

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
**«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

Г.В. Коваленок

**ОПТИКА
КВАНТОВЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О СВЕТЕ
АТОМНАЯ ФИЗИКА И ФИЗИКА ЯДРА**

*Конспект лекций по курсу общей физики
Часть III*

*Рекомендовано в качестве учебного пособия
Редакционно-издательским советом
Томского политехнического университета*

Издательство
Томского политехнического университета
2010

Конспект лекций по курсу общей физики. Часть III
“Оптика. Квантовые представления о свете.
Атомная физика и физика ядра”
Лекция № 1

1. ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

1.1. Определение света

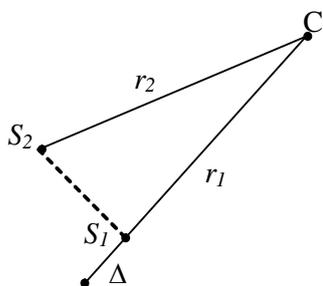
Интерференцией называется явление перераспределения энергии в пространстве при суперпозиции электромагнитных волн. Плотность потока энергии можно характеризовать интенсивностью волны J , связанной с амплитудой волны соотношением

$$J = \frac{1}{2} A_0^2 \quad (1)$$

Когерентность. Важность условий, при которых волны когерентны (буквально «связаны друг с другом»), была впервые выявлена в классической оптике в связи с явлением интерференции. Явление когерентности в новом понимании относится в основном к переходным процессам в атоме, энергия и импульс его изменяются не случайно, а упорядоченно. Следует ожидать большей общности явлений, чем может дать классическое понимание когерентности.

При наложении двух волновых процессов каждая точка пространства становится участником двух независимых колебаний, распространяющихся от разных источников. Принцип независимости распространения волн выполняется при условии малой энергии волн и отсутствием влияния волн на свойства среды. Интерференция происходит в том случае, если амплитуда результирующего колебания постоянна, т.е. наблюдается фиксированная картина суперпозиции волн. Для этого постоянной должна быть разность фаз $\Delta\varphi$ складывающихся колебаний. **Волны, для которых $\Delta\varphi = \text{const}$ называются когерентными.**

Два точечных источника волн S_1 и S_2 (рис.1) излучают плоские монохроматические волны, колебания в которых имеют одно направление. Уравнение волны, исходящей из источника S_1



Δ – геометрическая разность хода

исходящей из источника S_2

$$x_1 = A_1 \cos\left(\omega_1 t - \frac{2\pi r_1}{\lambda_1} + \varphi_{01}\right) \quad (2)$$

соответственно, для S_2

$$x_2 = A_2 \cos\left(\omega_2 t - \frac{2\pi r_2}{\lambda_2} + \varphi_{02}\right), \text{ где}$$

ω_1 и ω_2 – круговая частота колебаний, A_1 и A_2 – амплитуды,

Рис. 1

λ – длина волны,

r_1 и r_2 – расстояние от источников до точки суперпозиции волн,

φ_{01} и φ_{02} – начальные фазы колебаний.

Результирующее колебание имеет амплитуду

$$A_{рез} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos \Delta\varphi} \quad (3)$$

и разность фаз

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \left(\omega_2 t - \frac{2\pi r_2 + \varphi_{01}}{\lambda} \right) - \left(\omega_1 t - \frac{2\pi r_1 + \varphi_{02}}{\lambda} \right) =$$
$$(\omega_2 - \omega_1)t + \frac{2\pi}{\lambda}(r_1 - r_2) + (\varphi_{02} - \varphi_{01}) = const \quad (4)$$

Условие постоянства разности фаз $\Delta\varphi = const$ выполняется в случае:

1) равенства частот складывающихся колебаний

$$\omega_1 = \omega_2, \quad (5)$$

2) постоянства разности хода волн

$$r_1 - r_2 = const \quad (6)$$

(условие считать выполненным, т.к. источники волны S_1 и S_2 неподвижны),

3) постоянство во времени начальных фаз или их разности

$$\varphi_{02} - \varphi_{01} = const, \quad (7)$$

4) одинаковые направления колебаний в волнах.

Таким образом, точечные источники, испускающие монохроматические волны (волны одной частоты), являются источниками когерентных волн с постоянной начальной фазой.

