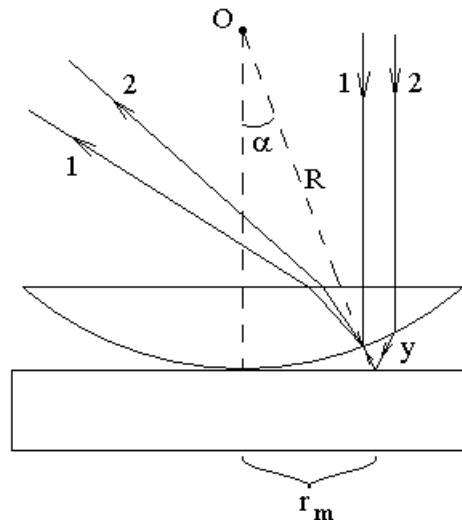


## Лекционные демонстрации 25 минут.

### Экзамен. Кольца Ньютона.

Кольца Ньютона в отраженном свете — это разновидность полос равной толщины, локализованных в области соприкосновения плоской и сферической поверхностей.



Ход интерферирующих лучей изображен на рисунке. Нас интересуют два луча. Первый из них (луч 1) отражается от сферической границы. Второй луч отражается от плоской границы и на обратном пути проходит сферическую границу через точку отражения первого луча.

Обозначим буквой  $y$  ширину зазора между плоской границей пластинки и соприкасающейся с ней сферической границей линзы. Ширина этого зазора много меньше радиуса кривизны поверхности линзы  $y \ll R$ . В таком случае угол между двумя поверхностями обсуждаемого воздушного зазора мал  $\alpha \ll 1$ . Этот угол равен углу между двумя направлениями, одно из которых — это направление вертикально вниз из центра кривизны сферической поверхности в точку касания сферы и плоскости. Второе направление — это направление из центра сферической поверхности в точку прохождения сферической поверхности интерферирующими лучами. Углы равны, как углы со взаимно ортогональными сторонами.

На рисунке для наглядности угол  $\alpha$  не очень мал. В результате оказывается, что луч, отраженный от плоской границы, проходит заметно различный путь вниз и вверх в воздушном зазоре между сферической и плоской границами. Для малой величины угла  $\alpha$  длина пути вверх и вниз в воздушном зазоре примерно одинаковая. В таком случае разность хода рассматриваемых интерферирующих лучей с хорошей точностью равна удвоенной ширине воздушного зазора  $y$ :

$$\Delta = 2y.$$

Кроме того, при малой величине угла  $\alpha$  лучи отраженные двумя границами пойдут почти вертикально вверх.

Рассматривая два изображенных на рисунке пунктирных радиуса сферы и угол  $\alpha$  между ними, получим:

$$y = R - R \cdot \cos(\alpha) = R \cdot (1 - \cos(\alpha)) \approx R \cdot \left(1 - \left(1 - \frac{\alpha^2}{2}\right)\right) = \frac{R\alpha^2}{2}.$$

Разность хода интерферирующих лучей вдвое больше ширины зазора  $\Delta = 2y$ :

$$\Delta = \alpha^2 R.$$

При отражении второго луча от плоской границы происходит отражение от оптически более плотной среды. То есть отражение происходит с потерей полуволны. С учетом потери полуволны разность хода интерферирующих лучей:

$$\Delta = \alpha^2 R + \frac{\lambda}{2}.$$

Для темной полосы с номером  $m$  разность хода равна:

$$\Delta = m\lambda + \frac{\lambda}{2}.$$

Приравнивая друг другу оба выражения для разности хода, получим равенство

$$m\lambda = \alpha^2 R,$$

из которого следует зависимость угла  $\alpha$  от номера темной интерференционной полосы  $m$ :

$$\alpha = \sqrt{\frac{m\lambda}{R}}.$$

Из рисунка видно, что радиус соответствующего темного кольца

$$r_m \approx \alpha R \Rightarrow$$

$$r_m = \sqrt{m\lambda R} \quad \text{— радиус } m\text{-го темного интерференционного кольца}$$

Ньютона.

