

Лекция 2. Волновая оптика. Интерференция света

Физика 3



Колебания

свойства и характеристики различных видов колебательных



Геометрическая оптика

представления о световых лучах



Волновая оптика

явления, в которых проявляются волновые свойства света



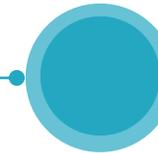
Квантовая механика

описывает движения и взаимодействия частиц на уровне атомов и молекул, а также процессы, происходящие на этом уровне.



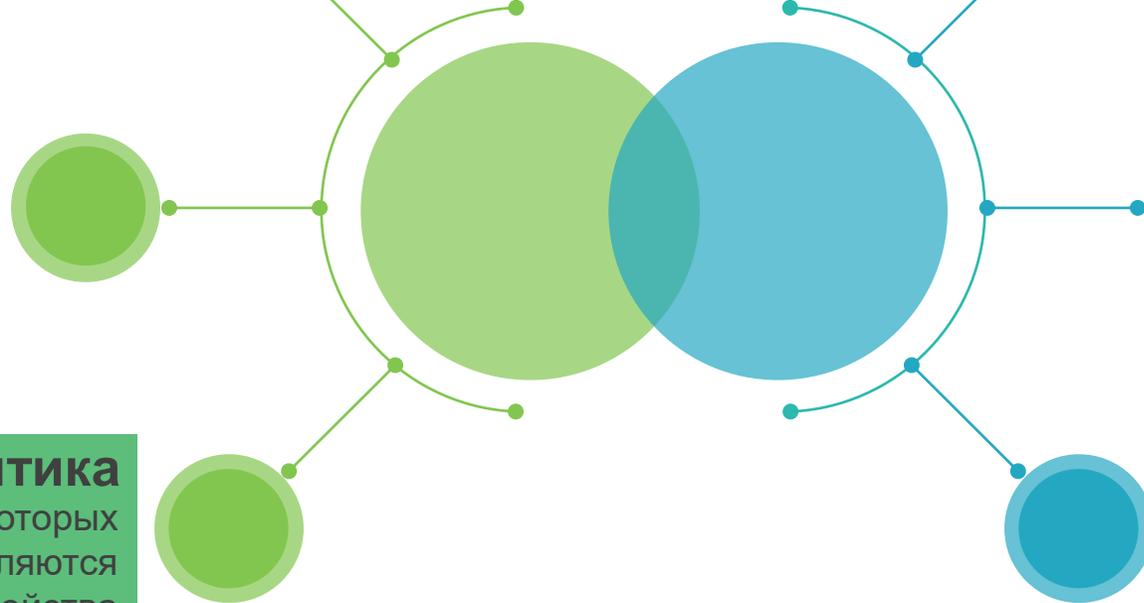
Атомная, Ядерная физика

строение и свойства атомов и ядер, а также происходящие между ними взаимодействия и превращения.



Физика элементарных частиц

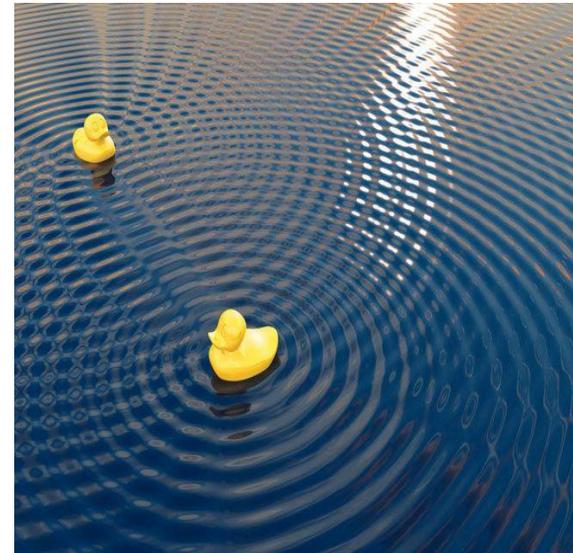
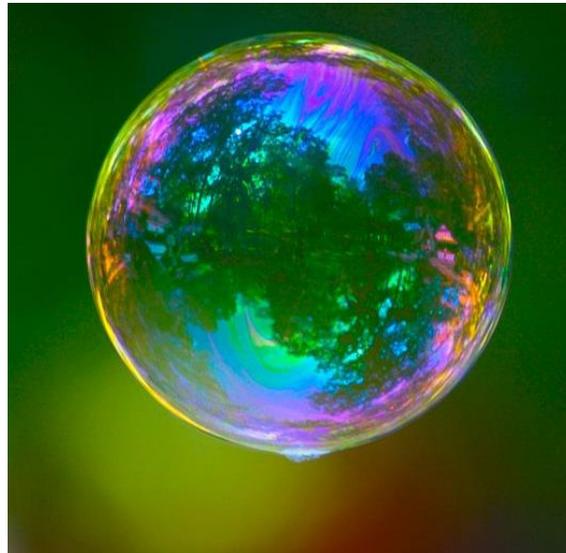
свойства и взаимодействия самых маленьких частиц, составляющих материю.



Интерференция световых волн

1-е Определение

Интерференция света – пространственное перераспределение энергии света при наложении двух или нескольких световых волн.



Интерференция световых волн



Пусть две волны одинаковой частоты, накладываясь друг на друга, возбуждают в некоторой точке пространства колебания одинакового направления:

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \quad x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

Амплитуду результирующего колебания при сложении колебаний, направленных вдоль одной прямой:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

Если разность фаз колебаний, возбужденных волнами в некоторой точке пространства, остается постоянной во времени, то такие волны называются **когерентным**

Когерентность и монохроматичность



Когерентность, т.е. согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов.

