

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

А. В. БАРАНОВ, В. В. ДАВЫДКОВ

ВОЛНОВАЯ ОПТИКА

КОМПЬЮТЕРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИКЕ

Утверждено
Редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного пособия

НОВОСИБИРСК
2021

УДК 535.12:004(075.8)

Б 241

Рецензенты:

д-р физ.-мат. наук, доцент *В. Я. Костюченко*,

канд. физ.-мат. наук, доцент *В. Н. Холявко*

Работа подготовлена на кафедре общей физики
для студентов II курса ФПМИ

Баранов А. В.

Б 241 Волновая оптика. Компьютерный практикум по физике : учебное пособие / А. В. Баранов, В. В. Давыдков. – Новосибирск : Изд-во НГТУ, 2021. – 78 с.

ISBN 978-5-7782-4527-3

Учебное пособие соответствует второй части рабочей программы по физике для студентов факультета прикладной математики и информатики НГТУ НЭТИ, обучающихся по направлениям: 01.03.02 – Прикладная математика и информатика, 02.03.03 – Математическое обеспечение и администрирование информационных систем.

Виртуальные компьютерные работы выставлены на сайте кафедры общей физики НГТУ НЭТИ.

Пособие предназначено для студентов, выполняющих виртуальные компьютерные работы раздела курса физики «Волновая оптика». Пособие может быть использовано студентами и преподавателями при дистанционной форме организации образовательного процесса.

УДК 535.12:004(075.8)

ISBN 978-5-7782-4527-3

© Баранов А. В., Давыдков В. В., 2021

© Новосибирский государственный
технический университет, 2021

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
1. СВЕДЕНИЯ ИЗ РАЗДЕЛА ФИЗИКИ «ВОЛНОВАЯ ОПТИКА»	5
1.1. Свет как электромагнитная волна.....	6
1.2. Принцип Гюйгенса–Френеля	10
1.3. Интерференция света	11
1.3.1. Опыт Юнга. Интерференция света от двух когерентных источников	12
1.3.2. Интерференция света в тонких пленках. Кольца Ньютона	15
1.3.3. Многолучевая интерференция света.....	19
1.3.4. Интерферометры	22
1.4. Дифракция света.....	25
1.4.1. Дифракция света на щели	26
1.4.2. Дифракция света на решетке	28
1.5. Поляризация света.....	32
1.5.1. Способы получения поляризованного света	35
1.5.2. Явление двойного лучепреломления	40
1.5.3. Естественное вращение плоскости поляризации.....	46
Список литературы.....	52
2. ВИРТУАЛЬНЫЕ КОМПЬЮТЕРНЫЕ РАБОТЫ.....	53
2.1. Виртуальная компьютерная работа «Интерферометр Маха– Цендера».....	54
2.2. Виртуальная компьютерная работа «Дифракция света на системе щелей»	59
2.3. Виртуальная компьютерная работа «Опыт Малюса»	64
2.4. Виртуальная компьютерная работа «Вращение плоскости поля- ризации света»	67
2.5. Виртуальная компьютерная работа «Поляризованный свет в анизотропном кристалле»	72

ВВЕДЕНИЕ

Пособие состоит из двух частей.

В *первой* части приведены сведения из раздела «Волновая оптика», необходимые для выполнения виртуальных компьютерных работ.

Во *второй* части пособия описаны интерактивные виртуальные компьютерные работы, представляющие собой компьютерные симуляции, в которых моделируются и визуализируются процессы, связанные с волновыми проявлениями света: интерференцией, дифракцией и поляризацией.

Для каждой виртуальной компьютерной работы в пособии приведено описание интерактивного графического интерфейса и задание для ее выполнения.

В заданиях для выполнения виртуальных компьютерных работ даны *ссылки канала YouTube* на демонстрационные ролики с реальными физическими экспериментами волновой оптики. Предварительное знакомство с ними позволяет в дальнейшем сравнить результаты моделирования в проделанных виртуальных экспериментах с наблюдаемыми оптическими явлениями и процессами.

Виртуальные компьютерные работы выставлены на сайте кафедры общей физики НГТУ НЭТИ *архивами исполняемых файлов* или *архивами папок*, содержащих исполняемые файлы и необходимые библиотеки.

Программные продукты, позволяющие выполнять виртуальные эксперименты, разработаны командами студентов второго курса ФПМИ НГТУ НЭТИ в процессе участия в *проектно-исследовательской деятельности компьютерного моделирования*, организованной доцентом кафедры общей физики А.В. Барановым.

1. СВЕДЕНИЯ ИЗ РАЗДЕЛА ФИЗИКИ «ВОЛНОВАЯ ОПТИКА»

Изучение явлений интерференции, дифракции и поляризации в XVII–XIX веках привело к представлению о свете как волновом процессе. Определение поперечного характера световых волн вызвало необходимость введения в волновое описание *светового вектора*, ортогонального направлению распространения света. С этим вектором связываются характер поляризации световой волны и интенсивность светового потока.

Достаточно большое время потребовалось для ответа на два ключевых вопроса, связанных с волновым представлением света:

Какова природа световых волн?

Какой физический смысл светового вектора?

Ответы на эти и другие вопросы стали появляться во второй половине XIX века после разработки Дж. К. Максвеллом теории электромагнитного поля, математически представленной системой уравнений, связывающих физические характеристики полей и источников.

Волновая оптика изучает характерные для света явления интерференции, дифракции и поляризации, рассматривающие свет как *поток электромагнитных волн* достаточно узкого диапазона значений длины волны λ .

Под *оптическим излучением* понимают: ультрафиолетовое излучение ($\lambda \approx 0,01 \dots 0,4$ мкм), видимое излучение ($\lambda \approx 0,4 \dots 0,8$ мкм) и инфракрасное излучение ($\lambda \approx 0,8 \dots 100$ мкм).

В данном учебном пособии рассмотрены *волновые свойства* света и характерные явления, в которых эти свойства проявляются.

1.1. Свет как электромагнитная волна

Существование электромагнитных волн и электромагнитная природа света были *предсказаны* английским физиком Джеймсом Клерком Максвеллом на основе сформулированной им *системы уравнений электромагнитного поля*.

После предсказания Максвелла немецкий физик Генрих Герц экспериментально *подтвердил существование электромагнитных волн* (1887 г.).

Из уравнений Максвелла, в частности, следуют волновые уравнения для векторов напряженностей \mathbf{E} электрической и \mathbf{H} магнитной составляющих переменного электромагнитного поля в непроводящей (диэлектрик), однородной и изотропной среде:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{d^2 \mathbf{E}}{dt^2},$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{d^2 \mathbf{H}}{dt^2}.$$

Вид этих волновых уравнений говорит о том, что в однородном и изотропном диэлектрике *фазовая* $V_{\text{ф}}$ и *групповая* $V_{\text{гр}}$ скорости электромагнитных волн совпадают и не зависят от частоты излучения (среда без дисперсии):

$$V_{\text{ф}} = V_{\text{гр}} = V = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}} = \frac{c}{n},$$

где $c \approx 3 \cdot 10^8$ – скорость света в вакууме;

n – показатель преломления среды;

ε_0 – электрическая постоянная;

μ_0 – магнитная постоянная;

ε – диэлектрическая проницаемость среды;

μ – магнитная проницаемость среды.

Рассмотрим, как выглядит волновое представление света в приближении *плоских гармонических электромагнитных волн*. Это самое простое приближение часто используется при анализе оптических явлений.

Для плоских электромагнитных волн, распространяющихся со скоростью V вдоль оси x , волновые уравнения приобретают вид

$$\frac{d^2 \mathbf{E}}{dx^2} = \frac{1}{V^2} \frac{d^2 \mathbf{E}}{dt^2},$$

$$\frac{d^2 \mathbf{H}}{dx^2} = \frac{1}{V^2} \frac{d^2 \mathbf{H}}{dt^2}.$$

Решениями данных уравнений являются плоские гармонические (*монохроматические*) поперечные волны, представляемые в проекциях на направления декартовых осей z и y двумя функциями, описывающими *синфазные* пространственные колебания ортогональных электрической и магнитной составляющих электромагнитного поля:

$$E_z = E_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_0),$$

$$H_y = H_0 \cos(\omega t - kx + \varphi_0),$$

где ω – циклическая частота колебаний электромагнитного поля;

$$k = \frac{\omega}{V} = \frac{2\pi}{\lambda} \text{ – волновое число;}$$

λ – длина волны электромагнитного излучения;

φ_0 – начальная фаза колебаний электромагнитного поля в точках пространства с координатой $x = 0$.

Векторы напряженностей электрической \mathbf{E} и магнитной \mathbf{H} составляющих электромагнитного поля ортогональны друг другу и оба ортогональны направлению распространения волны (рис. 1.1).

Плоским гармоническим электромагнитным волнам свойственны как временная периодичность, характеризуемая периодом колебаний поля T , так и пространственная периодичность, характеризуемая пространственным периодом изменения поля – длиной волны λ (см. рис. 1.1).

Из уравнений Максвелла следует, что мгновенные значения напряженностей двух составляющих электромагнитного поля волны связаны соотношением

$$\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} \cdot E_z = \sqrt{\mu\mu_0} \cdot H_y.$$

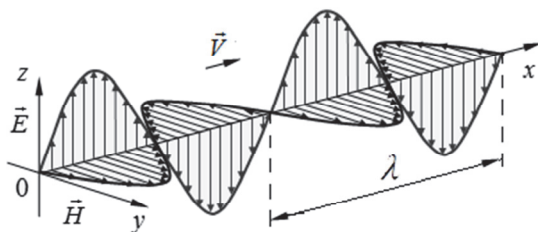


Рис. 1.1. Векторы напряженностей электрической и магнитной составляющих поля плоской гармонической электромагнитной волны

Очевидно, для однозначного описания плоской монохроматической световой волны достаточно одного из двух уравнений – для вектора **E** или для вектора **H**.

Как показывает опыт, физиологическое, фотохимическое, электрическое и другие действия света вызываются колебаниями электрической составляющей электромагнитного поля.