В качестве оценки величины радиуса первого темного кольца рассмотрим сферическую поверхность с радиусом  $R = 20 \text{ см}$ , тогда  $r_1 = \sqrt{\lambda R} \approx 0.3 \text{ мм}$ . Чем больше номер кольца  $m$ , тем меньше расстояние между соседними кольцами

$\Delta r_m \sim \frac{1}{\sqrt{m}}$ . То есть кольца Ньютона нужно рассматривать через микроскоп.

При  $m = 0$  имеем  $r_m = 0$ . В точке касания плоской и сферической поверхностей находится нулевая темная полоса.

Факультативная вставка.

Есть еще две плоские поверхности, от которых отражается свет. Это верхняя граница линзы и нижняя граница плоскопараллельной пластинки.

Для любой другой пары из четырех поверхностей, кроме подробно рассмотренной ранее пары, разность хода  $\Delta$  интерферирующих волн гораздо

больше, а требования к спектральной ширине источника света  $\delta\lambda < \frac{\lambda^2}{\Delta}$  гораздо жестче. Если спектральная ширина нелазерного источника света достаточно велика, то волны, отраженные от другой пары поверхностей не интерферируют. С лазерным источником света интерференционная картина будет сложнее.

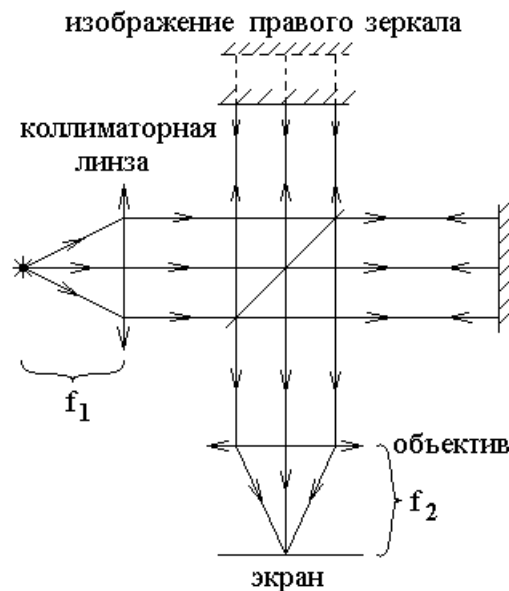
Конец факультативной вставки.

### Экзамен. Полосы равного наклона в интерферометре Майкельсона.

Обычно интерферометр Майкельсона освещают параллельным пучком лучей, когда источник света расположен в фокальной плоскости линзы коллиматора.

Локализованные на бесконечности полосы равного наклона можно наблюдать в фокальной плоскости линзы (объектива).

Оптическая схема с точечным источником света изображена на нижеследующем рисунке:



На рисунке над верхним зеркалом показано изображение правого зеркала в полупрозрачной пластинке. Это изображение и верхнее зеркало образуют как бы плоскопараллельную пластинку, как бы от которой отражается свет. На экране в фокальной плоскости объектива наблюдаются полосы равного наклона в свете как бы отраженном от как бы этой плоскопараллельной пластинки.

При освещении интерферометра Майкельсона параллельным пучком лучей полосы равного наклона превращаются в одну точку на экране. Мощность света в точке на экране зависит от разности расстояний от полупрозрачной пластинки до двух зеркал интерферометра.

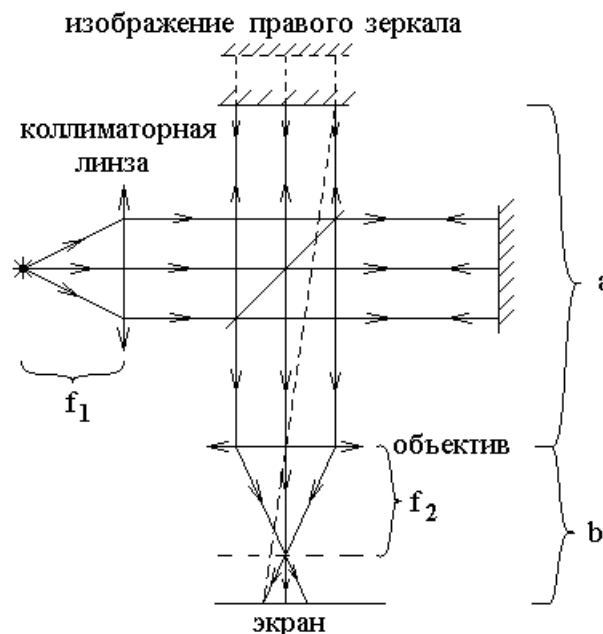
Изображение на экране не совсем точечное из-за дифракции света на линзе, как на диафрагме. Дифракционный радиус изображения  $1.22 \frac{\lambda}{D} f_2$ . Здесь  $D$  — диаметр пучка лучей сразу после объектива. Подробнее это будет обсуждаться при рассмотрении дифракции света. Если одно из зеркал слегка

