

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

**федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Санкт-Петербургский государственный технологический институт
(технический университет)»
(СПб ГТИ (ТУ))**

Кафедра общей физики

В.Б. Осташев, С.В. Хотунцова

**Изучение интерференции света
при наблюдении колец Ньютона**

Учебное пособие

**Санкт-Петербург
2023**

УДК 530/537

Осташев, В.Б. Изучение интерференции света при наблюдении колец Ньютона: учебное пособие / В. Б. Осташев, С.В. Хотунцова; Министерство образования и науки Российской Федерации, Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет). Кафедра общей физики. – Санкт-Петербург: СПбГТИ(ТУ), 2023. – 25 с.

В учебном пособии излагаются основные представления волновой оптики. Рассматриваются общие сведения об интерференции света. Излагаются способы наблюдения интерференции. Приводится практический пример определения длины волны света при помощи колец Ньютона.

Учебное пособие предназначено для бакалавров и специалистов очной формы обучения, обучающихся по направлениям подготовки 04.03.01, 08.03.01, 15.03.02, 15.03.04, 18.03.01, 19.03.01, 20.03.01, 22.03.01, 27.03.03, а также для специалистов очной формы обучения, обучающихся по направлениям подготовки 18.05.02 и 18.05.01, 15.05.01 по ФГОС +++.

Учебное пособие соответствует рабочим программам дисциплины «Физика».

Учебное пособие формирует у студентов следующие компетенции: ОПК-1, ОПК-2, ПК-8.

Учебное пособие может быть полезно для бакалавров заочной и очно-заочной форм обучения.

Рис.2, библиографический список.5

Рецензенты:

- 1 ФГБОУ ВО науки Институт проблем машиноведения Российской академии наук. Павлов Ю.В., ведущий научный сотрудник, доктор физ.-мат. наук
- 2 Жаринов К.А., доцент, кандидат технических наук, доцент кафедры автоматизации процессов химической промышленности СПбГТИ(ТУ)

Издание подготовлено в рамках выполнения государственного задания по оказанию образовательных услуг Минобрнауки России.

Утверждено на заседании учебно-методического совета инженерно-технологического факультета 22.12.2022 г.

Рекомендовано к изданию РИС СПбГТИ(ТУ)

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
1 Свет как электромагнитная волна	5
2 Интерференция света	8
2.1 Понятие об интерференции. Когерентность	8
2.2 Способы получения когерентных световых волн в нелазерной оптике...	10
2.3 Условие интерференционных максимумов и минимумов.....	11
2.4 Интерференция в тонких плёнках	13
2.5 Полосы равной толщины. Кольца Ньютона.....	15
2.6 Определение длины волны и радиуса кривизны линзы по наблюдению колец Ньютона	18
3 Лабораторная работа. Изучение интерференции света при наблюдении колец Ньютона.....	21
3.1 Цель работы	21
3.2 Описание установки и порядок проведения измерений (практическая часть)	21
3.3 Контрольные вопросы (вопросы для самопроверки)	23
Литература.....	24

Введение

В физической оптике рассматриваются явления, связанные с распространением коротких электромагнитных волн, длины которых заключены в интервале 10^{-5} – 10^{-7} м.

Интерференция – это такое сложение волн, при котором происходит не просто суммирование интенсивностей этих волн, а их взаимное усиление в одних точках пространства и ослабление в других в зависимости от разности фаз волн в этих точках. Способность волн к интерференции определяется когерентностью волне. В интерференции и дифракции проявляются волновые свойства света. После открытия этих явлений на них смотрели сначала как на доказательство исключительно волновой природы света. Такая точка зрения оказалась недостаточной. В 20 веке были открыты корпускулярные свойства света, а затем волновые свойства частиц: электронов, протонов, нейтронов, атомов, молекул и пр. С открытием этого факта связан коренной пересмотр физических воззрений, приведший к построению квантовой механики. От этого значение интерференционных и дифракционных явлений не уменьшилось. В наши дни интерференционные и дифракционные явления имеют важные практические применения, например в спектроскопии и метрологии.

Когерентность- необходимое условие получения интерференционной картины, однако два независимых источника света всегда некогерентны. Поэтому в оптических исследованиях для получения когерентных источников часто используют изображения одного физического источника излучения. Интерференционные схемы, в которых присутствуют два источника, называются двухлучевыми. Все двухлучевые интерференционные схемы делятся на два больших класса: схемы, построенные по методу деления амплитуды волны и схемы, построенные по методу деления волнового фронта.