В соответствии с этим, когда при описании световых волн говорят о *световом векторе*, подразумевают под ним *вектор напряженности E электрической составляющей электромагнитной волны*.

Таким образом, благодаря электромагнитной теории Максвелла ранее формально введенный световой вектор приобрел *физический смысл!*

Электромагнитные волны характеризуются процессом *переноса энергии*, которая складывается из энергий электрической и магнитной составляющих поля. Из уравнений Максвелла следует, что в любой момент мгновенные значения объемной плотности энергии двух составляющих поля волны равны друг другу.

В силу связи мгновенных значений **E** и **H** мгновенное значение *объемной плотности энергии w* электромагнитной волны может быть, в частности, представлено выражением, содержащим одновременно напряженности обеих составляющих поля и скорость волны:

$$w = \frac{EH}{V}.$$

Умножив последнее выражение на скорость распространения волны, получим физическую величину, численно равную *количеству*

энергии, переносимой электромагнитной волной за единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную направлению переноса энергии:

$$\Pi = wV = EH .$$

Это выражение можно записать в векторной форме:

$$\mathbf{\Pi} = [\mathbf{E}, \mathbf{H}] .$$

Вектор $\mathbf{\Pi}$ получил название вектора Пойнтинга (Умова–Пойнтинга).

Как следует из выражения, вектор $\mathbf{\Pi}$ образует *правую тройку* с векторами \mathbf{E} и \mathbf{H} .

Направление вектора Пойнтинга совпадает с *направлением переноса энергии электромагнитной волны*.

Модуль вектора Пойнтинга представляет собой *плотность потока электромагнитной энергии*, и для монохроматической световой волны его значение равно

$$\Pi = E_0 H_0 \cos^2(\omega t - kx) = E_0^2 \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0}{\mu \mu_0}} \cos^2(\omega t - kx) .$$

Как следует из этого выражения, мгновенное значение плотности потока энергии в *монохроматической световой волне* осциллирует, изменяясь с очень высокой частотой ν (порядка 10^{15} Гц). Но любой приемник света (глаз, фотоприемник) может регистрировать только световую энергию, усредненную за время $\Delta t \gg 1/\nu$.

Поэтому в качестве измеряемой характеристики пространственного распределения энергии светового потока используется физическая величина I , получившая название *интенсивности света*.

Интенсивность света I для монохроматической световой волны – это усредненное за период колебаний электромагнитного поля значение модуля вектора Пойнтинга:

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T \Pi(t) dt = \frac{E_0^2}{2} \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0}{\mu \mu_0}} .$$

Таким образом, для монохроматической световой волны значение интенсивности пропорционально квадрату амплитуды *светового вектора*.

1.2. Принцип Гюйгенса–Френеля

Анализ взаимодействия световой волны с неоднородностями среды (любые материальные объекты на пути волны, границы раздела сред, области пространства с разными значениями оптических характеристик среды и т.п.) требует решения задач, связанных с изменением направления распространения волны и формы волнового фронта, перераспределением энергии в потоке электромагнитного излучения.

Необходимость решения таких задач с использованием волновых представлений о свете привела голландского ученого Христиана Гюйгенса к формулировке принципа (1678 г.), позволяющего объяснять и прогнозировать поведение волнового фронта.

Согласно принципу Гюйгенса *каждая точка пространства, до которой дошло волновое возмущение, становится источником вторичных сферических волн.*

Применение этого принципа позволяет осуществлять геометрическое построение волнового фронта в каждый последующий момент, если он известен в предыдущий момент.

Например, в соответствии с принципом Гюйгенса каждая точка границы раздела двух сред по мере достижения ее фронтом падающей волны становится источником вторичных волн, которые распространяются в обе среды.

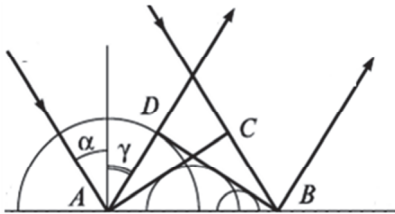


Рис. 1.2. Построение фронта отраженной волны с использованием принципа Гюйгенса

Результатом наложения вторичных волн в первой среде (из которой падает волна на границу раздела) является волна отраженная (рис. 1.2).

Аналогично результатом наложения вторичных волн во второй среде является волна преломленная (прошедшая).

Французский физик Огюстен Жан Френель в 1815 г. дополнил

принцип Гюйгенса введением представлений о *когерентности и интерференции элементарных вторичных волн.*

Принцип Гюйгенса–Френеля позволяет описывать и анализировать оптические явления, относящиеся к распределению интенсивности светового излучения (*прямолинейное распространение, отражение,*

преломление, двойное лучепреломление, интерференция, дифракция света).

Немецкий физик Густав Роберт Кирхгоф придал принципу Гюйгенса–Френеля строгую математическую форму и развил на основе этого принципа математический метод решения разнообразных задач дифракции волн.

1.3. Интерференция света

Интерференция света представляет собой стационарное во времени пространственное перераспределение энергии излучения при наложении в какой-либо области пространства двух или более световых волн и является важным частным случаем общего проявления волновых процессов.

Объяснение интерференции света как типично волнового явления было дано в начале XIX века Томасом Юнгом и Огюстеном Жаном Френелем.

Стационарная (неизменная во времени) *интерференционная картина* в виде характерного чередования в пространстве областей повышенного и пониженного значения интенсивности света получается только в результате наложения *когерентных световых волн*.

Условием когерентности монохроматических световых волн является *постоянство во времени разности фаз* колебаний складываемых волн в каждой точке пространственной области их наложения.

Из нашего повседневного опыта известно, что при наложении световых волн, идущих от нескольких независимых одинаковых естественных источников, интерференции света не наблюдается. Это объясняется тем, что *световые волны, излучаемые естественными источниками, не являются когерентными*.

Последнее обусловлено самим механизмом испускания волн. Световая волна, излучаемая телом, представляет собой результат наложения огромного количества электромагнитных волн, испускаемых отдельными атомами этого тела. Так как атомы излучают независимо друг от друга, то реальная световая волна для естественного источника представляет собой набор *волновых пакетов* с беспорядочно меняющимися фазами. Безусловно, для нескольких даже абсолютно одинаковых естественных источников света ни о какой когерентности не может быть и речи.

Получить когерентные световые волны можно *путем деления исходной световой волны от одного источника на две или более.*

Если излучение, идущее от одного источника света, разделить на несколько волновых потоков, то в этом случае фазы световых волн в каждом таком потоке, если и меняются хаотически, то меняются синхронно друг с другом, т. е. разность фаз таких волн остается постоянной во времени, и волны *будут когерентными.*

Такое разделение световой волны на когерентные потоки можно осуществить двумя способами – *делением волнового фронта волны и делением амплитуды волны.*

Примерами реализации первого способа являются: *метод Юнга, метод зеркал Френеля, метод бипризмы Френеля.*

Второй способ реализуется *при отражении и преломлении света на границе раздела сред.*

1.3.1. Опыт Юнга. Интерференция света от двух когерентных источников

В 1801 г. английский ученый Томас Юнг поставил свой знаменитый опыт, демонстрирующий *явление интерференции света.* Схема опыта изображена на рис. 1.3.

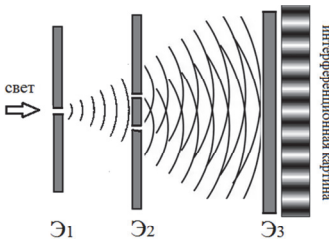


Рис. 1.3. Схема опыта Юнга

Световой поток от источника падает на непрозрачный экран \mathcal{E}_1 , в котором имеется протяженная узкая щель. Свет, прошедший сквозь эту щель, направляется на второй непрозрачный экран \mathcal{E}_2 с двумя близко расположенными узкими параллельными щелями.

Оказалось, что на третьем экране \mathcal{E}_3 , предназначенном для наблюдения получающегося распределения интенсивности прошедшего светового потока, формируются не две светлые полосы (как оптические изображения двух щелей), а целый набор *чередующихся светлых и темных полос.* С точки зрения представлений *геометрической оптики* наблюдаемое явление не имело объяснения!

С *волновой точки зрения* происходит следующее. Фронт волны, прошедшей через щель в экране \mathcal{E}_1 , делится на два фронта щелями в экране \mathcal{E}_2 .

Согласно *принципу Гюйгенса–Френеля* вторичные волны, порождаемые участками этих фронтов в области за вторым экраном, являются *когерентными*. Наложение когерентных световых волн и формирует *наблюдаемую устойчивую интерференционную картину* на экране Э₃.

Для гармонических волн результат их наложения в каждой точке экрана Э₃ зависит от разности фаз Δφ складываемых колебаний полей двух приходящих когерентных волн.

Амплитудное значение E_0 результирующего светового вектора (при условии, что векторы напряженности \mathbf{E} полей двух складываемых волн направлены в пространстве по одной прямой) определяется известным из теории колебаний соотношением

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\Delta\varphi),$$

где E_{01}, E_{02} – амплитудные значения векторов напряженностей электрических составляющих двух когерентных гармонических волн, приходящих в точку экрана Э₃ от двух щелей в экране Э₂.

Учитывая линейную связь интенсивности I гармонической световой волны с квадратом амплитудного значения светового вектора, получаем выражение для интенсивности света на экране Э₃ :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi).$$

Если $I_1 = I_2$, то

$$I = 4I_1 \cos^2(\Delta\varphi / 2).$$

В тех точках экрана Э₃, где выполняется равенство $\Delta\varphi = m\pi$, $m = 0, \pm 2, \pm 4, \dots$, две пришедшие световые волны оказываются в фазе, и в этих точках наблюдаются *максимумы интенсивности*:

$$I = 4I_1.$$

Интенсивность света в таких точках превышает интенсивность одной световой волны *в четыре раза*.

В точках экрана Э₃, где выполняется равенство $\Delta\varphi = m\pi$, $m = \pm 1, \pm 3, \dots$, две пришедшие световые волны оказываются в противофазе, и в этих точках наблюдаются *минимумы интенсивности*. При

выполнении равенства $I_1 = I_2$ интенсивность света в таких точках экрана *равна нулю*.

Очевидно, при других значениях разности фаз двух складываемых когерентных волн интенсивность света будет принимать промежуточные значения:

$$4I_1 > I > 0.$$

Так как волны из двух щелей экрана \mathcal{E}_2 выходят в фазе (определяется расположением первого и второго экрана), то значение их разности фаз на экране \mathcal{E}_3 будет определяться расстояниями, пройденными когерентными волнами до одной и той же точки экрана, и средами, в которых происходит распространение этих волн.

Для двух гармонических волн, прошедших от экрана \mathcal{E}_2 до экрана \mathcal{E}_3 расстояния S_1 и S_2 , с учетом *возможного распространения в двух разных средах*, разность фаз равна:

$$\Delta\varphi = k_1 S_1 - k_2 S_2 = \frac{2\pi}{\lambda_1} S_1 - \frac{2\pi}{\lambda_2} S_2 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_1 S_1 - n_2 S_2),$$

где n_1, n_2 – показатели преломления первой и второй среды;

λ_0 – длина электромагнитной волны в вакууме.

Из этого выражения следует, что значение разности фаз определяется не значением геометрической разности хода волн (разность расстояний S_1 и S_2), а значением физической величины, получившей название *оптической разности хода двух волн*:

$$\Delta = n_1 S_1 - n_2 S_2.$$

С учетом рассмотренных условий для разности фаз условия максимумов и минимумов интерференции для *оптической разности хода двух волн* приобретают простой вид.

Условие максимума:

$$\Delta = m \frac{\lambda_0}{2}, \quad m = 0, \pm 2, \pm 4, \dots$$

Иными словами, *интерференционные максимумы* возникают в тех точках экрана \mathcal{E}_3 , для которых на оптической разности хода двух

пришедших волн укладывается целое количество длин волн света в вакууме (или четное количество длин полуволн).

Условие минимума:

$$\Delta = m \frac{\lambda_0}{2}, \quad m = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$$

Интерференционные минимумы возникают в тех точках экрана Э₃, для которых на оптической разности хода двух пришедших волн укладывается нечетное количество длин полуволн света в вакууме.

1.3.2. Интерференция света в тонких пленках Кольца Ньютона

Если опыт Юнга является примером получения когерентных световых волн путем *деления фронта исходной световой волны*, то явление интерференции света в тонких пленках является примером получения когерентных световых волн *делением амплитуды исходной световой волны*.

Рассмотрим интерференцию света, падающего на тонкую прозрачную плоскопараллельную пленку непроводящего вещества (рис. 1.4).

Пусть на пленку падает монохроматический параллельный пучок света, у которого длина волны в вакууме равна λ_0 . Угол падения для пучка света равен α . Показатель преломления вещества пленки равен n . Показатель преломления среды над пленкой и под ней равен единице (вакуум).

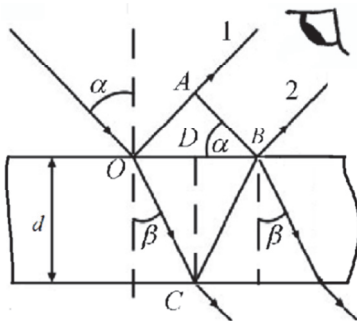


Рис. 1.4. Наблюдение интерференции на тонкой пленке в отраженном свете

Свет, падающий на поверхность пленки, разделится: часть света отразится (луч 1), часть преломится и пройдет внутрь пленки под некоторым углом преломления β . Преломленный луч частично отразится от нижней поверхности пленки и затем выйдет наружу (луч 2)¹.

¹ Строго говоря, внутри пленки свет испытывает многократные отражения и преломления как на верхней, так и на нижней поверхности пленки.

Лучи 1 и 2 получены делением одного падающего луча (деление амплитуды), поэтому соответствующие этим лучам волны являются когерентными, и можно наблюдать результат их интерференции.

Проанализируем результат интерференции, используя рассмотренное выше понятие *оптической разности хода волн*.

Для корректной записи условий максимумов и минимумов интерференции света в рассматриваемой ситуации необходимо учитывать два эффекта: 1) *эффект распространения света в средах с разными по значению показателями преломления* и 2) *эффект отражения света на границе раздела двух сред с разными показателями преломления*.

В последнем случае, если отражение световой волны происходит от *оптически более плотной среды* (характеризуется большим значением показателя преломления n), то отраженная волна на границе раздела двух сред оказывается противофазной падающей волне². Для учета данного эффекта к оптической разности хода делается добавка $\pm \frac{\lambda_0}{2}$, соответствующая изменению фазы отраженной волны на $\pm \pi$ радиан.

Таким образом, при отражении от пленки *эффективная оптическая разность хода* для лучей 1 и 2 будет равна

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

В данном выражении использован знак \pm , так как добавка $\frac{\lambda_0}{2}$ с любым знаком вызывает изменение фазы на π радиан. При выборе знака *минус* соответствующий результат вычисления эффективной оптической разности хода называют эффектом «*потери половины длины волны*».

² Доказывается рассмотрением граничных условий для электромагнитной волны на границе раздела двух сред.

³ Такое выражение получается, если показатели преломления над пленкой и под ней меньше показателя преломления пленки; если показатель преломления под пленкой будет больше показателя преломления пленки, $\lambda_0/2$ добавлять не нужно.

Условие максимума интерференции в отраженном свете имеет вид

$$\Delta_{\max} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda_0}{2} = \pm m\lambda_0,$$

или

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2}.$$

Условие минимума для отраженного света имеет вид

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = \pm m'\lambda_0.$$

Если угол падения света равен 0 (т.е. световые лучи падают перпендикулярно поверхности пленки), то условия максимумов и минимумов интерференции для отраженных лучей принимают наиболее простой вид:

$$\text{условие максимумов: } 2dn = \pm\lambda_0\left(m + \frac{1}{2}\right), \text{ где } m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

и

$$\text{условие минимумов: } 2dn = \pm m'\lambda_0, \text{ где } m' = 1, 2, 3, \dots$$

Из рис. 1.4 можно видеть, что за пленку также пройдут два луча, полученные делением одного. Следовательно, *интерференцию света можно наблюдать не только в отраженном, но и в проходящем свете.*

Получить условия максимумов и минимумов интерференции для проходящего света достаточно просто.

Если имеет место максимум отражения, то сквозь пленку пройдет минимальное количество энергии. Это означает, что *условие максимума для отражения является условием минимума для прошедшего света.* И наоборот, условие минимума для отраженного света есть условие максимума для прошедшего.

Входящее в эффективную разность хода выражение $2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$ позволяет сделать следующие выводы.

1. Если на пленку падает узкий пучок монохроматического света, то изменение угла падения α вызовет изменение интенсивности отраженного от пленки света; при углах α , отвечающих условию максимума,

интенсивность отраженного света будет иметь максимальное значение; при значениях α , отвечающих условию минимума, интенсивность отраженного света будет иметь минимальное значение.

2. При падении на пленку расходящегося пучка монохроматического света разные лучи характеризуются разными значениями угла падения. Для некоторых лучей будет выполняться условие максимума, и эти лучи максимально отразятся от пленки. Какие-то лучи будут падать под углами, отвечающими условию минимума.

Наблюдаемая интерференционная картина в этом случае будет представлять собой систему чередующихся светлых и темных полос. Каждая из этих полос образована лучами, отраженными под одним углом, поэтому их называют *линиями равного наклона*.

3. Если на пленку падает параллельный пучок белого света (свет воспринимается как белый, если он содержит весь видимый спектр излучения), то изменение угла падения пучка вызовет поочередное выполнение условия максимума для разных значений длины волн.

Поэтому пленка в отраженном свете будет иметь некоторую преимущественную окраску, зависящую от угла падения светового пучка.

4. Если на пленку падает расходящийся пучок белого света, то наблюдатель будет воспринимать пленку как раскрашенную линиями всех цветов спектра (вспомните мыльные пузыри или пленку бензина на воде).

5. Если пленка имеет переменную толщину, то при падении на нее плоской монохроматической световой волны наблюдаемая интерференционная картина будет представлять собой систему чередующихся светлых и темных полос. Каждая из этих полос образована лучами, отраженными от областей пленки с одинаковыми значениями толщины, поэтому их называют *линиями равной толщины*.

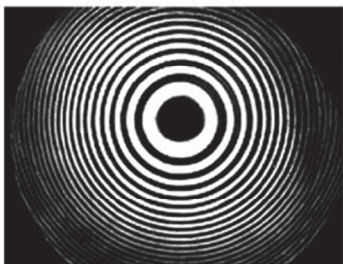


Рис. 1.5. Кольца Ньютона

Частным случаем линий (полос) равной толщины являются *кольца Ньютона*.

Если поместить на плоскую отражающую поверхность *плоско-выпуклую линзу* с достаточно большим радиусом кривизны выпуклой поверхности, то вокруг точки контакта линзы с плоскостью можно наблюдать светлые и темные концентрические кольца (рис. 1.5).

Возникновение колец Ньютона объясняется следующим образом (рис. 1.6). Вокруг точки соприкосновения линзы с пластинкой имеется тонкий слой воздуха⁴; падающий луч частично отражается от выпуклой поверхности линзы (луч 1) и частично преломляется в воздушный зазор; преломленный луч отразится от пластинки в точке B и, пройдя сквозь линзу, образует луч 2.

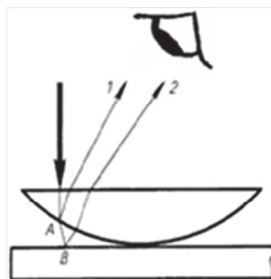


Рис. 1.6. Наблюдение колец Ньютона в отраженном свете

Оба луча получены путем деления одного, поэтому *соответствующие им световые волны когерентны*. Следовательно, интерференция будет устойчивой, и при наблюдении в отраженном свете будут видны светлые и темные кольцевые линии⁵.

Если на линзу падает монохроматический свет, то светлые кольца (максимумы) будут иметь цвет падающего излучения. Если же падает белый свет, то кольца будут окрашены во все цвета видимого спектра.

1.3.3. Многолучевая интерференция света

Рассмотрим особенности интерференции волн, идущих от многих регулярно расположенных в пространстве когерентных источников, или *многолучевую интерференцию*. Такую интерференцию можно наблюдать, например, в опыте Юнга (см. рис. 1.3), если увеличить количество параллельных щелей во втором экране \mathcal{E}_2 .

Проанализируем особенности интерференционной картины на экране для наблюдения при наличии N синфазных когерентных источников, расположенных периодически на расстоянии d друг от друга (рис. 1.7).

Чтобы определить результат перераспределения энергии когерентных монохроматических волн в результате их наложения, воспользуемся *векторной формой представления гармонических колебаний*

⁴ Толщина этого слоя сопоставима с длиной световой волны.

⁵ Толщина воздушного зазора на равных расстояниях от точки соприкосновения линзы одинакова, поэтому максимумы и минимумы будут кольцевыми.

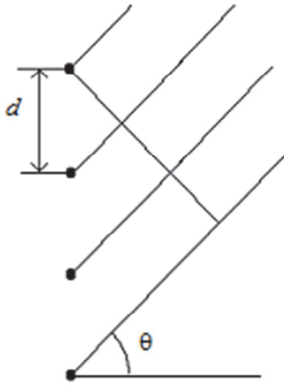


Рис. 1.7. Расположение N когерентных источников

и определим результирующую (суммарную) амплитуду как значение модуля векторной суммы.

Пусть расстояние от источников до экрана для наблюдения много больше расстояния между ними, тогда амплитуды гармонических колебаний, возбужденных на экране волнами, приходящими от разных источников, можно считать одинаковыми:

$$E_{01} = E_{02} = E_{03} = \dots = E_{0N}.$$

Разность фаз колебаний, возбуждаемых на экране волнами от двух соседних источников, равна

$$\Delta\varphi = kd \sin \theta,$$

где θ – угол между нормалью к плоскости экрана и направлением луча на интересующую нас точку экрана;

k – волновое число.

При $\theta = 0$ значение разности фаз $\Delta\varphi = 0$. Такое значение угла θ соответствует центру интерференционной картины на экране для наблюдения.

Векторная диаграмма для этого случая изображена на рис. 1.8.

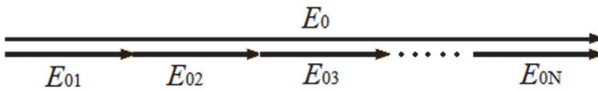


Рис. 1.8. Векторная диаграмма сложения колебаний для центрального максимума интерференционной картины от N источников

Результирующая амплитуда колебаний светового вектора в центре интерференционной картины принимает значение, равное $E_0 = NE_{01}$.

Так как интенсивность прямо пропорциональна квадрату амплитуды светового вектора, то интенсивность света также максимальна в центре интерференционной картины и равна

$$I = N^2 I_1,$$

где I_1 – интенсивность волны, приходящей на экран от одного источника)⁶.

С увеличением угла θ разность фаз $\Delta\varphi$ возрастает. При этом меняется вид векторной диаграммы, так как угол между двумя последовательными векторами равен разности фаз отображаемых колебаний (рис. 1.9 для $N = 5$).

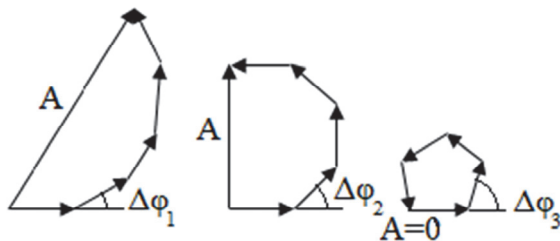


Рис. 1.9. Трансформация векторной диаграммы сложения колебаний при увеличении разности фаз волн, приходящих на экран от соседних источников

Из рис. 1.9 видно, что результирующая амплитуда с ростом $\Delta\varphi$ сначала уменьшается, так как конец последнего вектора приближается к началу первого.

При определенном значении $\Delta\varphi$ конец последнего вектора совпадет с началом первого. В соответствующей точке экрана будет интерференционный минимум, в котором интенсивность света $I = 0$.

По мере дальнейшего увеличения угла θ разность фаз $\Delta\varphi$ также растет. Это значит, что конец последнего вектора переместится дальше от начала первого вектора. Следовательно, амплитуда результирующего колебания начнет возрастать.

В результате амплитуда при определенном значении угла θ станет максимальной (этот максимум называют *вторичным максимумом*).

⁶ Максимум с такой интенсивностью называют **главным максимумом**; далее будет показано, что на экране может наблюдаться несколько максимумов с такой интенсивностью.

Дальнейший рост угла θ приведет к тому, что конец последнего вектора начнет приближаться к началу первого. Следовательно, результирующая амплитуда вновь начнет уменьшаться, и т. д.

Таким образом, центральный главный максимум будет окружен совокупностью *минимумов и относительно слабых вторичных максимумов*.

Если при определенном значении угла θ разность фаз $\Delta\varphi$ станет равной $\pm 2\pi$ (или $\pm 2m\pi$, где $m = 0, 1, 2, \dots$), то векторы на диаграмме *вновь выстроятся вдоль одной прямой* (см. рис. 1.8). Результирующая амплитуда вновь станет равной $E_0 = NE_{01}$, а интенсивность света $I = N^2 I_1$.

Анализ характерных интерференционных картин показывает, что в результате многолучевой интерференции энергия волн, испускаемых когерентными источниками, фактически концентрируется в нескольких *главных максимумах на экране для наблюдения*.

С помощью векторной диаграммы сложения гармонических колебаний можно показать, что результирующая интенсивность I света на экране \mathcal{E}_3 при многолучевой интерференции описывается следующим выражением:

$$I = I_1 \frac{\sin^2 N\Delta\varphi / 2}{\sin^2 \Delta\varphi / 2}.$$

где I_1 – интенсивность света, создаваемая в точке экрана одним когерентным источником;

$\Delta\varphi$ – разность фаз колебаний, возбуждаемых в точке экрана когерентными волнами, пришедшими от двух соседних источников;

$N\Delta\varphi$ – разность фаз колебаний, возбужденных в точке экрана когерентными волнами, пришедшими от первого и последнего источника.

1.3.4. Интерферометры

Открытие и исследование явления интерференции света привели к изобретению точнейших измерительных приборов оптики – *интерферометров*, позволяющих решать целый ряд важных практических задач.

С помощью интерферометров можно измерять длину волны электромагнитного излучения, значения показателей преломления прозрачных сред, угловые размеры звезд, контролировать качество обработки поверхностей и др.

Созданы различные *оптические интерферометры*, отличающиеся друг от друга по конструкции, но принцип действия у них один – в интерферометре световой пучок делится на два или более пучков, которые проходят по разным оптическим путям, после чего накладываются друг на друга на выходе интерферометра.

Поскольку эти пучки получены делением одного, постольку соответствующие им *волны когерентны*, что позволяет получить устойчивую картину интерференции.

Вид интерференционной картины или ее изменения позволяют определять значения физических величин, характеризующих исследуемый с помощью интерферометра оптически прозрачный объект, размещаемый на пути одного из когерентных световых пучков.

В качестве примеров рассмотрим схематично два типа интерферометров – интерферометр Жамена и интерферометр Маха–Цендера.

Интерферометр Жамена

В интерферометре Жамена для деления световых пучков используются две одинаковые пластинки из однородного стекла, расположенные на некотором расстоянии параллельно друг другу (рис. 1.10). Одна из поверхностей каждой пластинки покрыта тонким зеркальным (серебряным) слоем.

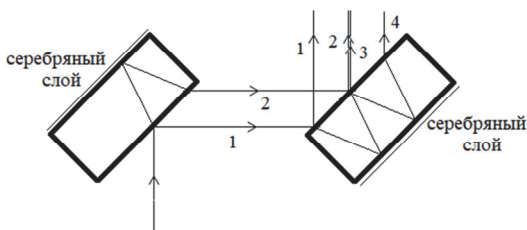


Рис. 1.10. Ход световых лучей в интерферометре Жамена

Луч света направляется на левую пластинку и отражается от двух ее поверхностей, благодаря чему возникают когерентные лучи 1 и 2.

Лучи 1 и 2 отражаются от двух поверхностей правой пластинки. Затем система когерентных лучей направляются на регистрирующее устройство (фотопластинка, оптическая труба и т. п.). Последнее позволяет визуализировать и анализировать получаемую интерференционную картину.

Если изменить оптическую длину пути одного из лучей, разместив на пути луча исследуемое прозрачное вещество, то интерференционная картина изменится, что позволяет определить значение интересующей физической характеристики вещества (*толщину слоя вещества, показатель преломления вещества*).

Интерферометр Маха–Цендера

В интерферометре Маха–Цендера (рис. 1.11) используется система из четырех зеркал, два из которых являются *полупрозрачными*.

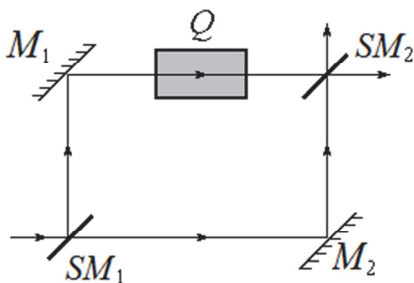


Рис. 1.11. Ход световых лучей в интерферометре Маха–Цендера

Световой луч падает на полупрозрачное зеркало SM_1 и делится на два луча – *прошедший* сквозь полупрозрачное зеркало и *отраженный* от него.

Отраженный луч падает на зеркало M_1 и, отразившись от него, смешивается на полупрозрачном зеркале SM_2 с лучом, прошедшим сквозь полупрозрачное зеркало SM_1 и отразившимся от зеркала M_2 .

Совмещение этих когерентных лучей позволяет получить устойчивую интерференцию световых волн.

Одним из применений интерферометра Маха–Цендера является измерение показателей преломления сред, в частности, различных газов.

К конструкции интерферометра добавляется герметичная *тестовая прозрачная камера (кювета) Q*, располагающаяся на пути одного из световых лучей. В тестовую камеру помещается *исследуемый газ*.

За счет прохождения одного из когерентных лучей сквозь тестовую камеру с газом получается интерференционная картина, содержащая сдвиг в определенное количество интерференционных полос по сравнению с интерференционной картиной в отсутствие газа. Величина этого сдвига и позволяет рассчитать показатель преломления исследуемого газа.

Если любой из представленных здесь двух интерферометров использовать для измерения показателя преломления прозрачной среды, то можно получить очень высокую точность измерений.

Например, если в интерферометре Маха–Цендера воздух в тестовой камере поменять на исследуемый газ, то по сдвигу интерференционной картины можно обнаружить изменение значения показателя преломления исследуемого газа в пятом знаке после запятой по сравнению со значением показателя преломления воздуха.

1.4. Дифракция света

Дифракция света – совокупность явлений, возникающих при распространении света в среде с резкими неоднородностями (например, преградами, закрывающими часть волнового фронта), когда происходит отступление от законов *геометрической оптики* (например, огибание светом преград и проникновение в область *геометрической тени*).

Открытое в XVII веке итальянским ученым Франческо Гримальди явление *дифракции* послужило в дальнейшем важным аргументом в пользу принятия волновой теории света. А изобретение *дифракционных решеток* дало в руки исследователей оптических явлений необходимый инструмент. В 1821 г. немецкий физик Йозеф Фраунгофер впервые применил дифракционную решетку для изучения спектров и определения значений длин волн светового излучения.

Между дифракцией и интерференцией нет существенного различия. Оба явления связаны с *перераспределением энергии волнового процесса вследствие наложения (суперпозиции) когерентных волн*.

Дифракционные эффекты заметно проявляются при размерах неоднородностей, сравнимых с длиной волны излучения. При размерах

неоднородностей, существенно превышающих длину волны излучения, явлением дифракции, как правило, можно пренебречь.

Поэтому дифракция света становится заметной, если на его пути встречаются неоднородности, размеры которых составляют порядка микрона. На более крупных препятствиях дифракцию света заметить трудно.

Дифракция света описывается и объясняется на основе применения *принципа Гюйгенса–Френеля*.

В волновой оптике выделяют два характерных случая реализации и наблюдения дифракции света – *дифракцию Фраунгофера* и *дифракцию Френеля*.

Дифракция Фраунгофера. Источник света и экран для наблюдения дифракционной картины расположены от препятствия настолько далеко, что световые лучи, падающие на препятствие, и световые лучи, идущие к наблюдателю (экрану для наблюдения), можно считать параллельными.

При необходимости условие параллельности световых лучей может быть реализовано в эксперименте и путем использования *собирающих линз*.

Дифракция Френеля. Источник света и экран для наблюдения расположены так, что световые лучи, падающие на препятствие, и световые лучи, идущие к наблюдателю (экрану для наблюдения), нельзя считать параллельными.

В настоящей работе рассматривается только *дифракция Фраунгофера*.

1.4.1. Дифракция света на щели

Рассмотрим фраунгоферову дифракцию света на одной щели.

Пусть между источником света и экраном для наблюдения дифракционной картины расположен *непрозрачный экран с узкой протяженной щелью* шириной b (рис. 1.12).

На щель падает плоская монохроматическая световая волна, фронт которой параллелен экрану, а длина волны равна λ .

Разделим *участок фронта волны*, оказавшийся в щели, на N очень узких одинаковых полос, параллельных краям щели. В соответствии

с принципом Гюйгенса–Френеля каждая из этих выделенных зон волнового фронта является источником *вторичных когерентных волн*.

На экране для наблюдения наложение этих волн дает устойчивую интерференционную картину с характерным чередованием максимумов и минимумов интенсивности.

На основании результата, полученного в разделе 1.3.3 для многолучевой интерференции, в пределе бесконечного количества источников $N \rightarrow \infty$ (переход к бесконечно малым) получаем выражение для *интенсивности монохроматического света при дифракции на одной щели*:

$$I_1(\theta) = I_1(0) \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \theta\right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \theta\right)^2}.$$

На рис. 1.13 изображен график полученной зависимости (в относительных единицах) от угла дифракции.

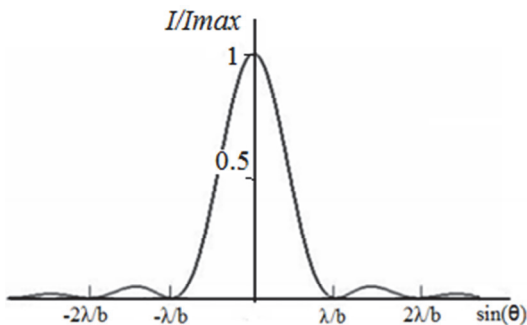


Рис. 1.13. Распределение интенсивности на экране при дифракции монохроматического света на одной щели

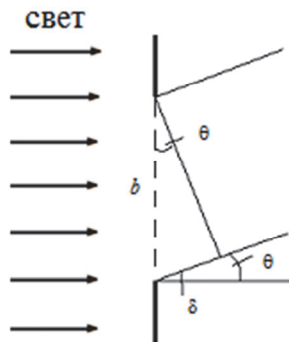


Рис. 1.12. Экран со щелью для наблюдения дифракции Фраунгофера

При $\theta = 0$ на экране наблюдается *центральный дифракционный максимум* с самым большим значением интенсивности $I_{\max} = I_1(0)$.

Минимумы интенсивности возникают в точках экрана, для которых выполняется условие

$$b \sin \theta_{\min} = \pm m \lambda,$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ – целое число (номер или порядок минимума).

Из условия видно, что в этом случае на геометрической разности хода двух волн, идущих от участков фронта у краев щели, *укладывается целое число длин волн λ или четное количество длин полуволн $\frac{\lambda}{2}$.*

Если же на этой разности хода *укладывается нечетное число длин полуволн $\frac{\lambda}{2}$* , то в соответствующих точках экрана возникают *максимумы интенсивности*.

Из условия для первого минимума $b \sin \theta = \pm \lambda$ следует, что если уменьшать ширину щели, то $\sin \theta = \frac{\lambda}{b}$ увеличивается. Это означает, что чем уже щель, тем *шире центральный максимум*.

Если ширина щели будет меньше длины волны падающего излучения, то проявляется еще одна особенность дифракции света на одной щели.

Если $b < \lambda$, то даже при $m = 1$ значение синуса в условии минимума $b \sin \theta = \pm m \lambda$ должно превышать единицу.

Физически это означает, что при такой ширине щели дифракционные минимумы не возникают. Наблюдается только центральный максимум, ширина которого теоретически бесконечно велика. При этом его интенсивность по мере удаления от центра экрана постепенно уменьшается.

1.4.2. Дифракция света на решетке

Дифракционная решетка – оптический прибор, представляющий собой совокупность большого числа регулярно расположенных на твердой плоской поверхности штрихов, щелей или выступов.

Виды дифракционных решеток:

- *отражательные решетки*. Непрозрачные одинаковые параллельные штрихи нанесены на *зеркальную поверхность* на одинаковых расстояниях друг от друга. Наблюдение ведется в отраженном свете;
- *прозрачные решетки*. Непрозрачные одинаковые штрихи нанесены на *прозрачную поверхность* на одинаковых расстояниях друг от друга (или вырезаются в виде щелей на непрозрачном экране). Наблюдение ведется в проходящем свете.

Рассмотрим *фраунгоферову дифракцию света* на прозрачной решетке – системе параллельных одинаковых узких щелей.

Если свет пропустить не через одну щель, а через две или более параллельных щелей, то результат дифракции изменится не только количественно, но и качественно.

Количественные изменения очевидны – через несколько щелей пройдет больше света, чем через одну, поэтому максимумы на экране с дифракционной картиной должны стать ярче.

Качественные изменения обусловлены тем, что к интерференции волн, прошедших сквозь одну щель, добавится *эффект интерференции волн, прошедших сквозь разные щели*.

Появление *дополнительной интерференции* вызовет дополнительное перераспределение энергии света. На месте одного максимума при дифракции на одной щели появляются несколько более узких главных максимумов, разделенных дополнительными минимумами и максимумами.

Рассмотрим систему из N одинаковых по ширине параллельных узких щелей, разделенных одинаковыми по ширине непрозрачными промежутками (рис. 1.14).

На дифракционную решетку падает плоская монохроматическая световая волна, фронт которой параллелен плоскости решетки.

В предыдущем разделе показано, что через каждую щель проходит свет, интенсивность которого зависит от угла между нормалью к щели и выбранным направлением:

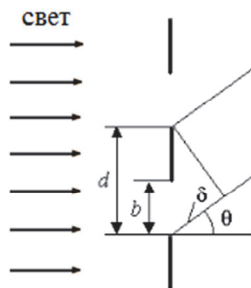


Рис. 1.14. Дифракционная решетка

$$I_1(\theta) = I_1(0) \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \theta\right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \theta\right)^2}.$$

Волны, прошедшие через разные щели, возбуждены синфазными вторичными источниками, поэтому свет, идущий от разных щелей, будет интерферировать.

Поскольку щелей несколько (N), имеет место многолучевая интерференция. Ее результат известен (см. раздел 1.3.3). С учетом зависимости интенсивности света I_1 от угла при дифракции на одной щели интенсивность при дифракции на N щелях будет равна

$$I_N = I_1 \frac{\sin^2(N\Delta\varphi/2)}{\sin^2(\Delta\varphi/2)}.$$

В данном случае $\Delta\varphi$ – разность фаз колебаний, возбужденных волнами, пришедшими на экран от соседних щелей.

Величина этой разности фаз равна

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta,$$

где d – расстояние между одноименными краями соседних щелей (*период дифракционной решетки*).

Поэтому результирующая интенсивность света, прошедшего сквозь все щели решетки, для угла θ равна

$$I_N(\theta) = I_1(\theta) \frac{\sin^2\left(\frac{N\pi d}{\lambda} \sin \theta\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta\right)}.$$

Раскрывая выражение для интенсивности света от одной щели, окончательно получаем:

$$I_N(\theta) = I_1(0) \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \theta\right) \sin^2\left(\frac{N\pi d}{\lambda} \sin \theta\right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \theta\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta\right)}.$$

Множитель $\frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda}b\sin\theta\right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda}b\sin\theta\right)^2}$ равен нулю при условии $b\sin\theta = \pm m\lambda$

(где $m = 1, 2, 3, \dots$ – целое число).

Условие $b\sin\theta = \pm m\lambda$ есть *условие минимума для дифракции на одной щели*. Поэтому условие $b\sin\theta = \pm m\lambda$ является *условием минимума и для дифракционной решетки*.

Эти минимумы называются *главными минимумами*.

Если $d\sin\theta = \pm n\lambda$ (где $n = 0, 1, 2, \dots$ – целое число) множитель

$$\frac{\sin^2\left(\frac{N\pi d}{\lambda}\sin\theta\right)}{\sin^2\left(\frac{\pi d}{\lambda}\sin\theta\right)}$$

равен N^2 .

Это значит, что в направлениях, отвечающих этому условию, колебания усиливаются в результате интерференции волн, приходящих от соседних щелей. На экране наблюдаются дифракционные максимумы с интенсивностью $I_N = N^2 I_1(\theta)$.

Эти максимумы называются *главными максимумами*.

Между главными максимумами имеются *дополнительные минимумы*. Условие дополнительного минимума: $\sin^2\left(\frac{N\pi d}{\lambda}\sin\theta\right) = 0$. Синус

равен нулю, если $\left(\frac{N\pi d}{\lambda}\sin\theta\right) = \pm m'\pi$ ($m' = 1, 2, \dots$). Упростив предыдущее выражение, получаем условие дополнительных минимумов:

$$d\sin\theta = \pm m' \frac{\lambda}{N}.$$

В точках, отвечающих условию $\sin^2\left(\frac{N\pi d}{\lambda}\sin\theta\right) = 1$, на экране будут слабые *дополнительные максимумы*.

Квадрат синуса равен единице при $\left(\frac{N\pi d}{\lambda} \sin \theta\right) = (2n' + 1)\frac{\pi}{2}$. Следовательно, это есть *условие дополнительных максимумов*. Его можно записать также в виде

$$d \sin \theta = \pm(2n' + 1)\frac{\lambda}{2N}.$$

В графической форме зависимость интенсивности света (в относительных единицах) от угла дифракции θ имеет вид, изображенный на рис. 1.15.

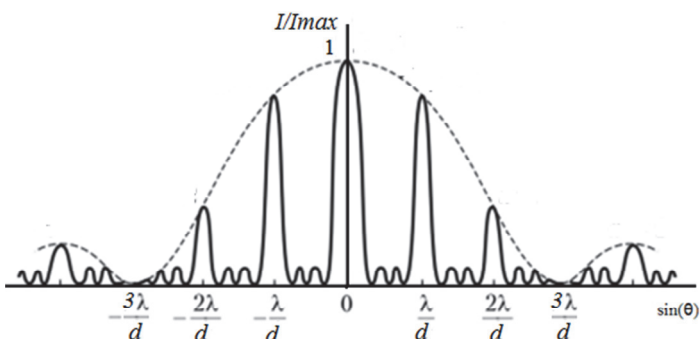


Рис. 1.15. Распределение интенсивности при дифракции монохроматического света на решетке. Пунктирная кривая изображает распределение интенсивности при дифракции на одной щели

Если дифракционная решетка освещается белым светом, то все дифракционные максимумы за исключением центрального оказываются окрашенными в цвета спектральных составляющих излучения.

1.5. Поляризация света

Световые волны испускаются атомами вещества при переходе электронов атомов с более высоких энергетических уровней на более низкие.

Этот переход осуществляется за промежуток времени около 10^{-8} с. За это время атом испускает свет в виде электромагнитного *волнового пакета* (*волнового цуга*) конечной протяженности.

Свет испускается одновременно множеством атомов, и в естественных условиях плоскости колебаний вектора \mathbf{E} в разных цугах не связаны между собой. Поэтому *естественный свет* представляет собой совокупность цугов со всеми возможными направлениями колебаний вектора \mathbf{E} .

Естественный свет является неполяризованным. Это оптическое излучение с быстро и беспорядочно изменяющимися направлениями колебаний *светового вектора*. Все направления его колебаний, перпендикулярные к световым лучам, *равновероятны*.

Поляризованным называют свет, в котором плоскость колебаний светового вектора \mathbf{E} либо не изменяется, либо изменяется упорядоченно.

Свет, у которого вектор \mathbf{E} колеблется только в одной плоскости, называется *плоскополяризованным*, или *линейно поляризованным* (рис. 1.16).

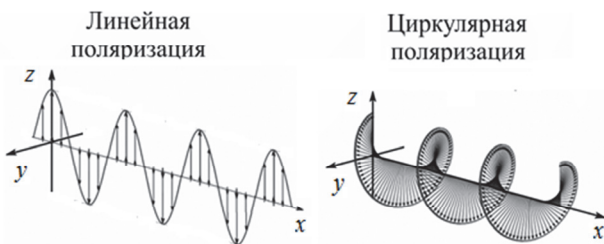


Рис. 1.16. Линейная и циркулярная поляризации монохроматической световой волны

Плоскость, проходящая через направление колебаний светового вектора и направление распространения волны, называется *плоскостью поляризации* (*плоскость колебаний вектора \mathbf{E}*).

Наряду с плоскополяризованным выделяют свет, *поляризованный по кругу*, и *эллиптически поляризованный* свет.

Поляризованным по кругу (*циркулярно поляризованным*) называется свет, в котором вектор \mathbf{E} в любой плоскости, ортогональной направле-

нию распространения света, вращается с угловой скоростью ω , равной циклической частоте колебаний поля электромагнитной волны. Модуль вектора \mathbf{E} при этом не изменяется, из-за чего в плоскости, перпендикулярной световому лучу, вектор своим концом описывает окружность. В любой фиксированный момент времени концы вектора \mathbf{E} в разных точках на линии распространения лежат на винтовой линии (см. рис. 1.16).

Эллиптически поляризованным называют свет, в котором вектор \mathbf{E} вращается с угловой скоростью ω , равной циклической частоте колебаний поля электромагнитной волны. Модуль вектора \mathbf{E} при этом изменяется так, что в любой плоскости, перпендикулярной световому лучу, вектор \mathbf{E} своим концом описывает эллипс.

При анализе распространения света в веществе в волновой оптике используется *концепция суперпозиции*, утверждающая, что поляризацию одного типа можно свести к поляризации другого типа в виде суперпозиции двух независимых поляризаций последнего:

- *линейно поляризованный и циркулярно поляризованный свет могут быть представлены как суперпозиции двух ортогональных линейных поляризаций;*
- *линейно поляризованный свет может быть представлен как суперпозиция двух циркулярных поляризаций – левой и правой.*

Кроме перечисленных видов поляризованного света, выделяют также *частично поляризованный свет*. Этот свет представляет собой суперпозицию естественного (неполяризованного) света и плоскополяризованного света. Поэтому одно из направлений пространственных колебаний вектора \mathbf{E} у такого света преобладает.

Характеристикой *частично поляризованного света* является *степень поляризации*, определяемая некоторым соотношением максимального I_{\max} и минимального I_{\min} значения интенсивности прошедшего через *анализатор* света:

$$p = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}.$$

Способ измерения интенсивностей I_{\max} и I_{\min} будет рассмотрен ниже.

1.5.1. Способы получения поляризованного света

Для получения поляризованного света используются специальные устройства – *поляризаторы*.

В соответствии с типом получаемой поляризации света различают *линейные и круговые поляризаторы*. *Линейные поляризаторы* позволяют получать плоскополяризованный свет, *круговые поляризаторы* – свет, поляризованный по кругу.

В *линейных поляризаторах* используется одно из трех физических явлений, связанных с *анизотропным* характером взаимодействия света с веществом поляризатора:

- *линейный дихроизм,*
- *двойное лучепреломление,*
- *поляризация при отражении света на границах раздела сред.*

Круговые поляризаторы обычно представляют собой *комбинацию линейного поляризатора и четвертьволновой фазовой пластинки* (см. ниже).

Линейный поляризатор может служить и в качестве *анализатора* – устройства, с помощью которого анализируется состояние поляризации световой волны и определяется *степень поляризации p* .

На рис. 1.17 изображена система из двух последовательно расположенных параллельных линейных поляризаторов. Последний из них служит *анализатором*.

От источника S пучок естественного света направляется на систему «поляризатор-анализатор». Присутствие в этом излучении равновероятных колебаний светового вектора в любом направлении, перпендикулярном к световому лучу, условно представлено на рис. 1.17 в виде изображения некоторого множества векторов \mathbf{E} с равномерным угловым распределением этих векторов.

На *выходе из первого поляризатора* свет оказывается линейно поляризованным. Плоскость колебаний вектора \mathbf{E} в прошедшем излучении определяется ориентацией *главной плоскости поляризатора (плоскость пропускания поляризатора)*. Свет на выходе из поляризатора оказывается поляризованным в этой плоскости.

На *выходе из второго поляризатора (анализатора)* свет также является линейно поляризованным. Плоскость колебаний вектора \mathbf{E}

у вышедшего излучения определяется в этом случае ориентацией *главной плоскости анализатора*.

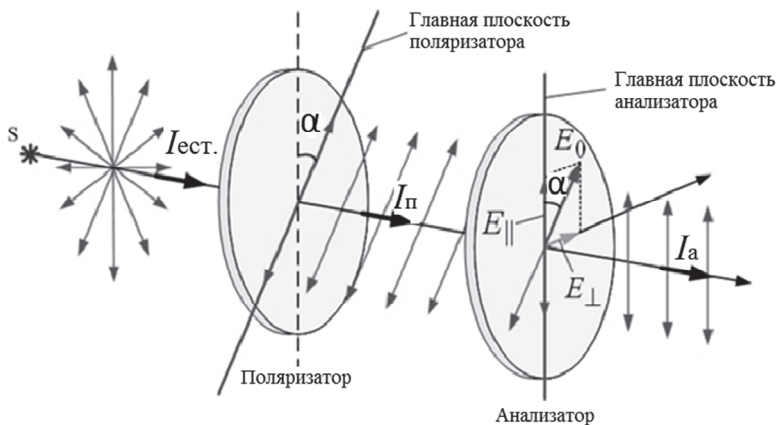


Рис. 1.17. Прохождение света через систему «поляризатор–анализатор»

При значении угла $\alpha = \pi / 2$ между главными плоскостями поляризатора и анализатора значение интенсивности излучения на выходе из системы оказывается минимальным. Для идеальных поляризаторов значение интенсивности в этом случае равняется нулю. При таком взаимном расположении *поляризатор* и *анализатор* называют *скрещенными*.

Возникает вопрос о закономерности изменения интенсивности света при прохождении через систему «поляризатор–анализатор».

Ответ на этот вопрос был получен в опыте французского инженера Этьена Луи Малюса, использовавшего плоскопараллельные пластинки кристалла *турмалина* (группа *борсодержащих алюмосиликатов*) в качестве поляризатора и анализатора.

Турмалин обладает сильным *линейным дихроизмом* – различным поглощением света для взаимно перпендикулярных направлений линейной поляризации (*анизотропия поглощения*).

Результаты опыта привели Малюса к формулировке закона (1810 г.), связывающего интенсивность I линейно поляризованного света на

выходе из поляризатора с интенсивностью I_0 линейно поляризованного света на входе в поляризатор:

$$I = I_0 \cos^2(\alpha),$$

где α – угол между плоскостью колебаний светового вектора излучения на входе в поляризатор и главной плоскостью поляризатора.

В соответствии с законом Малюса, вращение поляризатора вокруг оси, параллельной лучу, изменяет интенсивность прошедшего света от 0 до максимального значения.

Как видно из рис. 1.17, если использовать концепцию суперпозиции (см. выше), то для второго поляризатора (анализатора), на который падает плоскополяризованный свет, закон Малюса имеет простое объяснение. Разложение светового вектора \mathbf{E}_0 на две ортогональные составляющие на входе в анализатор соответствует представлению входящей волны в виде *суперпозиции двух волн с ортогональными линейными поляризациями*.

За счет *дихроизма турмалина* одна из них (в ней световой вектор перпендикулярен главной плоскости анализатора) *поглощается*.

Световое излучение на выходе из анализатора будет представлено волной с *линейной поляризацией*. Направление колебаний светового вектора в вышедшей из анализатора волне происходит в направлении главной плоскости анализатора.

Как видно из рис. 1.17, амплитудные значения модулей световых векторов линейно поляризованных волн на выходе E и входе E_0 связаны соотношением

$$E = E_0 \cos(\alpha).$$

Возведение последнего в квадрат и приводит к очевидному выражению закона Малюса, связывающему интенсивности:

$$I = I_0 \cos^2(\alpha).$$

В опыте Малюса на первую турмалиновую пластину падал естественный свет. Углы между векторами \mathbf{E} для неполяризованной вол-

ны и направлением главной плоскости колебаний поляризатора первой пластинки характеризуются случайным равномерным распределением в интервале изменения угла α от 0 до 2π .

Так как усредненное по всем углам значение квадрата косинуса равно $1/2$, то интенсивность линейно поляризованного света, вышедшего из первой пластинки турмалина, равна половине интенсивности падающего на пластинку излучения.

С помощью анализатора можно определять степень поляризации частично поляризованного света. Когда *главная плоскость анализатора* будет параллельна вектору **E** *плоскополяризованной компоненты частично поляризованного света*, интенсивность прошедшего света будет максимальной (I_{\max}). Если же поляризатор повернуть на 90° , интенсивность прошедшего света будет минимальной (I_{\min}). Измерение значений этих двух величин позволяет рассчитать *степень поляризации частично поляризованного света* (см. выше).

Следует отметить, что в качестве поляризатора и анализатора на практике используют различные кристаллы с аналогичной турмалину *анизотропией*. Кроме этого существует и ряд других поляризационных устройств.

Рассмотрим еще один способ получения поляризованного света. Он основан на *отражении света от поверхности диэлектрика*.

Шотландский физик Дэвид Брюстер экспериментально обнаружил (1815 г.), что если естественный свет из воздуха падает под определенным углом $\alpha_{\text{Бр}}$ (*угол Брюстера*) на

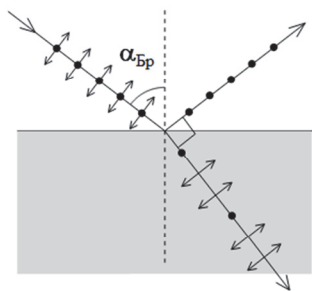


Рис. 1.18. Поляризация света при падении под углом Брюстера

поверхность диэлектрика с показателем преломления n , то отраженный свет будет *плоскополяризованным в плоскости, перпендикулярной плоскости падения света*. При этом преломленный луч *частично поляризуется в плоскости падения* (рис. 1.18).

При падении света под углом Брюстера отраженный и преломленный лучи *взаимно перпендикулярны*.

Используя этот факт и закон преломления света, получаем соотношение, получившее название закона Брюстера:

$$\operatorname{tg}\alpha_{\text{Бр}} = n.$$

Эффект полной поляризации отраженного луча можно понять, если иметь в виду следующее.

- Колебания электрической составляющей поля электромагнитной волны всегда происходят перпендикулярно направлению распространения волны.

- Взаимодействие света с диэлектриком и порождение вторичных электромагнитных волн происходит в два этапа. Вначале падающая электромагнитная волна возбуждает коллективные *колебания электрических дипольных моментов молекул* диэлектрика, а затем эти осцилляции диполей генерируют отраженную и преломленную волны.

Когда угол между направлениями отраженной и преломленной волны составляет 90° , колебания электрического поля отраженной волны в плоскости падения могли бы генерироваться только колебаниями электрических дипольных моментов вдоль преломленного луча. Индуцировать такие колебания диполей могла бы только продольная компонента колебаний электрического поля преломленного луча. Но электромагнитные волны поперечны. Такая компонента у них отсутствует.

При углах падения, не равных углу Брюстера, отраженный и преломленный свет оказываются *частично поляризованными*.

В общем случае, когда отражение света происходит на границе раздела двух диэлектриков с показателями преломления n_1 и n_2 , закон Брюстера приобретает вид

$$\operatorname{tg}\alpha_{\text{Бр}} = \frac{n_2}{n_1}.$$

Степень поляризации преломленного света может быть повышена путем его многократного преломления при условии падения под углом Брюстера. Для этого используется стопа А.Г. Столетова, представляющая собой систему наложенных друг на друга стеклянных пластинок. После прохождения света через стопу из 10 пластинок свет оказывается

практически полностью поляризованным. Стопа Столетова может использоваться для анализа поляризованного света как при его отражении, так и при его преломлении.

1.5.2. Явление двойного лучепреломления

В 1669 г. датский ученый Эразм (Расмус) Бартолин обнаружил, что если на какой-либо объект смотреть сквозь прозрачный кристалл *исландского шпата* (разновидность *кальцита* CaCO_3), то можно увидеть сразу *два изображения* этого объекта. Данный факт получил название *явления двойного лучепреломления*. Вещество, обладающее таким свойством, называется *двулучепреломляющим*.

Суть природы явления заключается в следующем.

Луч света, попадающий в двулучепреломляющее вещество, делится на два луча, плоскополяризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях: *обыкновенный* (o – *ordinary*) и *необыкновенный* (e – *extraordinary*).

Скорость обыкновенного луча *не зависит от направления распространения в кристалле*, а скорость необыкновенного луча *зависит от направления распространения*.

Эффект объясняется *анизотропией диэлектрической проницаемости* вещества двулучепреломляющего кристалла, которая определяет значение *скорости распространения света* и соответственно значение *показателя преломления среды* для выделенного направления колебаний вектора \mathbf{E} электромагнитной волны.

В любом двулучепреломляющем веществе существует одно или два направления, вдоль которых обыкновенный и необыкновенный лучи распространяются с одинаковой скоростью. Эти направления называются *оптическими осями*. В зависимости от количества оптических осей кристаллы делятся на *одноосные* и *двуосные*. В данном разделе рассматриваются только *одноосные двулучепреломляющие кристаллы*.

Зависимость показателя преломления n от направления светового вектора в кристалле может быть представлена графически. Если из произвольной точки кристалла провести по всем пространственным направлениям векторы, модули которых равны значению показателя

преломления n в данном направлении, то концы этих векторов будут лежать на поверхности эллипсоида, называемого *оптической индикатрисой* (рис. 1.19).

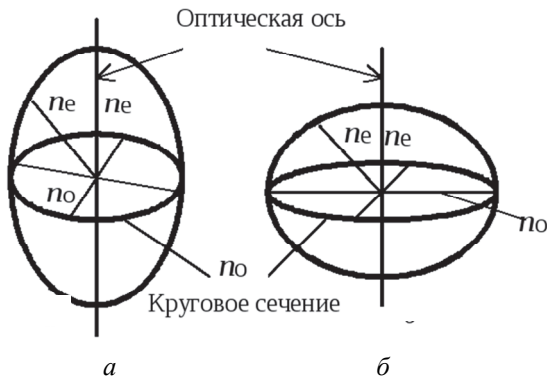


Рис. 1.19. Оптическая индикатриса одноосного кристалла

Для *одноосного кристалла* индикатриса имеет форму *эллипсоида вращения*.

Направления колебаний векторов \mathbf{E} двух плоскополяризованных волн (обыкновенной и необыкновенной), возникающих внутри одноосного кристалла, всегда ориентированы определенным образом. У *обыкновенного луча* направление колебаний вектора \mathbf{E} перпендикулярно плоскости, в которой лежат луч и оптическая ось⁷. У *необыкновенного* – направление колебаний вектора \mathbf{E} параллельно *главному сечению* кристалла.