повернуть, и между лучами отраженными от двух зеркал пучками лучей будет угол больше, чем  $1.22 \frac{\lambda}{D}$ , то два точечных изображения источника на экране разойдутся и перестанут интерферировать. Это является еще одним подтверждением того, что полосы равного наклона нельзя наблюдать на оптическом клине вместо плоскопараллельной пластинки.

Если в качестве источника света взять протяженный объект, то на экране будет изображение этого предмета, покрытое интерференционными кольцами, похожими на кольца Ньютона.

### **Экзамен. Полосы равной толщины в интерферометре Майкельсона.**

По сравнению с предыдущей оптической схемой подвинем экран немного вниз так, чтобы плоскость, сопряженная экрану из бесконечности переместилась в то место, где находится нижняя поверхность как бы плоскопараллельной пластинки зеркал.



Изображение правого зеркала в полупрозрачной пластинке и верхнее зеркало образуют как бы плоскопараллельную пластинку. На экране наблюдают полосы равной толщины в свете как бы отраженном от этой пластинки.

Условие наблюдения полос равной толщины  $\frac{1}{f_2} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$  определяет

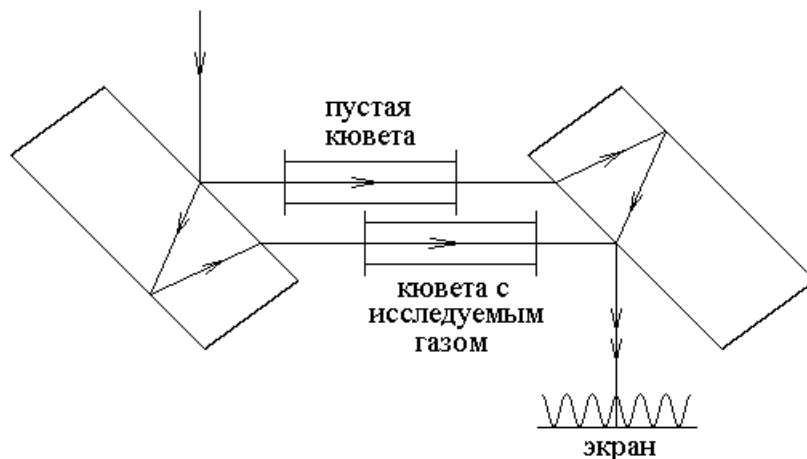
необходимое для их наблюдения расстояние  $b$  от объектива до экрана.

В отличие от полос равного наклона с точечным изображением на экране, в случае наблюдения полос равной толщины на экране видно большое пятно — изображение в линзе объектива освещенной части верхнего зеркала. Пятно покрыто полосами равной толщины как бы оптического клина, если одно из зеркал чуть повернуто. Полосы соответствуют равной толщине оптического клина между верхним зеркалом и изображением правого зеркала.

При идеальной юстировке (настройке) зеркал ширина полос бесконечна, и пятно на экране равномерно освещено (равномерно светлое или равномерно темное).

### Экзамен. Интерферометр Жамена.

Оптическая схема интерферометра Жамена приведена на нижеследующем рисунке.



Интерферометр Жамена, как и другие интерферометры, обычно используют для получения зависимости показателя преломления исследуемого газа от его давления и от длины волны света.

Пусть в каждом из двух интерферирующих лучей установлена одна из двух одинаковых кювет.

Если интерферометр Жамена освещать параллельным пучком лучей, то при идеальных плоскопараллельных пластинках весь экран будет засвечен равномерно. Если хотя бы одна из пластинок не совсем плоскопараллельна, то образуется оптический клин, и интерферирующие волны приходят на экран под небольшим углом друг к другу. Оптический клин приводит к появлению на экране интерференционных полос.