Этому условию удовлетворяют **монохроматические волны** – неограниченные в пространстве волны одной определенной и строго постоянной частоты.

Интерференция световых волн



2-е Определение

При наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Это явление называется **Интерференцией света**.

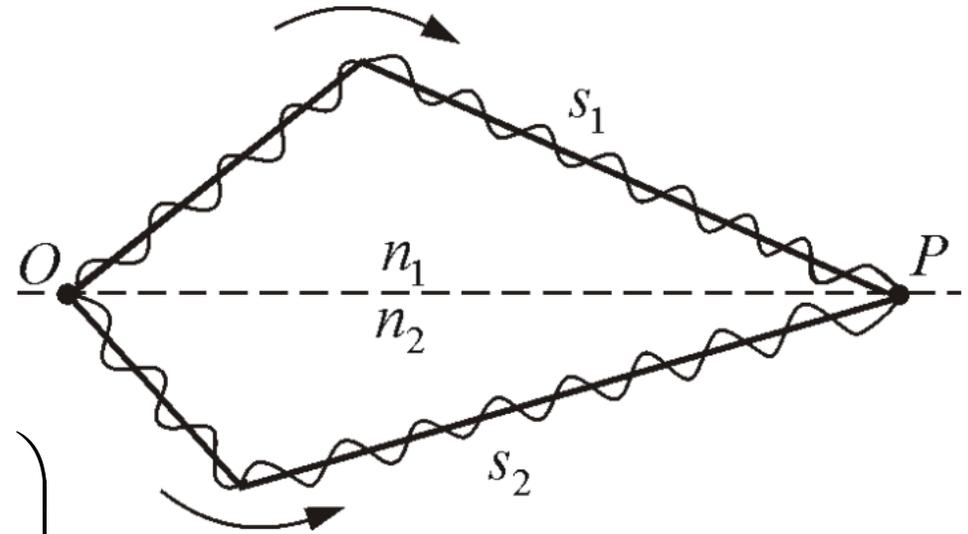
Условие максимума и минимума интерференции

Пусть в точке O происходит разделение на две когерентные волны.

Если в точке O фаза колебаний ωt ($\varphi = 0$), то первая и вторая волны возбуждают в точке P колебания

$$x_1 = A_1 \cos \omega \left(t - \frac{s_1}{v_1} \right), \quad x_2 = A_2 \cos \omega \left(t - \frac{s_2}{v_2} \right).$$

Где $v_1 = \frac{c}{n_1}$, $v_2 = \frac{c}{n_2}$ – фазовые скорости первой и второй волны.



Условие максимума и минимума интерференции

разность фаз возбуждаемых волнами колебаний в точке Р

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{\nu_2} - \frac{S_1}{\nu_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 S_2 - n_1 S_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1).$$

Учитывая, что $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$,

получим выражение для разности фаз двух когерентных волн :

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

где $\Delta = n_2 S_2 - n_1 S_1 = L_2 - L_1$ – оптическая разность хода

L – оптическая длина пути, S – геометрическая длина пути.

Условие максимума и минимума интерференции



Если разность хода равна целому числу длин волн в вакууме

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

Условием максимума интерференции

Если оптическая разность хода равна полуцелому числу длин волн

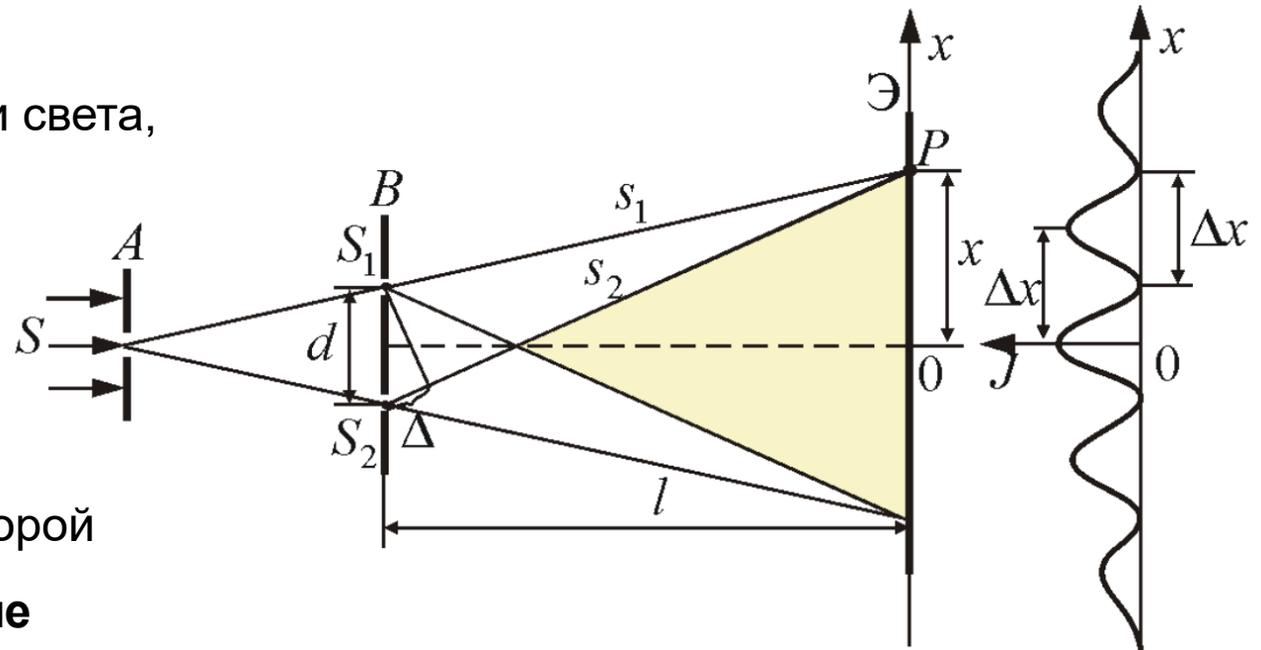
$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$$

Условием минимума интерференции

Опыт Юнга

Рассмотрим интерференционную картину, полученную методом Юнга

S_1 и S_2 – являются когерентными источниками света,
 d – расстояние между источниками, $l \gg d$



Интерференция наблюдается в области, в которой перекрываются волны от этих источников (**поле интерференции**).