Реальные естественные источники волн в оптическом диапазоне не являются когерентными. Обычно это тепловые источники (солнце, электролампа, свеча, и др.), исследования позволяют достаточно хорошо объяснить свойства этих источников на основе модели «абсолютно черного тела»: множество осцилляторов – молекул, атомов, электронов генерируют волны более или менее независимые друг от друга, иными словами, корреляция (связь) между параметрами волн невелики или совсем отсутствуют. Излучение осциллятора называется типом колебаний (модой), характеризуется определенной частотой и направлением распространения. Поэтому волны двух источников или одного протяженного не когерентны между собой. Однако, наблюдать интерференцию двух световых волн можно. Пригодные волны реализуются в оптике двумя способами: 1) делением амплитуды волны; 2) делением фронта волны. Сущность, например, второго способа отражена схемой опыта Юнга (рис.2) (первый способ изображен в схеме интерферометра Майкельсона в конце лекции).

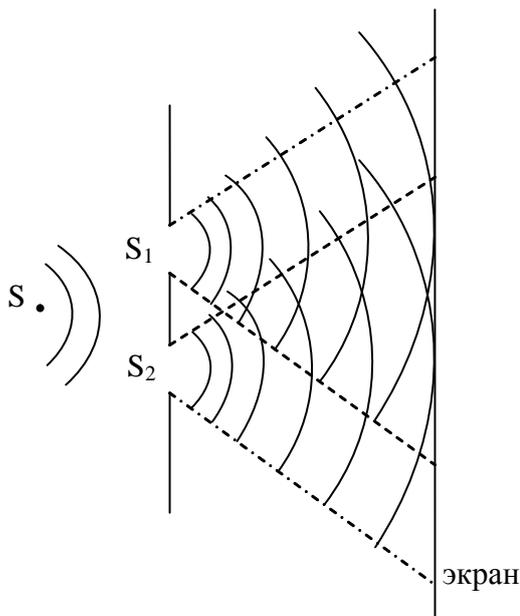


Рис.2

Непрозрачная перегородка с двумя щелями пропускает те части фронта волны, которые проходят через щели, т.е. щели действуют как два источника волн, способных интерферировать на экране между собой: в каждом из лучей от новых источников волн S_1 и S_2 присутствует весь набор мод, излучаемых источником S , моды обладают собственной когерентностью, поскольку излучены одной и той же точкой или осциллятором. Каждая колебательная мода интерферирует сама с собой. Исследования последних лет при-

вели к более углубленному пониманию когерентности. Излучение определенных осцилляторов меняется во времени и в пространстве, излучение любого светового источника испытывает флуктуации, интенсивность света не постоянна. Понятие когерентности, таким образом, тесно связано с корреляцией флуктуаций интенсивности в обоих пучках. Отсюда современное определение когерентности через флуктуации: **две волны когерентны, если скоррелированы их флуктуации.**

Источники излучения имеют ограниченную степень когерентности. Один атом излучает электромагнитную волну в течении $\Delta t = 10^{-8}$ с. Такая волна имеет постоянную начальную фазу и почти постоянную частоту. Время Δt называется временем когерентности одного атома. При излучении большого количества атомов начальная фаза изменяется непрерывно. **Принято называть временем когерентности время $\Delta \tau$, в течении которого начальная фаза изменяется в пределах величины (π) .** Волна распространяется со скоростью света c и $\Delta l = c \Delta \tau$ называется **длиной когерентности.** Для реальных источников $\Delta \tau \sim 10^{-10}$ с и длина когерентности составляет несколько сантиметров. Для современных оптических квантовых генераторов (лазеров) длина когерентности исчисляется десятками метров и проблема получения источников с высокой временной когерентностью в оптическом диапазоне решена.

1.2. Интенсивность при суперпозиции двух

МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ВОЛН

Найдем разность фаз двух когерентных волн. Из (4) видно, что в случае, считая для простоты $\varphi_{01} = \varphi_{02}$,

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} r_1 - \frac{2\pi}{\lambda_2} r_2 = 2\pi \left(\frac{r_1}{v_1 T} - \frac{r_2}{v_2 T} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (r_1 n_1 - r_2 n_2), \quad (8)$$

где $n_1 = \frac{c}{v_1}$ - показатель преломления в среде, где волна проходит расстояние r_1 ;

$n_2 = \frac{c}{v_2}$ - показатель преломления в среде, где волна проходит расстояние r_2 , λ_0 - длина волны в вакууме;
 $n r$ - оптическая длина пути волны, равна произведению геометрической длины на показатель преломления среды.

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sigma_{opt} \quad (9)$$

где σ_{opt} - оптическая разность хода волн.