#### Факультативная вставка.

Вместо оптического клина можно слегка наклонить одну из плоскопараллельных пластинок. Тогда на выходе параллельные лучи будут смещены друг относительно друга. Далее в фокальной плоскости линзы можно наблюдать полосы равного наклона даже при идеальной плоскопараллельности каждой пластинки.

#### Конец факультативной вставки.

Эксперимент по измерению показателя преломления газа состоит в следующем. Сначала обе кюветы откачивают, затем в одну из кювет, например нижнюю, постепенно напускают исследуемый газ. В процессе изменения давления газа изменяется его показатель преломления и оптическая длина нижней кюветы.

Пока изменяется давление газа интерференционные полосы бегут по экрану. Нужно сосчитать, сколько интерференционных полос проходит через

фиксированную точку экрана. Пусть число полос равно  $m$ , тогда оптическая длина кюветы изменяется на величину  $\Delta = m\lambda$ . Это с одной стороны, а с другой стороны, изменение оптической длины кюветы равно  $nl - l$ , где  $l$  — геометрическая длина кюветы. Тогда из равенства

$$m\lambda = l(n - 1)$$

можно экспериментально определить величину показателя преломления  $n$ .

Представляет интерес, как зависимость показателя преломления от длины волны света  $n(\lambda)$  или дисперсия света, так и зависимость показателя преломления от давления или концентрации  $N$  исследуемого газа для проверки

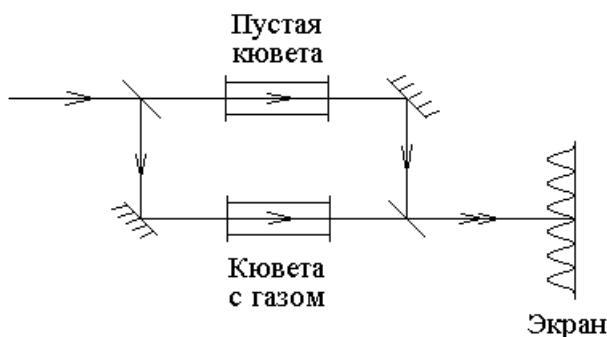
формулы Лоренц-Лорентца 
$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{N\alpha}{3\epsilon_0}$$

В системе СГС Гаусса 
$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4}{3}\pi N\alpha.$$

или  $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \sim N$ , здесь  $\alpha$  — поляризуемость молекулы или коэффициент пропорциональности между дипольным моментом молекулы и напряженностью светового поля  $\vec{p} = \alpha\vec{E}$ .

### Экзамен. Интерферометр Рождественского (Маха — Цендера).

Оптическая схема интерферометра представлена на нижеследующем рисунке:



Преимущество этой схемы по сравнению с интерферометром Жамена в том, что здесь легко разместить широкие кюветы. Недостаток схемы — более сложная юстировка.

#### Факультативная вставка.

При наблюдении интерференции от нелазерного источника света перед интерферометром и после него устанавливают по одной линзе.

Пусть поверхность источника света отображается первой линзой внутри интерферометра в каждое из двух плеч интерферометра в виде двух плоскостей изображения. В этой плоскости изображения одного из плеч интерферометра можно поместить исследуемый прозрачный объект, например пламя свечи. Экран после второй линзы (за интерферометром) устанавливают так, чтобы на экране наблюдались полосы равной толщины от двух поверхностей

изображения источника света в первой линзе. На экране наблюдают полосы равной оптической толщины, которые отображают оптическую плотность пламени свечи в разных точках свечи. Такую оптическую схему называют интерферометром Маха — Цендера.

В интерферометре Маха — Цендера наблюдаются полосы равной толщины, в интерферометре Рождественского — полосы равного наклона.

Согласно курсу общей физики Д. В. Сивухина отличие интерферометров Маха — Цендера и Рождественского состоит в том, что в первом интерферометре параллельно друг другу устанавливаются зеркала и параллельно друг другу устанавливаются полупрозрачные пластинки. Во втором интерферометре параллельно друг другу устанавливаются левое зеркало и левая полупрозрачная пластинка, а также правое зеркало и правая полупрозрачная пластинка.

Конец факультативной вставки.

### **Экзамен. Интерферометр Рэлея.**

Оптическая схема интерферометра представлена на рисунке:

