \omega_1)$. Если точно знать скорость изменения частоты генерации лазера $\frac{d\omega}{dt}$, то по величине разностной частоты $(\omega_2 - \omega_1)$ можно рассчитать время распространения лазерного излучения до объекта рассеивающего свет и обратно $t_2 - t_1 = \frac{(\omega_2 - \omega_1)}{\frac{d\omega}{dt}}$. А через

время распространения можно рассчитать расстояние до рассеивающего свет объекта $L = c \frac{t_2 - t_1}{2}$.

На самом деле сделать строго линейное во времени изменение частоты генерации лазера очень трудно. Вместо этого лазерное излучение модулируют по амплитуде и изменяют частоту модуляции Ω . Если частота модуляции линейно растет во времени, то аналогично предыдущим рассуждениям получаем, что в каждый момент времени излучение лазера модулировано с большей частотой Ω_2 , чем частота модуляции Ω_1 принимаемого отраженного объектом излучения. Расстояние до объекта отражения света можно найти по

аналогичной формуле $L = c \frac{t_2 - t_1}{2} = \frac{c}{2} \cdot \frac{(\Omega_2 - \Omega_1)}{\frac{d\Omega}{dt}}$.

Проблема в том, что строго линейно изменять во времени частоту модуляции Ω тоже слишком сложно. К тому же разность частот ($\Omega_2 - \Omega_1$) оказывается слишком малой величиной. Выход нашли в том, чтобы частоту модуляции изменять ступеньками, а вместо разности частот измерять фазовый сдвиг модуляции света вернувшегося к дальномеру относительно модуляции излучаемого света. На каждой ступеньке частота модуляции строго фиксирована и определяется кварцевым резонатором.

По фазовым сдвигам $\Delta\varphi$ для разных частот модуляции Ω находят $\frac{d\varphi}{d\Omega}$.

Далее с учетом соотношения $\Delta\varphi = \Omega(t_2 - t_1)$, получаем $\frac{d\varphi}{d\Omega} = t_2 - t_1$, откуда

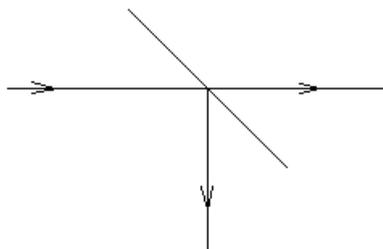
$$L = c \frac{t_2 - t_1}{2} = \frac{c}{2} \cdot \frac{d\varphi}{d\Omega}.$$

Экзамен. Два метода получения двухлучевой интерференционной картины.

Есть два и только два способа (метода) получения интерференции, в которых излучение одного светового пучка одного атома интерферирует само с собой. Эти же два метода используют для получения интерференции лазерного излучения.

1-ый метод — метод деления амплитуды, в котором две волны для наблюдения интерференции получают при расщеплении световой волны на полупрозрачной пластинке.

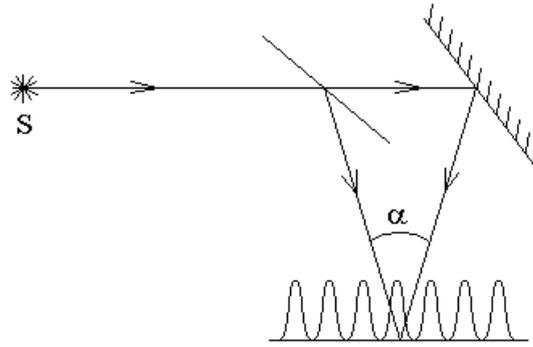
Оптическая схема опыта представлена на рисунке:



2-ой метод — метод деления волнового фронта, в котором две интерферирующие волны получают, как два участка одного фронта волны.