а) Максимум интенсивности интерференции из условия (3) наблюдается при максимальном значении $A_{рез}$, при этом $\cos\Delta\varphi = 1$.

$$\Delta\varphi_{max} = 2\pi k, \quad (10)$$

где $k=0, 1, 2, \dots$

Приравнявая правые части (9) к (10), получим

$$(\sigma_{opt})_{max} = k \lambda_0. \quad (11)$$

Амплитуда результирующего колебания

$$A_{рез} = A_{max} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2} = A_1 + A_2 \quad (12)$$

Интенсивность интерференционного максимума пропорциональна квадрату амплитуды

$$J_{рез} = J_{max} = J_1 + J_2 + 2\sqrt{J_1 J_2} > J_1 + J_2, \quad (13)$$

интенсивность максимума интерференции больше интенсивности накладываются волн.

б) Минимум интенсивности интерференции соответствует условию $\cos\Delta\varphi = -1$, тогда

$$\Delta\varphi_{min} = (2k+1)\pi, \quad (14)$$

$$(\sigma_{рез})_{min} = (2k+1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (15)$$

$$A_{рез} = A_{min} = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 - 2A_1A_2} = A_1 - A_2 \quad (16)$$

ИНТЕНСИВНОСТЬ

$$J_{рез} = J_{min} = J_1 + J_2 - 2\sqrt{J_1 J_2} < J_1 + J_2 \quad (17)$$

интенсивность минимума интерференции меньше интенсивности накладывающихся волн.

В результате интерференции когерентных волн наблюдаются интенсивные максимумы и слабые минимумы, т.е. происходит перераспределение энергии. Вводится понятие **контрастности**, или **видимости интерференционной картины**

$$V = \frac{J_{\max} - J_{\min}}{J_{\max} + J_{\min}}, \quad (18)$$

величина V количественно характеризует интерференцию. Для когерентных волн $J_{\min}=0$ и $V=1$. Для полностью некогерентных волн $J_{\max}=J_{\min}$, $V=0$, контрастной картины не наблюдается, т.е. нет перераспределения энергии, нет интерференции. Объясняется это равенством $\cos\Delta\varphi=0$ в (3) для источников, где за время наблюдения усредненной картины суперпозиции волн разность фаз хаотически меняется сотни миллионов раз. Величина контрастности интерференционной картины определяет степень когерентности волн.

Выполнение соотношений (13) и (17) не противоречит закону сохранения энергии. Безусловно, закон сохранения энергии не нарушается, речь идет о перераспределении энергии в пространстве, что является отличительным признаком волновых процессов. Явление интерференции влияет на сам процесс излучения, так как результирующая интенсивность излучения не равна сумме интенсивностей излучения источников в отдельности, источники влияют друг на друга через поле.

1.3. Методы наблюдения интерференции света

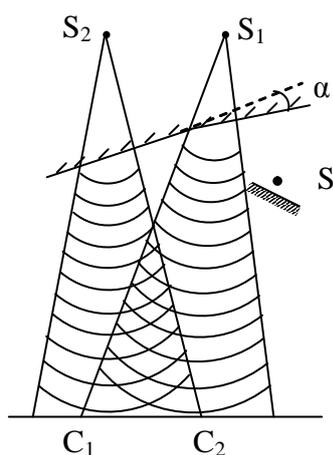


Рис.3

Чтобы осуществить интерференцию двух лучей (двухлучевая интерференция) предлагаются различные схемы опытов, в которых когерентные источники создаются искусственно делением пучка света на два. Примерами могут служить рисунки 3,4,5.

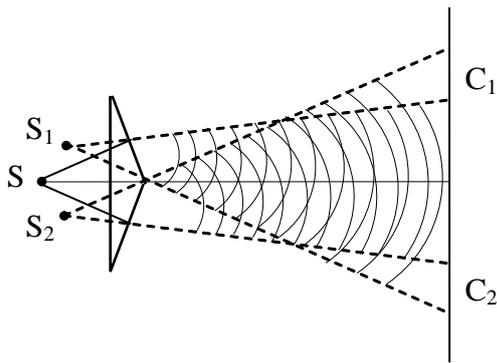


Рис.4

Бизеркало Френеля (рис.3). Свет точечного источника S отражается от двух зеркал, расположенных под углом α , близки к 0. Изображения источника S в зеркалах, S_1 и S_2 , являются мнимыми изображениями действительного источника волн. Это когерентные источники. Точки C_1 и C_2 лежат в области перекрытия отраженных пучков и здесь наблюдается интерференция.