Опыт Юнга

Вычислим ширину полос интерференции:

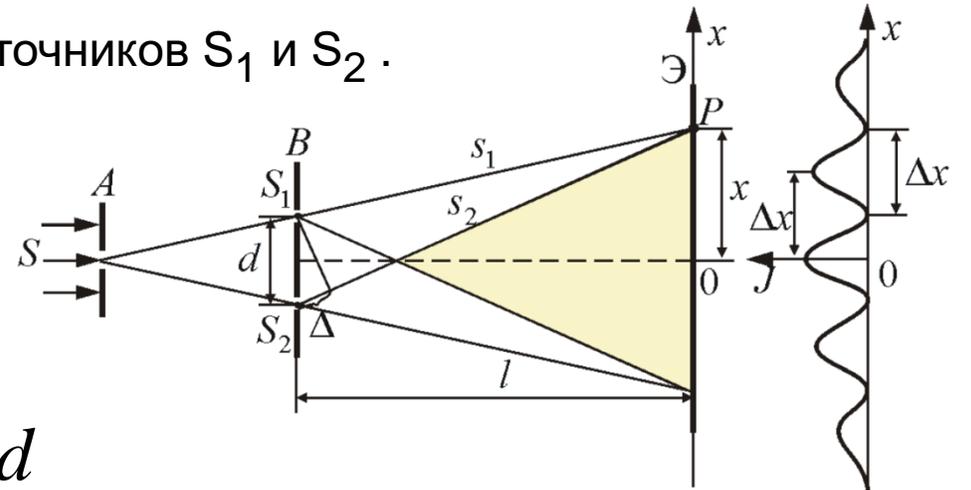
Рассмотрим две световые волны, исходящие из точечных источников S_1 и S_2 .

$$\Delta = s_2 - s_1$$

$$s_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2; \quad s_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2;$$

тогда $s_2^2 - s_1^2 = 2xd$ или $\Delta = s_2 - s_1 = \frac{2xd}{s_2 + s_1}$.

Если $l \gg d$ следует, что $s_2 + s_1 \approx 2l$, поэтому $\Delta = \frac{xd}{l}$



Опыт Юнга

Получим, что

максимумы интенсивности будут наблюдаться в случае, если

$$x_{\max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda_0,$$

минимумы – в случае, если

$$x_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2} \right) \frac{l}{d} \lambda_0,$$

где $(m = 0, 1, 2, \dots)$

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами) равно:

$$\Delta x = \frac{l}{d} \lambda_0,$$

Δx – не зависит от порядка интерференции (величины m) и является постоянной для данных l, d

Опыт Юнга



Расстояние между двумя соседними максимумами называется **расстоянием между интерференционными полосами**, а расстояние между соседними минимумами – **шириной интерференционной полосы**

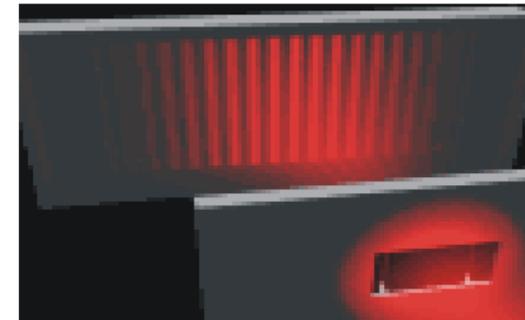
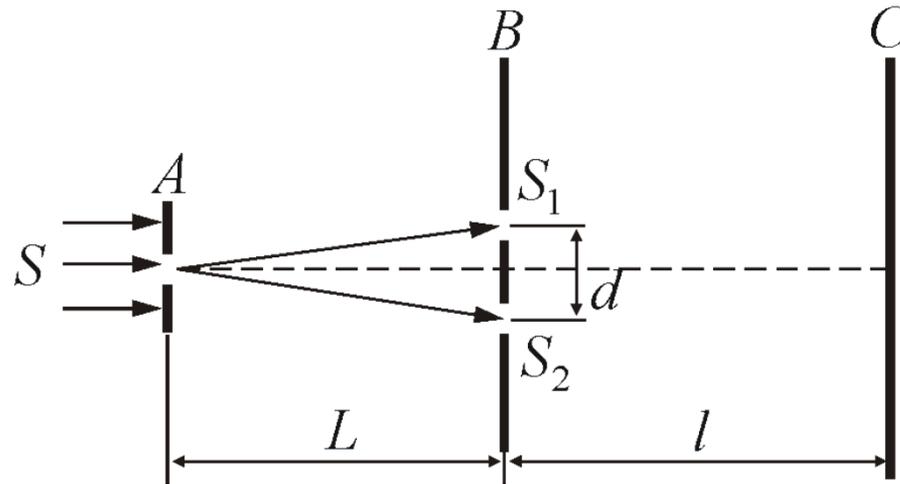
опыт Юнга показывает:

- ширина интерференционной полосы и расстояние между ними зависят от длины волны λ .
- Только в центре картины при $x = 0$ совпадут максимумы всех волн.
- По мере удаления от центра максимумы разных цветов смещаются друг относительно друга все больше и больше. Это приводит, при наблюдении в белом свете, ко все большему размытию интерференционных полос.