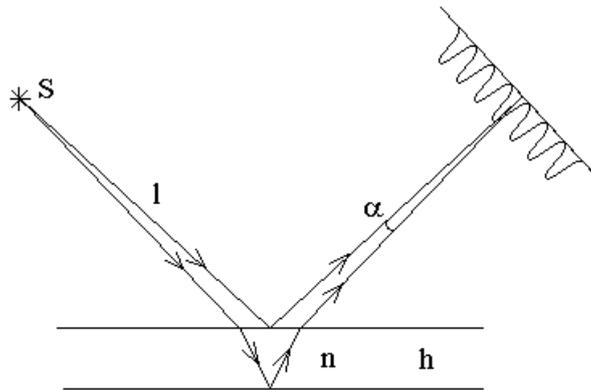
Далее рассмотрим примеры получения интерференции методом деления амплитуды.

Экзамен. Интерференция волн отраженной и прошедшей полупрозрачную пластинку.



Ширина интерференционных полос d на экране определяется величиной угла α между интерферирующими волнами $d = \frac{\lambda}{\alpha}$.

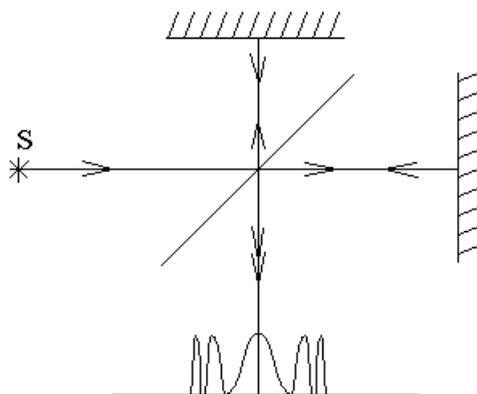
Экзамен. Интерференция света при отражении от плоскопараллельной пластинки.



Свет отражается от плоскопараллельной прозрачной пластинки с показателем преломления n . Подразумевается, что источник света S находится на расстоянии l от пластинки гораздо большем, чем толщина пластинки h .

Ширина интерференционных полос опять равна $d = \frac{\lambda}{\alpha}$.

Экзамен. Интерферометр Майкельсона.



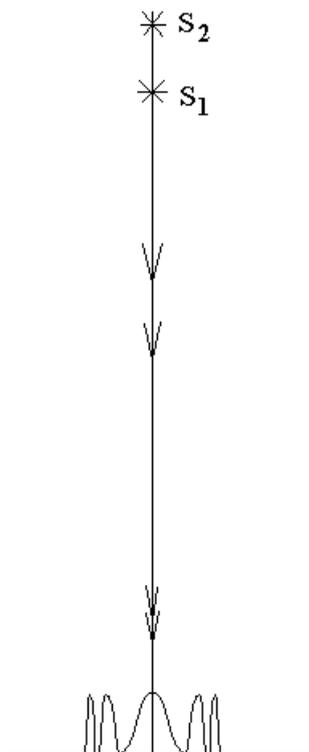
Интерферометр представляет собой полупрозрачную пластину, два зеркала и экран. При идеальной юстировке (настройке) оптической схемы на экране наблюдаются интерференционные кольца. При удалении от центра интерференционной картины ширина колец уменьшается.

Чтобы объяснить такой вид интерференционной картины нужно рассмотреть эквивалентную оптическую схему.

Рассмотрим свет, который выходит из источника S и отражается от полупрозрачной пластины вверх. Этот свет можно рассматривать, как свет, идущий от изображения источника S в полупрозрачной пластине. Изображение источника S будет находиться на вертикальном луче ниже полупрозрачной пластины. Свет, идущий от этого изображения источника S , идет вверх, отражается от верхнего зеркала и идет вниз к экрану. После отражения от верхнего зеркала свет идет так, как если бы его источник находился на вертикальном луче выше верхнего зеркала. Свет, отраженный вниз, идет так, как если бы его источником было изображение источника S в полупрозрачной пластине, изображенное еще и в верхнем зеркале.

Аналогично рассмотрим свет, который сначала проходит полупрозрачную пластину. После отражения от правого зеркала он идет налево так, как если бы его источником было изображение источника S в правом зеркале. Свет, идущий налево, отражается от полупрозрачной пластины вниз к экрану. Свет, идущий вниз, распространяется как бы от источника, являющегося изображением в полупрозрачной пластине изображения источника S в правом зеркале. Это изображение изображения находится на вертикальном луче выше полупрозрачной пластины.

Интерференционная картина на экране как бы представляет собой интерференцию излучения двух когерентных источников, расположенных на вертикальном луче друг над другом. Эта эквивалентная оптическая схема имеет вертикальную ось симметрии. Следовательно, интерференционная картина должна иметь ту же ось симметрии. Поэтому интерференционная картина на экране — концентрические кольца.

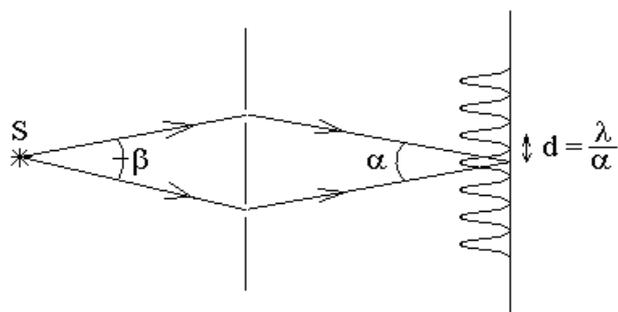


Экзамен. Получение интерференции методом деления волнового фронта.
 (2-ой метод получения интерферирующих волн)

В методе деления волнового фронта две интерферирующие волны получаются, как два участка одного фронта волны.

Экзамен. Опыт Юнга.

В опыте Юнга свет от источника попадает на экран через две щели:

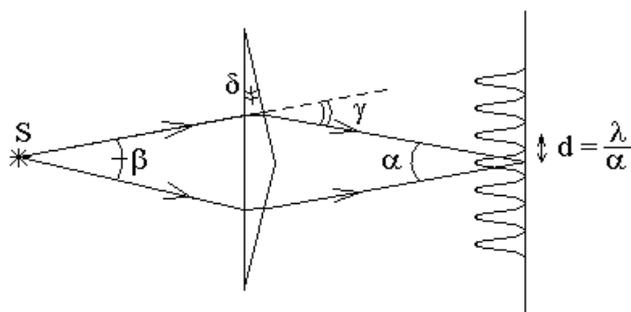


Здесь β — апертура интерференции.

Апертура интерференции — угол, под которым из одной точки источника выходят два луча, которые потом попадают в одну точку экрана.

Экзамен. Бипризма Френеля.

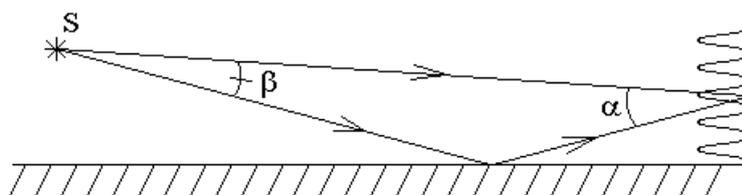
Бипризма Френеля — призма, в основании которой находится тупоугольный равнобедренный треугольник.



Угол δ при основании треугольника и угол γ , на который каждый из двух тонких оптических клиньев δ поворачивает луч, связаны соотношением:
 $\gamma \approx (n-1)\delta$.

На рисунке β — апертура интерференции, $d = \frac{\lambda}{\alpha}$ — ширина интерференционных полос.

Экзамен. Зеркало Ллойда.

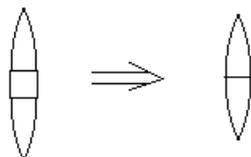


Интерферируют два луча. Один луч идет прямо от источника света S к экрану, второй отражается от зеркала. Здесь β — апертура интерференции. Ширина полос $d = \frac{\lambda}{\alpha}$.

Заметим, что в нижней точке экрана, где экран соприкасается с зеркалом, находится середина темной полосы. В эту точку интерферирующие волны приходят в противофазе, так как при отражении от зеркала одна из волн теряет пол волны.