Бипризма Френеля (рис.4).

Две призмы сложены основаниями. Верхняя и нижняя призмы преломляют фронт волны в противоположных направлениях. В области пересечения волн от двух мнимых когерентных источников S_1 и S_2 возникает интерференционная картина.

Зеркало Ллойда (рис.5). одна часть фронта волны падает в точку C на экране непосредственно от источника S , другая - после отражения от зеркала. Лучи, отраженные от зеркала, как бы исходят от мнимого источника S_1 когерентного с S . Интерференция происходит в области перекрытия фронтов.

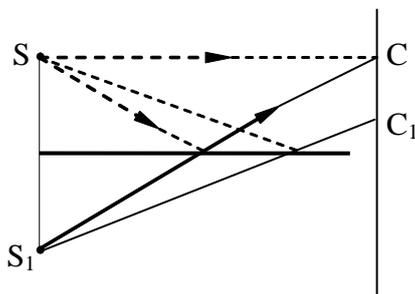


Рис.5

Интерференция происходит в области перекрытия фронтов.

Параметры установок подбираются такими, чтобы расстояние между когерентными источниками было достаточно малым и не нарушались критерии когерентности.

Интерференция в тонких пленках. Распространенным случаем интерференции является интерференция пучков, отраженных от

двух поверхностей прозрачной пленки или пластинки малой толщины. Результатом такой интерференции объясняется окраска тонких пленок бензина, «окраска» оптики фотоаппарата и др.

а) **Линии равного наклона.** Плоскопараллельная пластинка освещается монохроматическим светом длины волны λ . Плоский фронт волны падает под углом α . В точке падения луча световая волна делится на две части: отраженную под углом α к поверхности и преломленную под углом β , входящую в пластинку толщины d ($\beta < \alpha$, так как показатель преломления пластинки n_2 больше показателя преломления n_1 среды, окружающей пластинку) и в соответствии с законом преломления

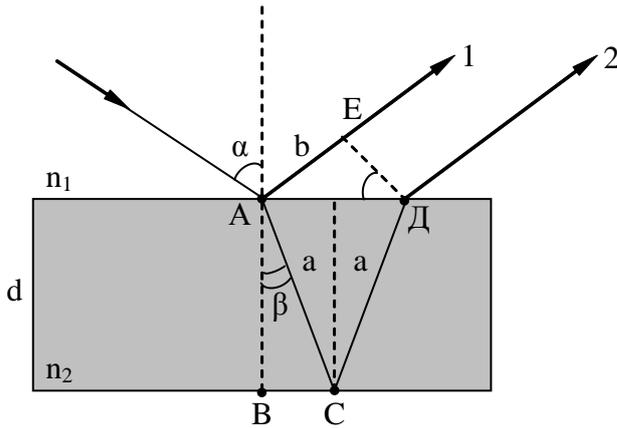


Рис.6

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (19)$$

Лучи 1 и 2, отраженные от обеих поверхностей пластинки, когерентны между собой и могут интерферировать. Параллельные лучи не пересекаются на конечном расстоянии, следовательно, интерференционная картина на конечном расстоянии не формируется. В этом случае воспринимают картину, локализованную на бесконечности.

С помощью собирающей линзы или непосредственно глазом наблюдать суперпозицию лучей можно, полосы интерференции в первом случае образуются в фокальной плоскости линзы, во втором случае – в фокусе зрачка на сетчатке глаза.

Результат интерференции определяется оптической разностью хода лучей 1 и 2. Луч 1 прошел расстояние b за то же время, за которое луч 2 прошел расстояние $2a$. Геометрическая разность хода между ними равна разности этих путей

$$\Delta_{geom} = 2a - b, \quad (20)$$

оптическая разность хода учитывает показатели преломления сред n_1 и n_2 ($n_1=1$ для воздуха) и потерю полуволны лучом 1 при отражении от более плотной среды.

$$\sigma_{opt} = 2an - \left(b + \frac{\lambda}{2}\right) = \frac{2nd}{\cos \beta} - 2d \sin \alpha \cdot \operatorname{tg} \beta - \frac{\lambda}{2}$$

Поскольку $\cos \beta = \sqrt{1 - \sin^2 \beta}$ и $\sin \beta = \frac{\sin \alpha}{n}$ по (19),

$$\sigma_{opt} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} \quad (21)$$

Если в оптической разности хода укладывается целое число длин волн (четное число полуволн)

$$\sigma_{max} = 2\kappa \frac{\lambda}{2} = \kappa \lambda \quad (\kappa - \text{любое целое число}), \quad (22)$$

то под углом α видим однородно окрашенную пластинку, при неизменной толщине пластинки. Пластинка, освещенная белым светом, при наблюдения условия (22), может быть окрашена в тот цвет из набора семи цветов в составе белого света, для которого выполнено условие (22).