Отличительной особенностью схем первого класса является амплитудное деление (с помощью полу прозрачных зеркал, границ раздела, плёнок и т.д.) всего волнового фронта падающей волны как единого целого. В плоскости наблюдения обе разделенные волны перекрываются и при условии достаточной когерентности, создают интерференционные явления: полосы, цветовые эффекты и т. п.

Если интерференция создана параллельным пучком света в тонком зазоре, то максимумы и минимумы интенсивности «отслеживают» вариации толщины этого зазора, в результате создается в общем случае довольно сложная картина полос равной толщины. Классическим примером полос равной толщины являются кольца Ньютона.

1 Свет как электромагнитная волна

Свет представляет сложное явление : в одних случаях он ведет себя как электромагнитная волна, а в других как поток частиц. Круг явлений, в основе которых лежит волновая природа света, изучает волновая оптика.

Волна (в узком смысле) – процесс распространения колебаний в пространстве с течением времени.

Монохроматическая волна – это волна, в которой колебания совершаются по закону синуса или косинуса, другими словами, монохроматическая волна является процессом распространения гармонических колебаний.

Поперечная волна – это волна, в которой колебания происходят перпендикулярно направлению распространения.

В **продольной волне** колебания происходят вдоль направления распространения.

Уравнение плоской монохроматической волны:

$$E = E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_0), \quad (1)$$

где E – мгновенное значение напряжённости электрического поля,
 E_0 – амплитуда напряжённости электрического поля,
 ω – циклическая частота,
 t – время,
 k – волновое число,
 x – пространственная координата,
 φ_0 – начальная фаза.

Аргумент косинуса называют **фазой** волны ($\varphi = \omega t - kx + \varphi_0$). Любую произвольную волну всегда можно представить как сумму (возможно бесконечную) монохроматических волн. Это следует из теоремы Фурье (о разложении функции в ряд синуса и косинуса). Физический пример: разложение света в спектр.

Волновые процессы могут иметь совершенно различную природу, (вместо E в уравнение мы можем подставить некую величину ξ , которая может совершенно различную природу, скажем давление или плотность газа, величина смещения атомов кристаллической решётки...), однако общие законы волновых процессов универсальны.

В электромагнитной волне совершают колебания векторы \vec{E} (напряженность электрического поля) и \vec{H} (напряженность магнитного поля). Вектор напряженности электрического поля перпендикулярен вектору напряженности магнитного поля и направлению скорости распространения волны (это следует из уравнений Максвелла), следовательно, электромагнитная волна поперечна. Поскольку практически все действия света связаны с вектором \vec{E} , принято говорить о *световом векторе*, имея в виду вектор \vec{E} .

Электромагнитная, как и любая другая волна, переносит энергию. Плотностью потока энергии называют энергию, переносимую через единичное поперечное сечение за единицу времени. В электродинамике вводят вектор \vec{S} , величина которого равна плотности потока энергии, а направление совпадает с направлением распространения волны. Этот вектор называется вектором Умова-Пойнтинга. Вектор \vec{S} определяется векторным произведением

$$\vec{S} = [\vec{E}, \vec{H}], \quad (2)$$

где \vec{S} – вектор Умова-Пойнтинга,
 \vec{E} – вектор напряжённости электрического поля,
 \vec{H} – вектор напряжённости магнитного поля.

Интенсивностью называют модуль среднего по времени значения плотности потока энергии, переносимой волной.

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle, \quad (3)$$

где I – интенсивность световой волны,
 \vec{S} – вектор Умова-Пойнтинга.

Так как векторы \vec{E} и \vec{H} перпендикулярны, модуль вектора Умова-Пойнтинга будет равен

$$S = EH, \quad (4)$$

Связь мгновенных значений напряженностей электрического и магнитного поля в электромагнитной волне

$$\varepsilon\varepsilon_0 E^2 = \mu\mu_0 H^2, \quad (5)$$

где E – модуль вектора напряжённости электрического поля,

H – модуль вектора напряжённости магнитного поля.

ε – диэлектрическая проницаемость среды,

ε_0 – электрическая постоянная,

μ – магнитная проницаемость среды,

μ_0 – магнитная проницаемость.

Следовательно, *интенсивность света пропорциональна квадрату модуля светового вектора.*

2 Интерференция света

2.1 Понятие об интерференции. Когерентность

В явлении интерференции ярко проявляются волновые свойства света.

Интерференция – это взаимное локальное усиление или ослабление интенсивности при наложении двух или большего числа световых волн с одинаковыми периодами в зависимости от соотношения их фаз.

Когерентностью называют согласованное протекание волновых процессов.

Строго монохроматические волны одной и той же частоты всегда когерентны.

Рассмотрим суперпозицию двух таких гармонических волн одинаковой частоты, которые возбуждают в интересующей нас точке пространства колебания одинакового направления с амплитудами E_1 и E_2 . Если разность фаз этих колебаний равна $\Delta\varphi$, то возникает результирующее колебание с амплитудой E .

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + E_1 E_2 \cos \Delta\varphi, \quad (6)$$

где E – модуль вектора напряжённости результирующего электрического поля,

E – модуль вектора напряжённости 1-ой волны,

E – модуль вектора напряжённости 2-ой волны,

$\Delta\varphi$ – разность фаз двух волн.

Формулу (6) легко получить с помощью векторной диаграммы и теоремы косинусов. Приняв во внимание, что интенсивность I пропорциональна квадрату амплитуды, получаем, что в случае наложения гармонических волн

$$I = I_1 + I_2 + \sqrt{I_1} \sqrt{I_2} \cos \Delta\varphi, \quad (7)$$

где I – интенсивность результирующей волны,

I_1 – интенсивность 1-ой волны,

I_2 – интенсивность 2-ой волны,

$\Delta\varphi$ – разность фаз двух волн.

Из формулы (7) видно, что интенсивность результирующего колебания отличается от суммы интенсивностей. Это отличие определяется величиной I_i , называемой интерференционным членом

$$I_i = \sqrt{I_1} \sqrt{I_2} \cos \Delta\varphi \quad (8)$$

Понятно, что если $\cos \Delta\varphi = 1$, то получается максимальная интенсивность, а если $\cos \Delta\varphi = -1$ – минимальная.

Условие *максимума*

$$\Delta\varphi = 2\pi m \quad (9)$$

условие *минимума*

$$\Delta\varphi = \pi(2m + 1), \quad (10)$$

где m – целое.

Однако свет, испущенный обычными (не лазерными) источниками, не бывает монохроматическим. Такой свет можно рассматривать как хаотическую последовательность отдельных *цугов*, обрывков синусоидальных волн. Длительность отдельного цуга составляет порядка 10^{-8} с, поэтому при наложении световых волн от разных источников фазовые соотношения между световыми колебаниями многократно изменяются случайным образом. Источники оказываются некогерентными и достаточно устойчивой картины интерференции не возникает.

Невозможность визуального наблюдения интерференционных полос от *независимых* источников света можно пояснить на примере идеализированных источников, излучающих *квазимонохроматический свет*. Такой свет представляется колебаниями вида (11), в которых, однако, амплитуды и начальные фазы медленно и хаотически меняются во времени, то есть испытывают заметные изменения за времена порядка 10^{-8} с, очень большие по сравнению с периодом самих световых колебаний, имеющим порядок 10^{-14} с.

Таким образом уравнение световой (электромагнитной волны) выглядит как

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r} + \varphi_0(t)), \quad (11)$$

- где \vec{E} – мгновенное значение вектора напряжённости,
 \vec{E}_0 – амплитуда вектора напряжённости электрического поля,
 ω – циклическая частота,
 t – время,
 $\vec{k} = k\vec{n}$ – волновой вектор,
 k – волновое число,
 \vec{n} – единичная нормаль к волновому фронту,
 \vec{r} – радиус-вектор,
 $\varphi_0(t)$ – начальная фаза, зависящая от времени.

При наложении таких волн разность фаз быстро и беспорядочно меняется. В течение секунды сотни миллионов раз одна система интерференционных полос будет сменяться другой. Глаз или другой приемник света не в состоянии следить за быстрой сменой интерференционных картин и фиксирует только равномерную освещенность экрана.

2.2 Способы получения когерентных световых волн в нелазерной оптике

Когерентные волны, тем не менее, можно получить даже от обычных источников. ***Волну, излучаемую одним источником света, разделяют тем или иным способом на две части и затем, заставив их пройти разные оптические пути, накладывают друг на друга подходящим способом.***

Если разность хода этих волн от источника до точки наблюдения невелика, т. е. не превышает некоторой характерной длины, то случайные изменения амплитуды и фазы световых колебаний в двух волнах происходят согласованно (когерентно), и мы будем наблюдать интерференционную картину, например систему чередующихся темных и светлых полос.

Получение когерентных пучков света осуществляется двумя способами: ***делением фронта волны и делением амплитуды волны.*** При первом способе сводятся вместе световые пучки, различающиеся направлением распространения от источника. Такой принцип используется в фундаментальном опыте Юнга. В интерференционных схемах с ***амплитудным делением*** излучение первичного источника делится полупрозрачными границами раздела сред. Так, например, возникает интерференция в тонких слоях.

2.3 Условие интерференционных максимумов и минимумов

Рассмотрим две волны, исходящие из когерентных источников S_1 и S_2 . В области, где эти волны перекрываются, должна возникнуть система чередующихся максимумов и минимумов освещенности, которую можно наблюдать на экране. Если начальные фазы колебаний обоих источников света одинаковы, то разность фаз складываемых колебаний будет

$$\Delta\varphi = k(r_2 - r_1) = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)(r_2 - r_1), \quad (12)$$

где $\Delta\varphi$ – разность фаз двух волн,
 k – волновое число,
 r_1 – расстояние от источника S_1 до точки наблюдения,
 r_2 – расстояние от источника S_2 до точки наблюдения,
 λ – длина волны света в вакууме.

Предположим, что волны, излучаемые двумя когерентными источниками, распространяются в разных средах показателями преломления n_1 и n_2 .

В этом случае

$$\Delta\varphi = k_2 r_2 - k_1 r_1 = 2\pi \left(\frac{r_2}{\lambda_2} - \frac{r_1}{\lambda_1} \right), \quad (13)$$

где $\Delta\varphi$ – разность фаз двух волн,
 k_1 – волновое число для 1-ой среды,
 k_2 – волновое число для 2-ой среды,
 r_1 – расстояние от источника S_1 до точки наблюдения,
 r_2 – расстояние от источника S_2 до точки наблюдения,
 λ_1 – длина волны света в 1-ой среде,
 λ_2 – длина волны света во 2-ой среде.

При прохождении световой волны в среде с показателем преломления n_1 длина волны λ_1 уменьшается по сравнению с длиной волны в вакууме λ

$$\lambda_1 = \lambda/n_1,$$

где λ_1 – длина волны света в 1-ой среде,
 λ – длина волны света в вакууме,
 n_1 – показатель преломления 1-ой среде;

$$\lambda_2 = \lambda/n_2,$$

где λ_2 – длина волны света в 2-ой среде,
 λ – длина волны света в вакууме,
 n_2 – показатель преломления 2-ой среде;

Разность фаз в формуле (13) в этом случае переходит в

$$\Delta\varphi = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)(n_2r_2 - n_1r_1) \quad (14)$$

Произведение абсолютного показателя преломление на пройденный (геометрический) путь $L = nl$ называют **оптическим путём**. Величину Δ , определяемую формулой (15), называют **оптической разностью хода**.

$$\Delta = (n_2r_2 - n_1r_1), \quad (15)$$

где Δ – оптическая разность хода,
 r_1 – расстояние, пройденное в 1-ой среде,
 r_2 – расстояние, пройденное в 2-ой среде,
 n_1 – показатель преломления 1-ой среде,
 n_2 – показатель преломления 2-ой среде.

Таким образом, для интерференционных максимумов

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_2r_2 - n_1r_1) = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta = 2\pi t\lambda \quad (16)$$

Отсюда получаем условие **максимума интерференции** (светлые интерференционные полосы)

$$\Delta = t\lambda, \quad (17)$$

где Δ – оптическая разность хода,
 λ – длина волны в вакууме,
 t – целое число.

Целое число t называют порядком максимума.

Условие *минимума интерференции* (тёмные интерференционные полосы)

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (18)$$

где Δ – оптическая разность хода,
 λ – длина волны в вакууме,
 m – целое число.

2.4 Интерференция в тонких плёнках

При прохождении света через тонкие прозрачные пленки (*толщина порядка длины волны света λ*) или пластинки (*толщина больше λ*) и отражения от их поверхностей возникают когерентные световые волны.

Пусть на находящуюся в воздухе (*вакууме, с показателем преломления 1*) плоскопараллельную пластину с показателем преломления n (рисунок1) падает плоская монохроматическая волна, часть фронта которой в некоторый момент времени занимает положение AD . Эту волну можно рассмотреть, как параллельный пучок лучей $1, 2$, падающий на пластину под углом α и преломляющихся под углом β . Лучи испытывают частичное отражение на верхней и нижней поверхностях пластины, в результате чего в отраженном свете образуются лучи $1', 2'$, а в проходящем $1'', 2''$.

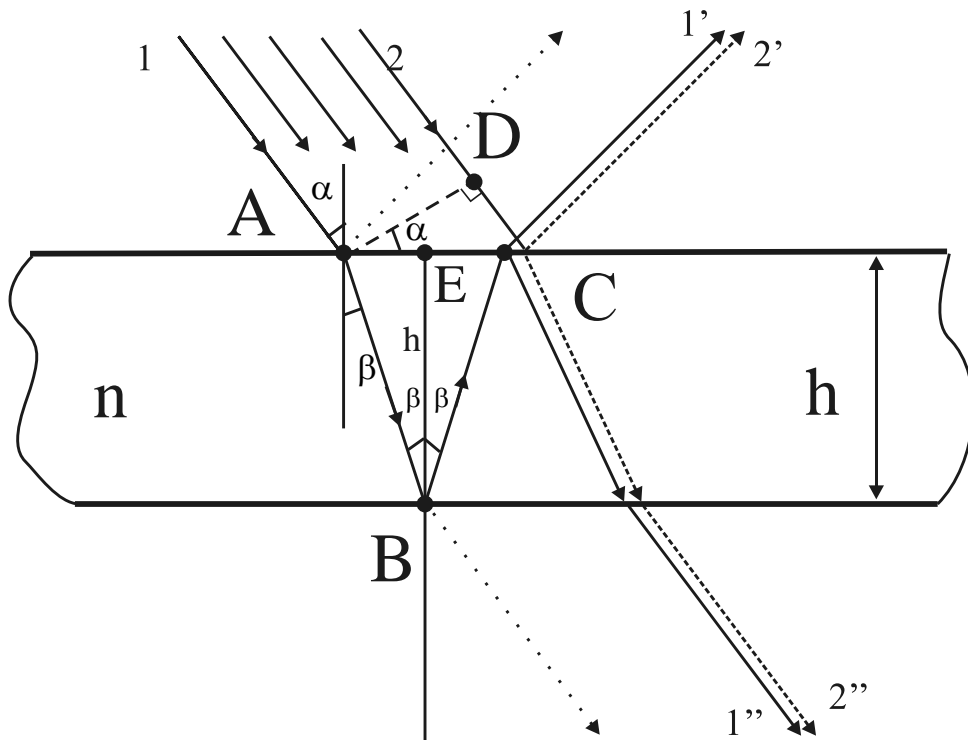


Рисунок 1 – Интерференция в тонкой плёнке – ход лучей

Рассмотрим случай перпендикулярного падения лучей. Геометрическая разность хода составит две толщины пластинки: $2h$. Тогда оптическая разность хода в этом же случае будет равна: $\Delta=2nh$. Заметим, что луч, отраженный от оптически более плотной среды, изменяет фазу на π , что соответствует изменению оптической длины пути на $\lambda/2$. С учётом условий минимума и максимума (17), (18) и изменения фазы на π для луча, отражённого от оптически более плотной среды, окончательно имеем: максимум в отражённом свете или минимум в проходящем

$$2nh = (2m-1)\lambda/2, \quad (19)$$

где n – показатель преломления плёнки или пластинки,
 λ – длина волны в вакууме,
 h – толщина плёнки или пластинки,
 m – целое число.

а минимум в отражённом и максимум в проходящем

$$2nh = 2m\lambda/2 \quad (20)$$

В общем случае наклонного падения лучей оптическая разность хода Δ для лучей $1'$ и $2'$ равна разности длин оптических путей лучей 1 и 2 до точки C :

$$\begin{aligned} \Delta &= n \left(\underbrace{AB + BC}_{AB=BC \Rightarrow AB+BC=2AB} \right) - \underbrace{CD}_{CD=AC \sin \alpha} = 2n AB - \underbrace{AC}_{AC=2AE} \sin \alpha = \\ &= 2n \underbrace{AB}_{h=AB \cos \beta \Rightarrow AB=h/\cos \beta} - 2 \underbrace{AE}_{AE=h \operatorname{tg} \beta} \sin \alpha = \\ &= 2nh/\cos \beta - 2h \operatorname{tg} \beta \underbrace{\sin \alpha}_{n=\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \Rightarrow \sin \alpha = n \sin \beta} = 2nh/\cos \beta - 2h \operatorname{tg} \beta \cdot n \sin \beta = \\ &= 2nh \cos \beta = 2h \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \end{aligned}$$

Используя формулы для максимума в интерференционной картине в отражённом свете (*и минимума в проходящем*):

$$2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (2m - 1) \lambda / 2, \quad (21)$$

где n – показатель преломления плёнки или пластинки,
 λ – длина волны в вакууме,
 h – толщина плёнки или пластинки,
 α – угол падения лучей,
 m – целое число.

Минимум в отражённом (*и максимум в проходящем*),

$$2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = (2m) \lambda / 2 \quad (22)$$

2.5 Полосы равной толщины. Кольца Ньютона

При неизменном показателе преломления разность хода зависит от толщины пленки (пластинки) и угла падения. Если пленка освещается параллельным пучком света, то $\alpha = \text{const}$, и разность хода зависит только от h . В данном случае места пленки с одинаковой толщиной будут иметь одинаковую освещенность. Такая интерференция называется **интерференцией равной толщины**, а возникающие полосы равной освещенности – **полосами равной толщины**. Они локализованы на поверхности пленки (пластины).

Типичный пример полос равной толщины – кольца Ньютона. Они являются результатом интерференции в тонком слое переменной толщины, образованном поверхностями плоскопараллельной пластины и положенной на нее плосковыпуклой линзы с очень большим радиусом кривизны. Пусть пучок параллельных лучей монохроматического света падает на линзу по нормали к пластине (рисунок 2). Будем наблюдать кольца Ньютона в отражённом свете. Луч, дошедший до точки на выпуклой стороне линзы, частично отражается, а частично переходит в зазор, причем практически вертикально из-за малой кривизны линзы. Отразившись от поверхности пластины, он возвращается и интерферирует с лучом, отраженным от линзы. Вследствие большой толщины пластины и линзы интерференции за счет отражения от других поверхностей не возникает. Так как прослойки одинаковой толщины расположены по концентрическим окружностям с центром в точке соприкосновения линзы и

пластины, то интерференционные полосы принимают вид темных и светлых колец.

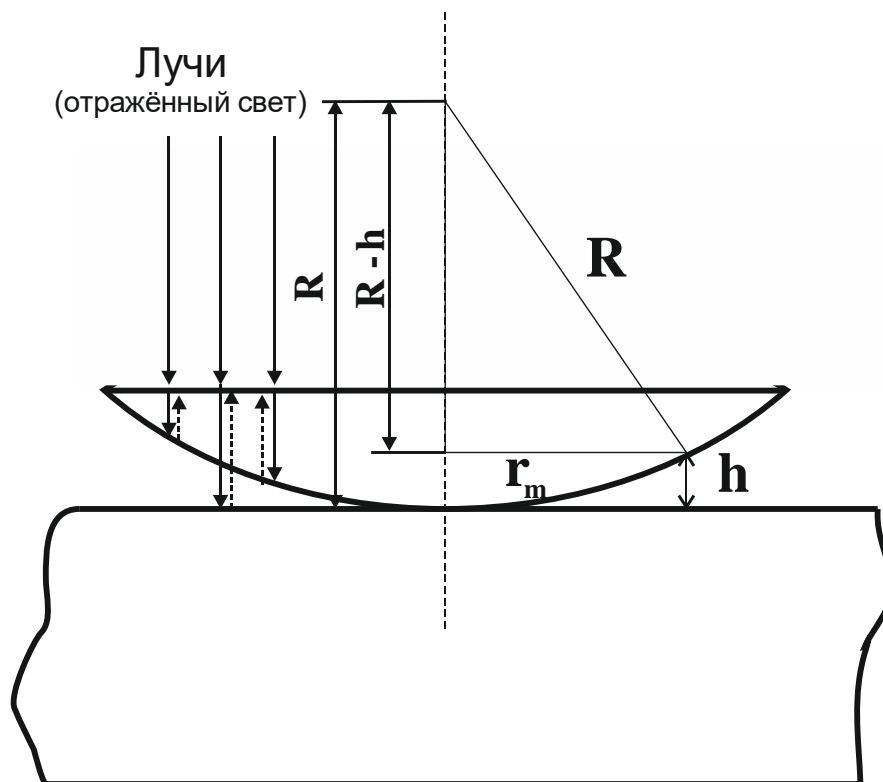


Рисунок 2-Кольца Ньютона – ход лучей в отражённом свете

Найдем радиусы колец Ньютона в отраженном свете. Оптическая разность хода между лучами, отраженными от верхней и нижней поверхностей зазора на произвольном расстоянии r от оси линзы, которой соответствует толщина зазора h ,

$$\Delta = 2h + \frac{\lambda}{2}, \quad (23)$$

где Δ – оптическая разность хода,
 λ – длина волны,
 h – толщина зазора между линзой и пластинкой.