Методы наблюдения интерференции

Опыт Юнга

$$\Delta x = \frac{\lambda l}{d}$$



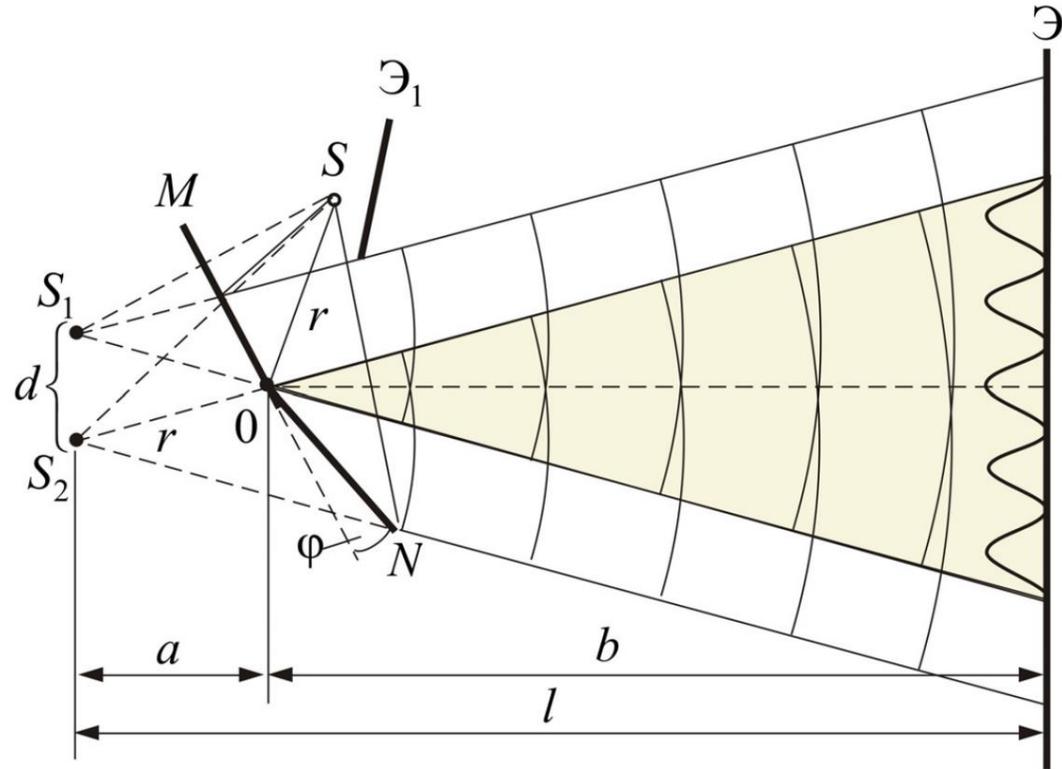
Измеряя ширину интерференционных полос, Юнг в 1802 г. впервые определил длины световых волн для разных цветов, хотя эти измерения и не были точными

Методы наблюдения интерференции

Зеркала Френеля

Ширина интерференционной полосы на экране равна:

$$\Delta x \approx \frac{\lambda l}{d} = \frac{\lambda(a+b)}{2a\varphi}.$$



Две когерентные световые волны получаются в результате отражения от двух зеркал M и N , плоскости которых наклонены под небольшим углом φ друг к другу