Минимум интенсивности имеет место в случае, когда в оптической разности хода укладывается нечетное число полуволн

$$\sigma_{\min} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (23)$$

пленка будет темной в отраженном свете.

При разной толщине пластинки одинаково окрашенными будут казаться части пластинки, имеющие одинаковую толщину. Это может быть использовано для визуального контроля качества плоскопараллельных пластинок.

Если пластинка освещается пучком непараллельных лучей, то и отраженный свет представляет собой пучок непараллельных лучей. Для некоторых углов будет выполняться условие максимума интерференции (22). В фокальной плоскости линзы каждому углу падения будет соответствовать интерференционная линия, поэтому такие интерференционные линии называют линиями равного наклона.

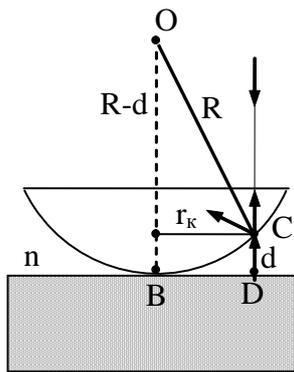


Рис.7

б) **Линии равной толщины.** Примером линий равной толщины служат так называемые кольца Ньютона. Наблюдение ведется в отраженном свете. Отражающей системой является плоскопараллельная пластинка с лежащей на ней линзой. Радиус кривизны линзы R должен быть достаточно большим, тогда зазор между пластинкой и линзой будет малым. В точке C возникает интерференционная картина волн, отраженных от точек поверхностей D и C . Линией постоянной толщины d будет окружность с центром в точке B , поэтому и интерференционные линии равной толщины – окружности, которые называются кольцами Ньютона.

Получим формулу для радиуса r_k кольца Ньютона.

Результат интерференции определится оптической разностью хода между лучами, отраженными в точках C и D . Угол CBD настолько мал, что можно принять эти лучи отраженными вертикально:

$$\Delta_{\text{геом}} = 2d, \quad (24)$$

$$\sigma = 2dn + \frac{\lambda}{2}, \quad (25)$$

где n – показатель преломления среды прослойки между пластинкой и линзой (система, например, помещена в прозрачную жидкость), $\lambda/2$ – потеря полуволны при отражении от поверхности пластинки в точке D (в точке C нет потери $\lambda/2$).

При нормальном падении света картина интерференции симметрична, если источник света дает монохроматическую волну длиной волны λ , то визуально наблюдаем систему светлых и темных колец. В отличие от линий равного наклона, локализованных в бесконечности, линии равной толщины локализованы на нижней поверхности линзы. В белом свете светлые кольца цветные.

Радиус кольца r_k связан с радиусом кривизны линзы R и толщиной прослойки d простым соотношением

$$\begin{aligned} r_k^2 &= R^2 - (R - d)^2, & (26) \\ 2Rd - d^2 &= r_k^2 \text{ или} \\ \frac{2Rd}{r_k^2} - \frac{d^2}{r_k^2} &= 1, \text{ учитывая } \frac{d}{r_k} \ll 1, \end{aligned}$$

находим

$$r_k^2 = 2Rd \quad (27)$$

Кольцо радиуса r_k будет светлым, если в оптической разности хода укладывается целое число λ (четкое число $\lambda/2$):

$$2dn + \frac{\lambda}{2} = 2\kappa \frac{\lambda}{2}, \quad (28)$$

где κ – порядковый номер кольца ($\kappa = 1, 2, 3, \dots$).

Решая (26) и (28), получим

$$(r_k)_{cv} = \sqrt{\frac{1}{n} \left(\kappa - \frac{1}{2} \right) \lambda R} \quad (29)$$

Если наблюдение ведется в проходящем свете, то образуется дополнительная интерференционная картина и формула (29) дает радиус κ -го темного кольца.