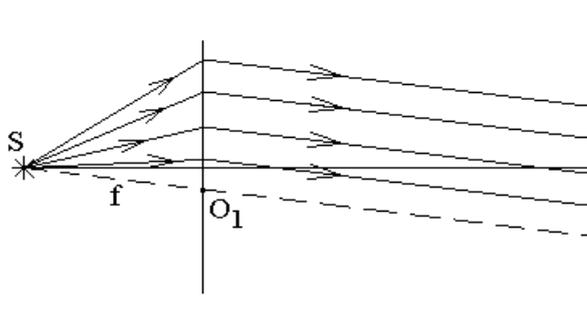
Экзамен. Билинза Бийе.

Из обычной линзы вырезают и удаляют полоску. Две оставшиеся части склеивают. В результате получается билинза Бийе.



Точку пересечения фокальной плоскости и оси симметрии задачи можно назвать фокусом билинзы Бийе.

Рассмотрим точечный источник света S , расположенный в фокусе билинзы Бийе и рассмотрим лучи света, проходящие через верхнюю половину билинзы.



Если верхнюю половину билинзы достроить вниз до полной линзы, то центр полной линзы будет находиться в некоторой точке O_1 , расположенной ниже оси симметрии задачи.

Лучи, прошедшие через верхнюю половину билинзы, после билинзы пойдут параллельно прямой SO_1 , так как луч, проходящий через центр линзы O_1 , должен пройти линзу без изменения направления. Остальные лучи обязаны быть параллельными лучу SO_1 , так как источник света находится в фокальной плоскости. Как видно из рисунка этот пучок лучей наклонен вниз относительно оси симметрии задачи.

Аналогично, лучи, прошедшие нижнюю половину билинзы, пойдут после билинзы параллельным пучком лучей слегка наклоненным вверх.

На экран приходят два параллельных пучка лучей, представляющих собой две плоских волны. Интерференционные полосы будут иметь одинаковую ширину по всему экрану, так как угол между интерферирующими лучами в каждой точке экрана один и тот же.

Экзамен. Порядок интерференции или номер интерференционной полосы.

Номер интерференционной полосы, он же порядок интерференции, по определению равен

$$m \equiv \frac{\Delta}{\lambda},$$

где Δ — оптическая разность хода двух лучей.

Нулевая полоса соответствует нулевой разности хода.

Обычно нулевая полоса светлая, но в опыте с зеркалом Ллойда — темная из-за потери полуволны при отражении от зеркала.

Экзамен. Когерентность. Частично когерентный свет.

Когерентность — способность интерферировать.

Обычно о когерентности или некогерентности говорят только применительно к волнам с одинаковой поляризацией.

Почему?

Рассмотрим две линейно поляризованные световые волны одной частоты и с ортогональными поляризациями. Для ортогональных поляризаций $I = I_1 + I_2$, и интерференции нет. Казалось бы нужно считать эти волны некогерентными.

Но если пропустить суммарную волну через поляризатор, ось которого не совпадает ни с одной из двух линейных поляризаций, то после поляризатора волны интерферируют $I \neq I_1 + I_2$. В прошедшем свете от каждой из двух волн остается составляющая вектора \vec{E} вдоль оси поляризатора. Прошедшие волны складываются по напряженности. При этом интенсивность суммарной волны может оказаться как больше, так и меньше суммы интенсивностей.

Непонятно, нужно ли называть световые волны до поляризатора когерентными или некогерентными.

Далее будем обсуждать когерентность волн, подразумевая, что волны имеют одинаковую поляризацию.

Два источника света когерентны, если их разность фаз постоянна во времени.

Если разность фаз шумит меньше, чем на 2π , то говорят, что источники света частично когерентны.

Для частично когерентного света видимость меньше, чем для когерентного света.

Оказывается, что две волны, полученные от одного источника света методом деления амплитуды или методом деления волнового фронта, не совсем когерентны друг другу.

Есть две причины некогерентности таких волн:

- 1). Немонохроматичность источника света.
- 2). Протяженность источника света.

Подробнее эти причины будут рассмотрены в следующих вопросах.