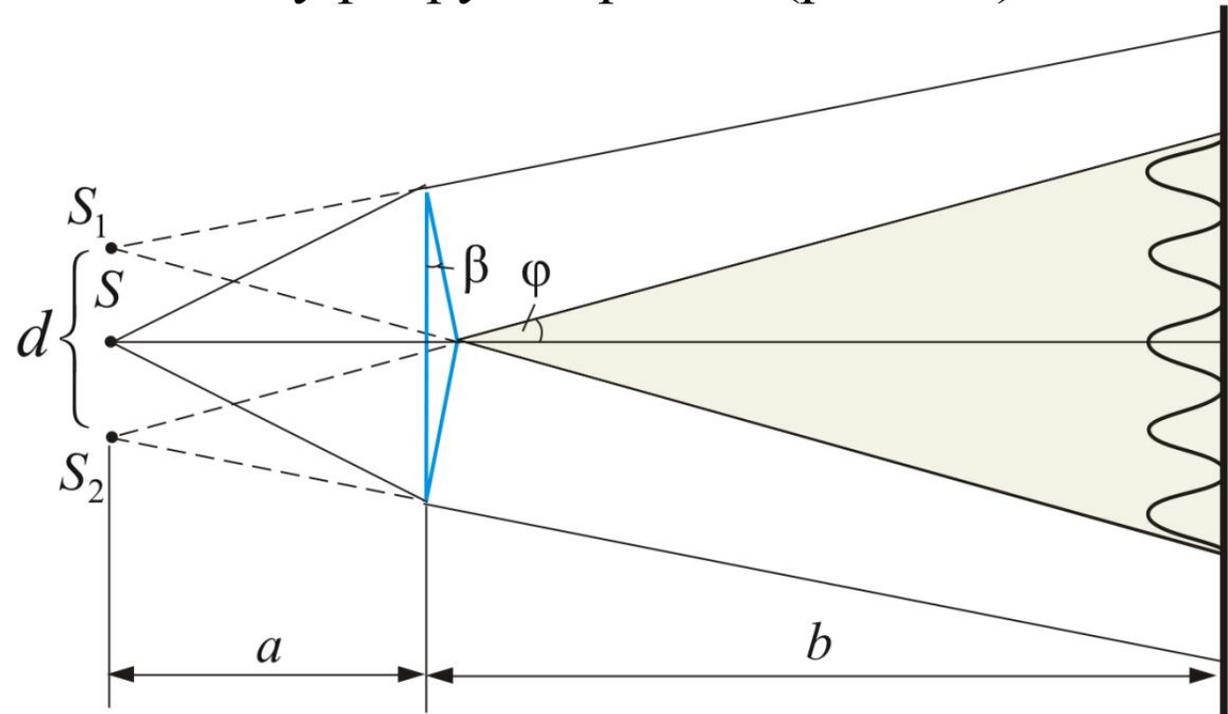
Методы наблюдения интерференции

Бипризма Френеля

Ширина интерференционной
полосы на экране равна:

$$\Delta x \approx \frac{\lambda l}{d}$$

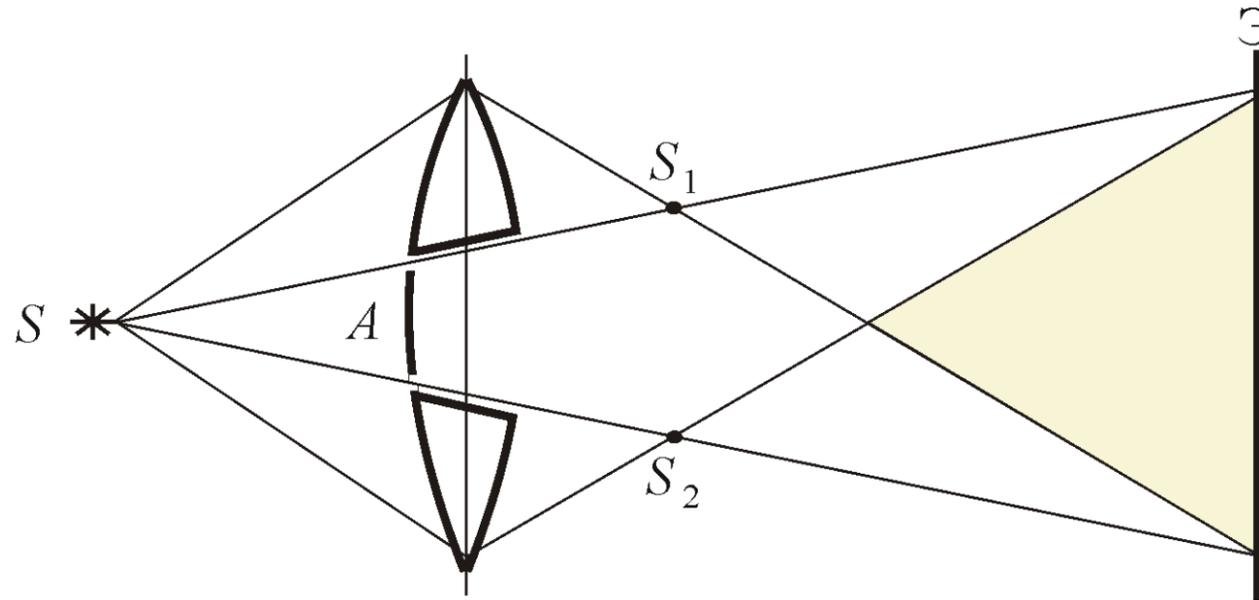
$$\varphi = (n - 1)\beta$$



изготовленные из одного куска стекла две одинаковых трехгранных призмы с малым преломляющим углом β (порядка долей градуса), сложенные своими основаниями.

Методы наблюдения интерференции

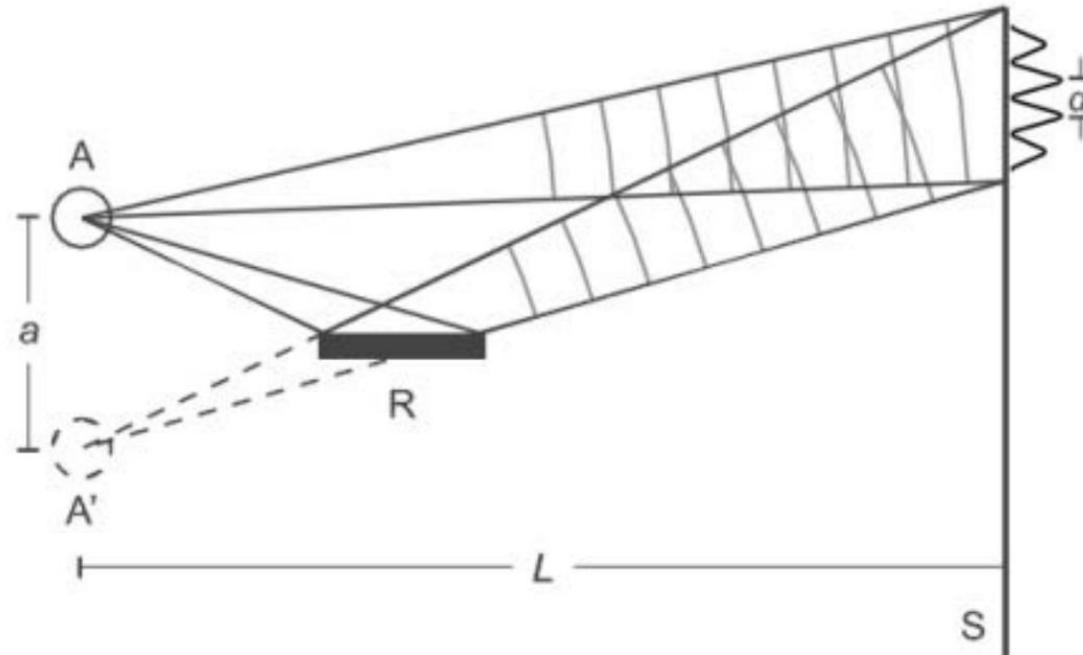
Билинза Бийе



роль когерентных источников играют действительные изображения ярко освещенной щели, получается, если собирающую линзу разрезать по диаметру и половинки немного раздвинуть.