Кольцо радиуса r_k в отраженном свете будет темным, если в оптической разности хода укладывается нечетное число полуволин

$$2dn + \frac{\lambda}{2} = (2\kappa + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (30)$$

радиус темного кольца найдем, решая (30) и (27)

$$(r_k)_m = \sqrt{\frac{1}{n} \kappa \lambda R}, \quad (31)$$

Прослойке воздушной соответствует $n=1$ и в формулах (29) и (31) показателя преломления не будет.

Центр интерференционной картины – темное пятно, потому что разность хода в точке B (рис.7) равна $\lambda/2$ ($n < n_{\text{стекла}}$). Это является убедительным доказательством самого существования потери полуволны.

В проходящем свете радиус светлого кольца представлен формулой (31).

1.4. Световые стоячие волны

Стоячие световые волны получают путем сложения падающей электромагнитной волны и отраженной от некоторой поверхности. Наличие световых стоячих волн и их фотографическое воздействие является убедительным доказательством волновых свойств света, успешно предсказанных теорией Максвелла. Согласно теории Максвелла в световой волне существуют два векторных силовых поля - электрическое и магнитное. Эти поля способны распространяться через пространство не содержащее вещество, через пространство, содержащее вещество и взаимодействовать с ним. Как удалось доказать экспериментально, существенным является только взаимодействие электрического векторного поля со средой, воздействие на среду магнитного векторного поля незначительно. Это объясняется воздействием магнитного поля на электроны среды, пренебрежимо малое, так как электроны или покоятся, или движутся со скоростями далекими по величине от скорости света. Поэтому все эксперименты в оптике проводятся так, как будто в световой волне имеется только электрическое поле. Поставленный в 1890г. опыт О.Винера (рис.8) решает несколько задач: подтверждает электромагнитную природу света, линейную поляризацию волны, воздействие

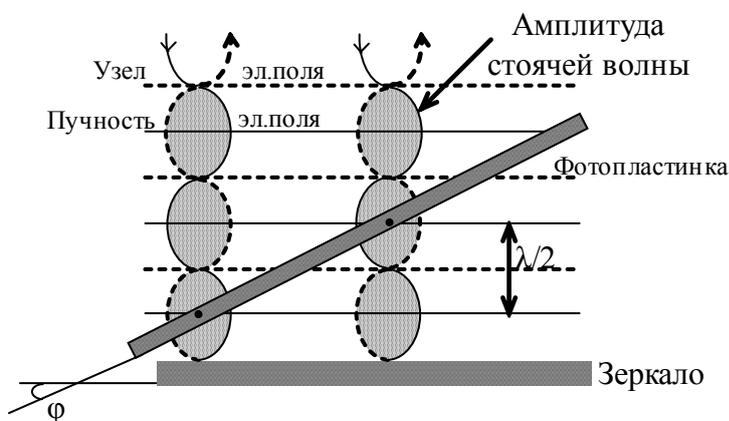


Рис.8

на среду электрического поля. Слой фотоэмульсии на металлическом зеркале подвергается воздействию стоячей электромагнитной волны, которая образуется в слое при суперпозиции падающей и отраженной от зеркала волн с длиной волны λ . При отражении фаза волны меняется на π , первый узел стоячей волны расположен на поверхности зеркала, световое поле не взаимодействует с зернами галоидного серебра в фотослое и черного засвеченного слоя на поверхности зеркала не будет. Первый зачерненный слой отстоит от поверхности зеркала на расстоянии $\lambda/4$ и далее на расстоянии $\lambda/2$, там, где осуществляется пучность стоячей волны. Расстояние между пучностями мало, порядка 0,3 мк. Это расстояние можно увеличить и измерить, если опыт видоизменить. Система стоячих электромагнитных волн образуется и в том случае, если фотоэмульсии на

зеркале нет, т.е. в воздухе. Тонкий (около $(1/20)\lambda$) светочувствительный слой нанесен на стеклянную пластинку и образует малый угол φ с поверхностью зеркала. На месте пересечения с пучностями остается четкий след почернений, расстояния между которыми на поверхности пластинки равны

$$d = \frac{\lambda}{2 \sin \varphi} > \frac{\lambda}{2}$$

В процессе распространения электромагнитной волны электрический вектор E сохраняет свою ориентацию в одной и той же плоскости, параллельной направлению распространения волны, поэтому волны называются линейно поляризованными.

1.5. Применение интерференции

Интерференционные методы представляют практическую ценность вследствие большой точности. Создание лазеров открывает новый этап в развитии оптики, примером может служить оптическая голография, получение трехмерного изображения, технологическое применение голографической интерферометрии.