Здесь показатель преломления в зазоре принят равным единице, а член $\lambda/2$ учитывает скачок фазы на π при отражении от поверхности пластины (отражение от оптически более плотной среды)

Пренебрегая величиной h^2 , получаем, что

$$R^2 = (R - h)^2 + r^2 = R^2 - 2Rh + \underbrace{h^2}_0 + r^2$$

где R – радиус кривизны линзы.

$$R^2 = R^2 - 2Rh + r^2$$

Следовательно

$$h = \frac{r^2}{2R} \quad (24)$$

Подставляя в формулу (23), получим:

$$\Delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2} \quad (25)$$

В точках, где $\Delta = 2m(\lambda/2)$ возникнут максимумы, а в точках, где $\Delta = (2m+1)(\lambda/2)$ – минимумы интенсивности. Из этих соотношений следует, что радиусы m -тых светлых колец Ньютона r_m в отраженном свете определяются формулой:

$$r_m = \sqrt{\frac{(2m-1)R\lambda}{2}}, \quad (26)$$

где r_m – радиус m -ого кольца,
 λ – длина волны,
 R – радиус кривизны линзы,
 m – целое число.

Радиусы же темных колец в отраженном свете будут определяться следующей формулой:

$$r_m = \sqrt{\frac{(2m)R\lambda}{2}} = \sqrt{mR\lambda} \quad (27)$$

2.6 Определение длины волны и радиуса кривизны линзы по наблюдению колец Ньютона

Рассмотренные формулы, связывающие радиус колец Ньютона с длиной световой волны получены в предположении наличия идеального точного контакта между линзой и стеклянной пластиной. Однако, на практике обеспечить такой контакт невозможно или вследствие попадания пылинок между линзой и пластиной или же из-за упругой деформации стекла при прижимании линзы к пластине, когда они соприкасаются по поверхности небольшого круга.

Поэтому приходится пользоваться другой формулой, позволяющей исключить знание значения разности между действительной толщиной воздушной прослойки и её толщиной в случае идеального точечного контакта.

Будем считать, что диаметр пылинки d . Тогда оптическая разность хода интерферирующих лучей определяется формулой

$$\Delta = 2(h + d) + \frac{\lambda}{2}, \quad (28)$$

где Δ – оптическая разность хода,
 h – расстояние от вершины линзы до плоскости, вырезающей на линзе круг радиуса r_m ,
 d – диаметр пылинки,
 λ – длина волны.

Используя формулу (24), связывающую r_m и h , получим условие максимума

$$2\left(\frac{r_m^2}{2R} + d\right) + \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad (29)$$

В формуле (29) r_m имеет смысл радиуса светлого кольца порядка m .

Перейдя к диаметрам колец, D_m , будем иметь

$$D_m^2 = 4R\lambda m - 2R\lambda - 8Rd. \quad (30)$$

Как видно из формулы (30), квадрат диаметра связан с номером кольца линейной зависимостью. То есть

$$Y = ax + b \quad (31)$$

Здесь зависимая переменная $Y=D_m^2$, независимая $x=m$, угловой коэффициент $a=4R\lambda$, а свободный член $b = -2R\lambda - 8Rd$.

Это так называемое уравнение линейной регрессии. Коэффициенты a и b , коэффициенты линейной регрессии, можно найти, если известны значения $Y(x)$ в нескольких точках. Заметим, что значения $Y(x)$ в двух точках дают нам систему из двух уравнений с двумя переменными и, следовательно, мы можем однозначно определить коэффициенты линейной регрессии. Другими словами, через две точки можно провести прямую единственным образом. Однако не нужно забывать, что все измерения имеют погрешность и, следовательно, три или больше точек, вообще говоря, не лягут на прямую. С точки зрения алгебры, мы получим больше уравнений, чем число неизвестных, которые нужно определить.

Способ, который даёт нам математическая статистика, это метод наименьших квадратов. Метод состоит в том, что минимизируется сумма квадратов отклонений экспериментальных значений от искомой прямой. Коэффициенты a и b этой прямой и берут за искомые коэффициенты линейной регрессии. Если построить на графике точки, полученные в эксперименте, и провести прямую таким образом, чтобы расстояния от точек до прямой были минимальными, то это и будет графическим аналогом МНК. Именно так часто поступают для оценки коэффициентов линейной регрессии.

Обращаясь к уравнению (30), можно заметить, что для определения длины волны λ нужно определить именно угловой коэффициент a , то есть, тангенс угла наклона прямой, построенной на графике. Тогда длину волны можно будет легко найти:

$$\lambda = \frac{a}{4R} \quad (32)$$

где λ – длина волны,
 R – радиус кривизны линзы,
 a – тангенс угла наклона графика зависимости к оси X .

В выражение для свободного члена b входит размер предполагаемой пылинки, который мы не можем измерить, поэтому определять его по графику не нужно.