Методы наблюдения интерференции

Зеркало Ллойда



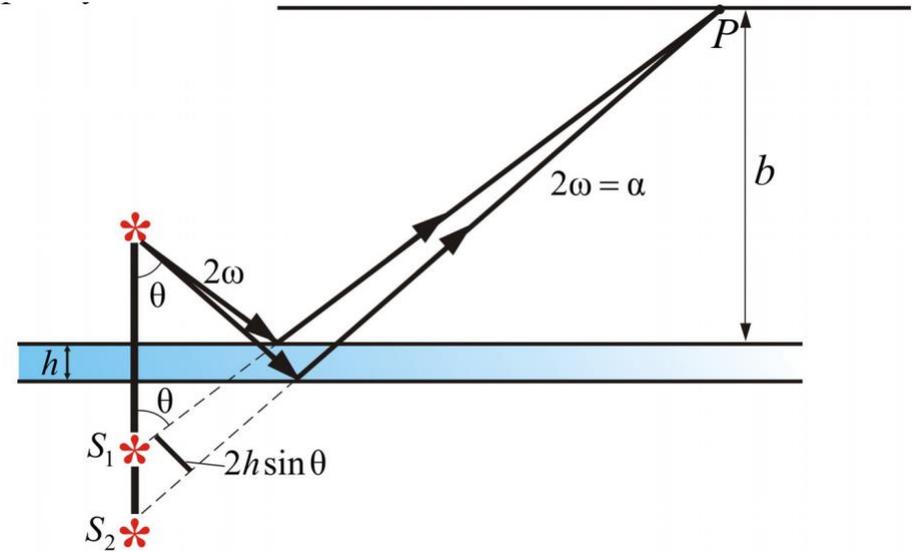
Свет от источника монохроматического излучения отражается от поверхности зеркала под небольшим углом и интерферирует со светом, идущим непосредственно от источника.

Интерференция в тонких пленках

В **опыте Поля** свет от источника S отражается двумя поверхностями тонкой прозрачной плоскопараллельной пластинки.

Лучи выходят из мнимых изображений S_1 и S_2 .

На удаленном экране, расположенном параллельно пластинке, интерференционные полосы имеют вид концентрических колец с центрами на перпендикуляре к пластинке, проходящем через источник S .



Этот опыт предъявляет менее жесткие требования к размерам источника S .

Интерференция в тонких пленках

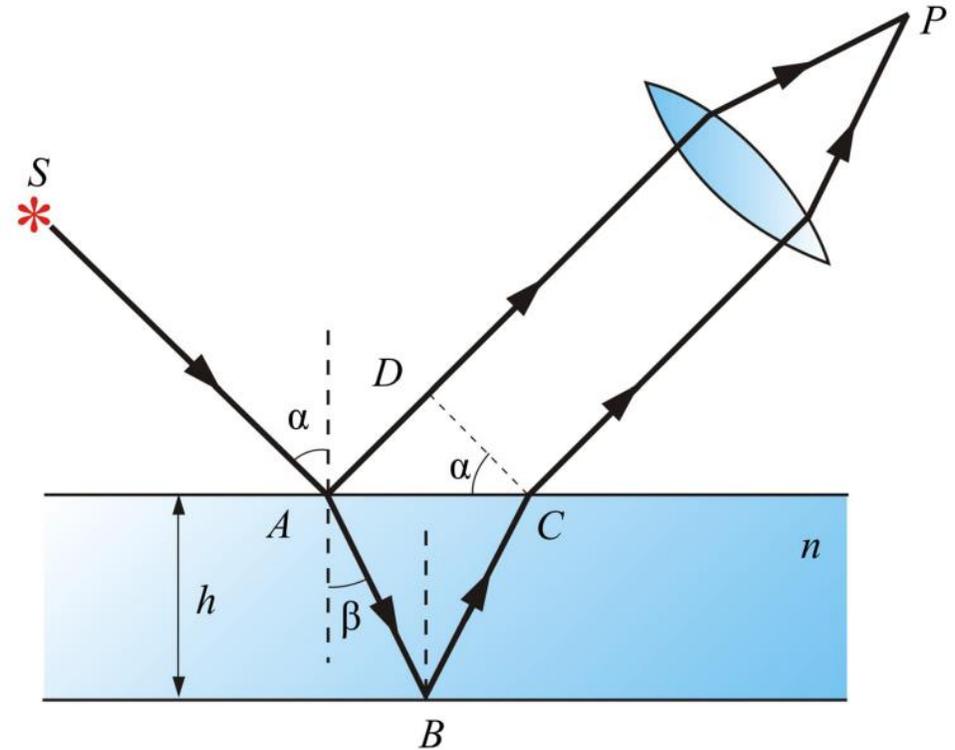
Полосы равного наклона

оба луча, идущие от S к P , порождены одним падающим лучом и после отражения от передней и задней поверхностей пластинки параллельны друг другу

Оптическая разность хода между ними в точке P такая же, как на линии DC :

$$\Delta = n|AB| + |BC| - |AD|.$$

n – показатель преломления материала пластинки



Интерференция в тонких пленках



Полосы равного наклона

Так как $|AB| = |BC| = \frac{2h}{\cos \beta}$, $|AD| = 2h \operatorname{tg} \beta \sin \alpha$, $\sin \alpha = n \sin \beta$,

Для разности хода получаем выражение: $\Delta = 2nh \cos \beta$.

При отражении волны от верхней поверхности пластинки в соответствии с формулами Френеля ее фаза изменяется на π . Поэтому разность фаз δ складываемых волн в точке Р равна:

$$\delta = \frac{4\pi n h \cos \beta}{\lambda_0 \pm \pi} = \frac{4\pi h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}}{\lambda_0 \pm \pi},$$

h – толщина пластинки, α и β – углы падения и преломления на верхней грани; λ_0 – длина волны в вакууме. Над пластинкой находится воздух, т.е. $n_B=1$.

Методы наблюдения интерференции

Полосы равного наклона

светлые полосы расположены в местах, для которых:

$$\frac{2nh \cos \beta \pm \lambda_0}{2} = 2m\lambda_0, \quad \text{где } m \text{ – порядок интерференции.}$$

Полоса, соответствующая данному порядку интерференции, обусловлена светом, падающим на пластинку под вполне определенным углом α . Поэтому такие полосы называют интерференционными **полосами равного наклона.**

Полосы равного наклона можно получить не только в **отраженном свете**, но и в свете, прошедшем сквозь пластинку (**проходящем свете**). В этом случае один из лучей проходит прямо, а другой – после двух отражений на внутренней стороне пластинки. Однако видимость полос при этом низкая.

Интерференция в тонких пленках



Интерференция от клина. Полосы равной толщины

Для достаточно тонкой пластинки или пленки (поверхности которой не обязательно должны быть параллельными и вообще плоскими) можно наблюдать интерференционную картину, локализованную вблизи отражающей поверхности. Возникающие при этих условиях полосы называют **полосами равной толщины.**

Методы наблюдения интерференции

Интерференция от клина. Полосы равной толщины

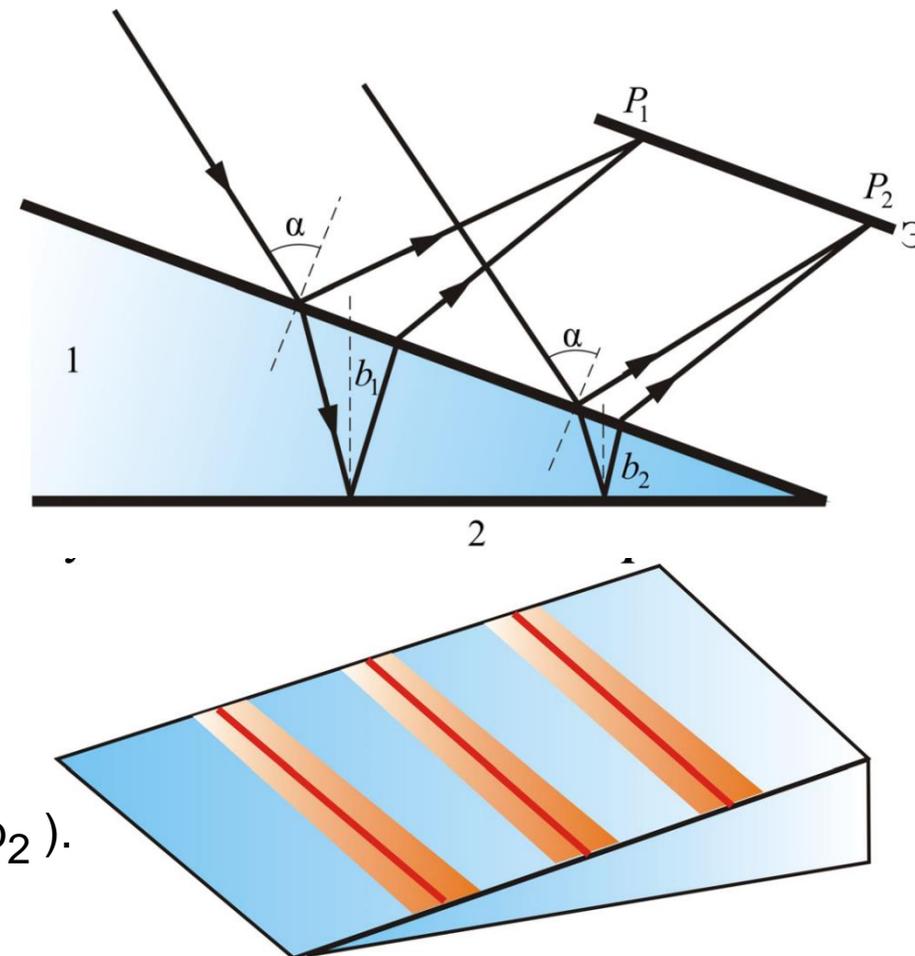
Интерференция будет наблюдаться только во 2-й области клина, так как в 1-й области оптическая разность хода будет больше длины когерентности

Результат интерференции в точках P_1 и P_2 экрана определяется как

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2(\alpha)} \pm \frac{\lambda_0}{2}.$$

подставляя в неё толщину пленки в месте падения луча (b_1 или b_2).

Каждая из результирующих полос возникает в результате отражения от участков клина с одинаковой толщиной, поэтому их называют полосами равной толщины.



Методы наблюдения интерференции

Кольца Ньютона



Кольцевые полосы равной толщины, наблюдаемые в воздушном зазоре между соприкасающимися выпуклой сферической поверхностью линзы малой кривизны и плоской поверхностью стекла, называют **кольцами Ньютона**.

Методы наблюдения интерференции

Кольца Ньютона

Линза с n_1 лежит выпуклой поверхностью на стеклянной пластинке n_2 .

Общий центр колец расположен в точке касания.

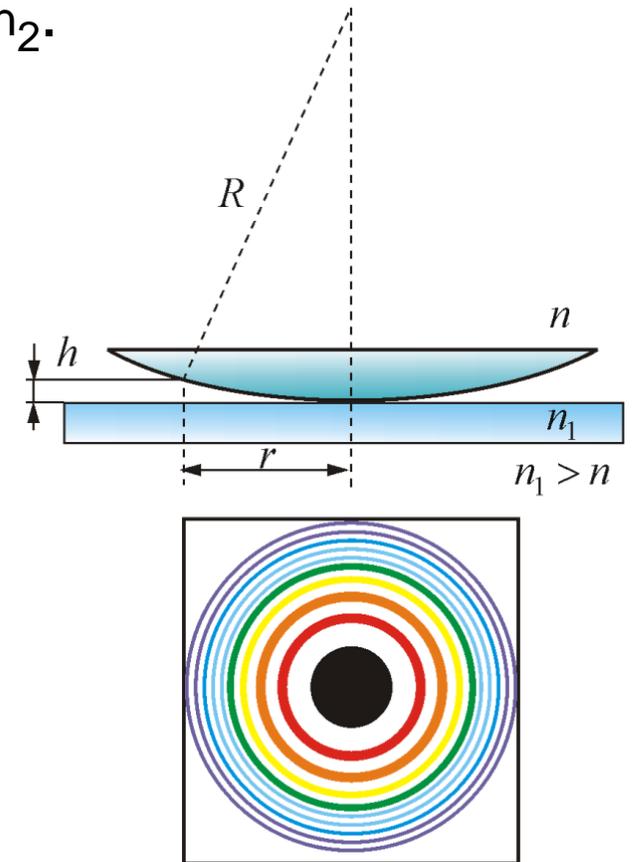
Толщина h воздушного зазора связана с расстоянием r до точки

касания, учтем $\left(\frac{r}{R}\right)^2 \ll 1$, тогда

$$h = R - \sqrt{R^2 - r^2} = r \left(1 - \sqrt{1 - \frac{r^2}{R^2}} \right) \approx \frac{r^2}{2R}.$$

При наблюдении по нормали толщина темных полос: $h = \frac{m\lambda}{2},$

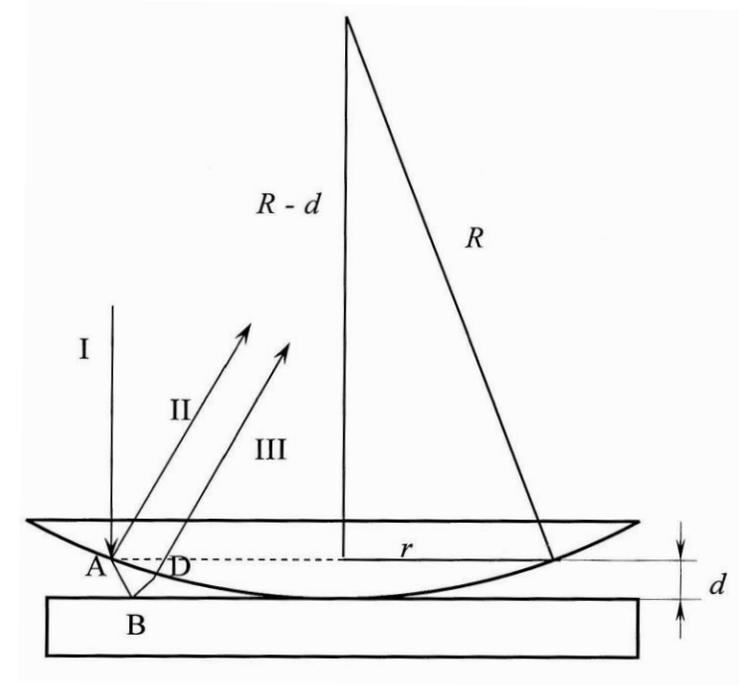
Радиус r_m m -го темного кольца $r_m = \sqrt{mR\lambda}, \quad (m = 0, 1, 2, \dots)$



Интерференция в тонких пленках

Кольца Ньютона

Радиусы:	Отражённый свет	Проходящий свет
СВЕТЛЫХ КОЛЕЦ	$(r_m)_{\text{отр}}^{\text{СВ}} = \sqrt{\frac{(2m - 1)R\lambda}{2n}}$	$(r_m)_{\text{прох}}^{\text{СВ}} = \sqrt{\frac{mR\lambda}{n}}$
ТЁМНЫХ КОЛЕЦ	$(r_m)_{\text{отр}}^{\text{Тёмн}} = \sqrt{\frac{mR\lambda}{n}}$	$(r_m)_{\text{прох}}^{\text{Тёмн}} = \sqrt{\frac{(2m - 1)R\lambda}{2n}}$



Интерференция в тонких пленках



- полосы равного наклона получаются при освещении пластинки постоянной толщины рассеянным светом, в котором содержатся лучи разных направлений.
- Полосы равной толщины наблюдаются при освещении пластинки переменной толщины (клина) параллельным пучком света. Полосы равной толщины локализованы вблизи пластинки.

Применение интерференции света



Самостоятельно!