Фотография в натуральных цветах. Схема опыта Винера приобрела практический интерес после работ Липпмана Г. 1891 года. Предложенный им метод в значительной мере имеет научную ценность, так как техническое развитие цветной фотографии использует другие методы. Липпман получил цветную фотографию предмета без оптических систем, используя лишь интерференционный метод (рис.9,10).

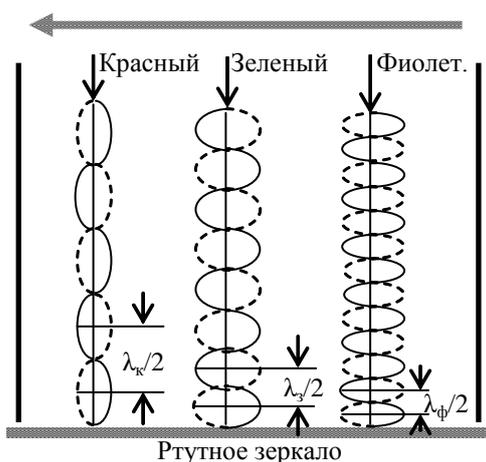


Рис.9

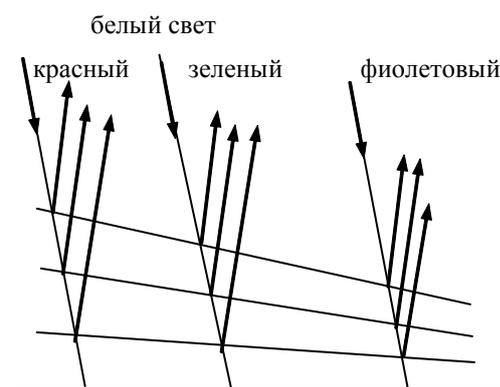


Рис.10

От предмета в виде цветной стрелки лучи падают нормально на фотоземлю. В пучностях стоячих волн максимальное почернение

образует прослойки, расстояние между которыми равно половине длины волны того цвета, который действовал на данное место пластины. Обработанную пластинку (рис.10) осветим под тем же углом белым светом. Свет отражается от каждой прослойки. Там, где расстояние между ними равно половине длины волны красного света $\lambda_k/2$, разность хода между волнами составит λ_k , для красных лучей выполняется условие интерференционного максимума. Для других длин волн в составе белого света условие максимума не выполняется. Когерентные волны, отраженные от прослоек усиливают друг друга и в отраженном свете видим красный край предмета. Так же формируется изображение всех частей предмета включая фиолетовый край, имеем возможность видеть изображение предмета в натуральных цветах. Если освещать обработанную пластинку красным светом, то увидим изображение только красного края предмета.

Интерферометр Майкельсона. Высокие требования оптико-механического производства заставляют контролировать детали оптических схем (пластинки, линзы и др.). Одним из устройств контроля является интерферометр Майкельсона (рис.11).

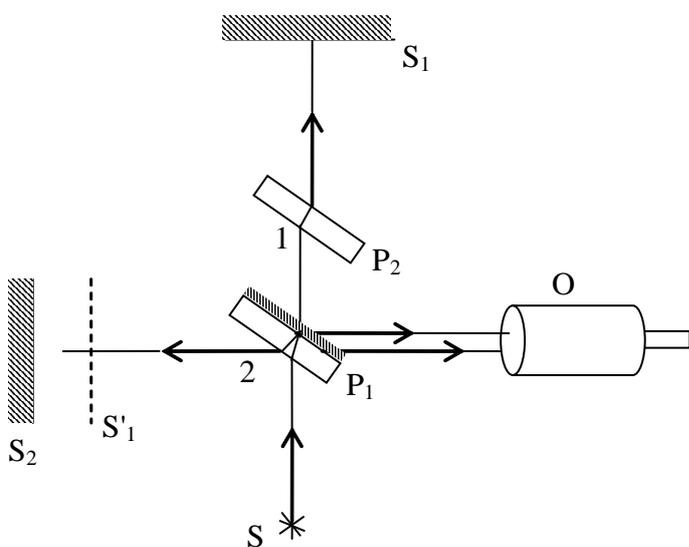


Рис.11

Свет от источника S посеребренной пластинкой P_1 делится на пучки 1 и 2 равной интенсивности. В объектив O попадают лучи, отраженные от зеркал S_1 и S_2 , вследствие когерентности осуществляется их интерференция. Пластинка P_2 поставлена для компенсации, так как луч 2 три раза проходит через P_1 , а луч 1 только один раз. Зеркало S_2 может быть эталоном, зеркало S_1 - исследуемым. При высоком качестве S_1 интерферен-