3 Лабораторная работа. Изучение интерференции света при наблюдении колец Ньютона

3.1 Цель работы

Определение длины световой волны по наблюдениям колец Ньютона.

3.2 Описание установки и порядок проведения измерений (практическая часть)

Для измерения диаметра колец используется микроскоп с малым увеличением. Плоскую пластину и линзу, находящиеся в оправе и используемые для получения колец Ньютона, помещают на столик микроскопа. Свет от лампы осветителя, пройдя через собирающую линзу, светофильтр и отразившись от пластины, падает на систему пластина – линза, а затем, отражаясь от сферической поверхности линзы и пластины, попадает в микроскоп через окуляр. В фокальной плоскости окуляра наблюдается интерференционная картина. Диаметры интерференционных колец измеряются с помощью шкалы, расположенной в окулярной части микроскопа.

1. Определяют цену деления окулярной шкалы.

Выполнение работы начинается с определения цены деления окулярной шкалы. Для этого линейку с делениями помещают на столик микроскопа, включают лампу осветителя и перемещают тубус микроскопа до тех пор, пока деления линейки не будут четко видны. Выбирают такие деления линейки, между которыми укладывается целое число делений линейки окулярной шкалы. Если между m делениями линейки, видимыми в микроскоп, располагаются n делений окулярной шкалы, то цена деления будет равна m/n (мм/дел).

2. Установка пластины и линзы на стол микроскопа.

Линейку снимают со столика и помещают туда пластину и линзу в оправе. Осторожно перемещая тубус микроскопа, добиваются отчетливого изображения колец.

3. Измерения диаметра колец.

Далее измеряют диаметр D_k светлых колец в делениях окулярной шкалы. Диаметр каждого кольца измеряют не менее пяти раз.

4. Определение длины световой волны

Длину волны света, пропускаемого взятым для измерения фильтром, находят графически.

Для этого строят график, откладывая по оси ординат среднее значение D_m^2 , а по оси абсцисс – номер кольца m . Длина волны λ определяется с использованием формулы (30) по угловому коэффициенту построенной прямой.

3.3 Контрольные вопросы (вопросы для самопроверки)

1. Запишите уравнение плоской монохроматической волны. Объясните физический смысл входящих в него величин.
2. В чем состоит явление интерференции волн?
3. Какие волны называются когерентными?
4. Что такое оптическая длина пути и оптическая разность хода?
5. Каковы условия возникновения интерференционных минимумов и максимумов?
6. Какое изменение фазы происходит при отражении волн от границы раздела фаз. В каких случаях происходит это изменение?
7. При каких условиях возникают полосы равной толщины?
8. Чем объясняются цвета тонких пленок масла и нефти на поверхности воды и цвета побежалости на поверхности закаленных полированных стальных изделий?
9. Почему не наблюдается интерференции в случае толстых пленок?
10. Темное или светлое пятно должно находиться в центре системы колец Ньютона в отраженном свете?
11. Выведите формулу для радиусов темных колец Ньютона.
12. Чем отличаются формулы для радиусов светлых колец Ньютона в проходящем и отраженном свете?
13. Какую форму будут иметь кольца Ньютона, если свет падает на линзу под некоторым углом?
14. Как изменятся радиусы колец Ньютона, если в зазор между линзой и пластиной налить жидкость с показателем преломления n_0 ?

Литература

- 1 Валишев М.Г. Курс общей физики: Учебное пособие для вузов по техническим направлениям подготовки и специальностям / М.Г. Валишев, А.А. Повзнер. – 2-е изд., стер. – Санкт-Петербург, Москва; Краснодар: Лань, 2010. – 573 с.: ил. – (Учебники для вузов. Специальная литература). – ISBN 978-5-8114-0820-7
- 2 Старовиков, М.И. Введение в экспериментальную физику: учебное пособие / М.И. Старовиков. – Санкт-Петербург, Москва; Краснодар: Лань, 2008. – 235 с. – (Учебники для вузов. Специальная литература) – ISBN 978-5-8114-0862-7
- 3 Иродов И.Е. Волновые процессы / И.Е. Иродов. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2004 – 263 с. – ISBN 94774-008-7

Кафедра общей физики

Учебное пособие

Изучение интерференции света при наблюдении колец Ньютона

Владимир Борисович Осташев

Светлана Владимировна Хотунцова

Отпечатано с оригинал-макета. Формат 60x90 1/16

Печ. л. 1. Тираж _____ экз. Заказ № _____ от

Санкт-Петербургский государственный технологический институт
(технический университет)

190013, Санкт-Петербург, Московский пр. ,26
Типография издательства СПбГТИ(ТУ)