ционная картина будет соответствовать картине интерференции на плоскопараллельных пластинах (линии равной толщины), если зеркало S_1 поместить ближе к пластинке P_2 , что равноценно положению его S_1' . Если зеркало S_1 не аналогично эталонному по качеству, картина интерференции искажается. Таким способом контролируется также качество

поверхностей линз и наличие неоднородностей внутри линзы, для этого S_I заменяют линзой. С помощью интерферометра с большой точностью измеряется длина образцов (пластинок). В государственных метрологических лабораториях мера до 100 мм измеряется с точностью до 0,005 микрона.

Просветление оптических поверхностей.

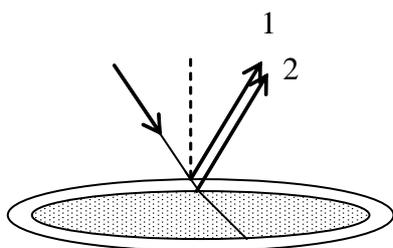


Рис.12

Современные оптические устройства (объективы, фотоаппараты и др.) составлены из сравнительно большого количества линз, пластинок, зеркал. Поверхности частично отражают свет, так у линз - две отражающие поверхности. Во - первых снижается интенсивность прошедшего света.

Во - вторых, пленка в фотоаппарате частично засвечивается, вуалируется. Для устранения отраженного света линзу

(рис.12) покрывают тонкой прозрачной пленкой, такой, чтобы относительные показатели, преломления на границе воздух - пленка и границе пленка - стекло были одинаковыми в определенной области спектра. Толщина слоя подбирается такой, чтобы оптическая разность хода лучей 1 и 2 $\sigma_{min} = \lambda/2$ как для верхней, так и для нижних поверхностей линзы, λ - средняя для данной области спектра длина волны, для фотографирования - фиолетовая область. В результате интерференции волны 1 и 2 взаимно уничтожаются, поверхность не отражает свет, поверхность окажется «просветленной», так как все излучение, падающее на линзу, проходит через нее.

По такому же принципу работают отражательные светофильтры, для этого подбираются 20-30 слоев, отражающих и устраняющих определенные области спектра, проходит только узкий интервал спектра, необходимый для определенных целей.

Интерференционный дилатометр.

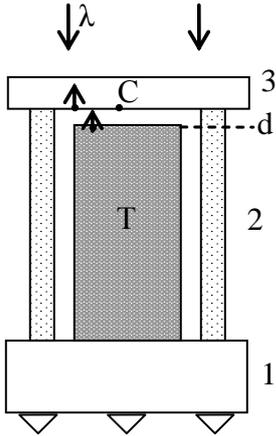


Рис.13

Дилатометр (рис.13) наиболее точно определяет коэффициент линейного расширения тел. На подставке 1 расположен короткий цилиндр из кварца и тело T из исследуемого материала. Эталонная плоскопараллельная пластинка 3 с меткой C накладывается на цилиндр. Коэффициент расширения кварца известен и очень мал. Поверхность тела T хорошо отполирована и образует с уровнем метки C воздушную прослойку, действующую как плоскопараллельная пластинка. Волны, отраженные от поверхностей прослойки, интерферируют между собой. При нагревании тела зазор уменьшается, интерференционные полосы смещаются, что заметно при наблюдении метки C . Кварц также расширяется и изменение зазора объясняется различием в коэффициентах расширения исследуемого вещества и кварца. Если зазор уменьшится на $\lambda/2$ света, падающего на эталонную пластинку, то через метку C сместится одна интерференционная полоса, высота образца увеличится на $\lambda/2$. Зная удлинение образца, коэффициент расширения кварца и температуру, можно вычислить коэффициент линейного расширения исследуемого материала.

есть, интерференционные полосы смещаются, что заметно при наблюдении метки C . Кварц также расширяется и изменение зазора объясняется различием в коэффициентах расширения исследуемого вещества и кварца. Если зазор уменьшится на $\lambda/2$ света, падающего на эталонную пластинку, то через метку C сместится одна интерференционная полоса, высота образца увеличится на $\lambda/2$. Зная удлинение образца, коэффициент расширения кварца и температуру, можно вычислить коэффициент линейного расширения исследуемого материала.