Из-за анизотропии показателя преломления скорость распространения плоскополяризованной световой волны зависит от угла между вектором \mathbf{E} и оптической осью кристалла.

У *обыкновенного луча* при любых углах падения вектор \mathbf{E} перпендикулярен оптической оси. Поэтому при любом угле падения волна с такой поляризацией имеет одну и ту же по значению скорость распространения в кристалле. Световой луч ведет себя так же, как

⁷ Эта плоскость называется *главным сечением кристалла*.

в изотропной среде. Поэтому такой луч и принято называть *обыкновенным*.

У *необыкновенного луча* изменение угла падения вызывает изменение угла между вектором \mathbf{E} и оптической осью кристалла. Показатель преломления кристалла для такой волны *зависит от пространственного направления вектора \mathbf{E}* в кристалле. Поэтому при разных углах падения электромагнитная волна с такой поляризацией распространяется в кристалле с разной по значению скоростью. По этой причине соответствующий луч и называют *необыкновенным*.

Проанализируем формирование *фронтов обыкновенной и необыкновенной световых волн* в одноосном анизотропном кристалле с использованием принципа Гюйгенса для построения фронтов и *характера зависимости показателя преломления света от направления вектора \mathbf{E}* в кристалле.

Допустим, что внутри одноосного кристалла находится точечный источник света S (рис. 1.20). Свет от точечного источника идет в кристалле во все стороны.

Однако в двулучепреломляющем кристалле световые волны с разной поляризацией распространяются по-разному.

Обыкновенная волна по всем направлениям распространяется с одинаковой скоростью и поэтому за некоторое время t свет по всем направлениям в кристалле пройдет одинаковые расстояния. Следовательно, фронт обыкновенной волны и ее волновые поверхности будут *сферическими* (рис. 1.20).

Необыкновенная волна за время t в разных направлениях пройдет разные расстояния. Ее фронт и волновые поверхности будут иметь форму *эллипсоида вращения* (см. рис. 1.20).

Вдоль оптической оси обе волны распространяются с одной скоростью, поэтому в точках пересечения с оптической осью их волновые поверхности соприкасаются.

Рассмотрим формирование фронтов обыкновенной и необыкновенной волн при наклонном падении плоской неполяризованной световой волны на поверхность грани одноосной кристаллической пластинки при произвольном направлении оптической оси кристалла (рис. 1.21).

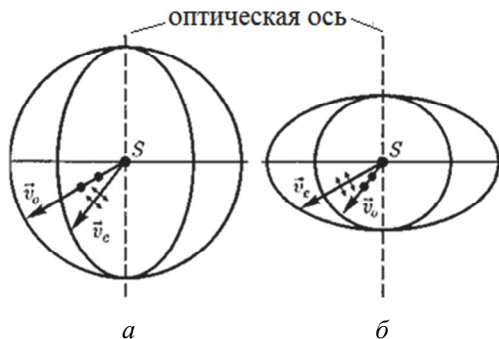
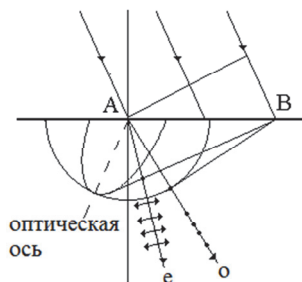


Рис. 1.20. Форма волновых поверхностей обыкновенной (*o*) и необыкновенной (*e*) световых волн от точечного источника, находящегося внутри одноосного кристалла:

$$a - n_e > n_o; \quad б - n_e < n_o$$

Рис. 1.21. Форма волновых поверхностей обыкновенной (*o*) и необыкновенной (*e*) световых волн в одноосном кристалле при наклонном падении неполяризованной волны на грань кристалла



Фронт падающей на грань кристалла плоской световой волны сначала достигает точки *A* и порождает в кристалле две вторичные волны – обыкновенную и необыкновенную. В момент времени, когда фронт падающей на грань кристалла волны достигнет точки *B*, вторичные волны от точки *A* уже распространятся в кристалле. При этом формы волновых поверхностей обыкновенной и необыкновенной волн будут разными (рис. 1.21).

Изображенные касательные к волновым поверхностям прямые линии, проведенные из точки *B*, определяют *разные фронты и разные*

направления распространения обыкновенной и необыкновенной волн в кристалле.

Именно поэтому наблюдение какого-либо объекта сквозь кристалл исландского шпата⁸ позволяет увидеть *два его изображения*: одно изображение объекта возникает за счет *обыкновенного луча*, а второе изображение – за счет *необыкновенного*.

Плоскопараллельная пластинка, вырезанная параллельно оптической оси одноосного кристалла, может использоваться для *изменения характера поляризации световой волны*.

Рассмотрим прохождение *плоскополяризованного света* сквозь такую пластинку при его нормальном падении на грань пластинки, *параллельную направлению оптической оси*. В этом случае плоскость *главного сечения кристалла* будет перпендикулярна поверхности пластинки.

Колебания светового вектора входящей в кристалл плоскополяризованной электромагнитной волны представим как *суперпозицию двух ортогональных колебаний* в направлениях параллельном и перпендикулярном к оптической оси кристалла.

Две волны с ортогональными линейными поляризациями (*обыкновенная и необыкновенная*) получают *дополнительную разность фаз* на выходе из пластинки за счет разных значений показателя преломления. Это приводит к *изменению состояния поляризации результирующей световой волны, выходящей* из пластинки.

Характер изменения состояния поляризации световой волны на выходе из кристалла будет зависеть:

- от угла α между оптической осью кристалла и направлением плоскости колебаний светового вектора входящей волны;
- от *оптической разности хода*, приобретенной в кристалле обыкновенной и необыкновенной волнами.

Рассмотрим случай, когда направление колебаний вектора \mathbf{E} падающей плоскополяризованной волны образует с оптической осью кристаллической пластинки угол $\alpha = 45^\circ$. В этом случае две ортогональные компоненты электромагнитной волны (*обыкновенная и необыкновенная*) характеризуются одинаковыми значениями амплитуд.

⁸ Или другого одноосного двулучепреломляющего кристалла.

Внутри пластинки *обыкновенная* и *необыкновенная* волны пройдут одинаковые расстояния, равные толщине пластинки d . Но значения оптического пути у них будут разными, что обусловлено разными значениями показателей преломления n_o и n_e .

В результате на выходе из пластинки две волны приобретут дополнительную разность фаз:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n_o d - n_e d).$$

Если разность фаз волн будет кратна 2π , то направление колебаний вектора \mathbf{E} в выходящей волне не изменится. Свет за пластинкой будет поляризован так же, как и перед ней.

Если разность фаз будет кратна нечетному числу π , то направление колебаний вектора \mathbf{E} в выходящей волне повернется на 90° , но свет по-прежнему будет плоскополяризованным.

Если разность фаз окажется равной $\pi/2$, то свет за пластинкой будет поляризован по кругу. В этом случае для обыкновенной и необыкновенной волн значение *оптической разности хода* равно $\frac{\lambda_0}{4}$.

Плоскопараллельные одноосные кристаллические пластинки, удовлетворяющие такому условию, называют *фазовыми четвертьволновыми пластинками*.

Пропускание света с круговой поляризацией через вторую *фазовую четвертьволновую пластинку* приводит к появлению дополнительной разности фаз, равной $\pi/2$. Это вызовет превращение поляризованного по кругу света в *плоскополяризованный*, плоскость поляризации которого повернута на 90° по сравнению со светом, падающим на первую пластинку⁹.

⁹ С помощью четвертьволновой пластины можно отличить свет, поляризованный по кругу, от естественного света; естественный свет, пропущенный через четвертьволновую пластинку, не превратится в плоскополяризованный.

1.5.3. Естественное вращение плоскости поляризации

В ряде случаев распространение линейно поляризованного света в веществе сопровождается поворотом плоскости поляризации света вокруг оси пучка. Это явление называется *естественным вращением плоскости поляризации*, или *естественной оптической активностью вещества*. Вещества, обладающие таким свойством, называют *оптически активными*.

Впервые явление естественной оптической активности обнаружил член Парижской академии наук Доменик Франсуа Жан Араго в результате выполненного в 1811 г. эксперимента (рис. 1.22).

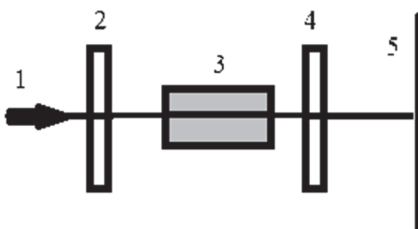


Рис. 1.22. Схема эксперимента Араго:

1 – луч света; 2 – поляризатор; 3 – кварцевая пластинка; 4 – анализатор; 5 – экран

На пути пучка монохроматического светового излучения размещаются *скрещенные поляризатор и анализатор*. В результате интенсивность вышедшего из анализатора света уменьшается до минимума.

Между поляризатором и анализатором помещается *кварцевая пластинка*¹⁰, оптическая ось которой параллельна входящему лучу света.

В результате интенсивность прошедшего через анализатор света заметно возрастает.

Чтобы уменьшить интенсивность прошедшего света до минимума требуется повернуть анализатор на некоторый угол.

Этот факт Араго объяснил тем, что *изменяется направление плоскости колебаний светового вектора* у плоскополяризованного луча,

¹⁰ Кварц является одноосным двулучепреломляющим веществом.

распространяющегося в кристалле. Однако такой результат эксперимента кажется неожиданным! Ведь кварц является одноосным двулучепреломляющим кристаллом. При пропускании света вдоль оптической оси кварц должен вести себя как изотропная среда, так как в этом случае показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей равны ($n_e = n_o$)!

Никакого поворота плоскости поляризации не должно было происходить!

Результат эксперимента Араго противоречит этому утверждению!

Значит, обнаруженный эффект не связан с известным явлением двойного лучепреломления в одноосном кристалле кварца.

Объяснение обнаруженному явлению было дано Френелем в 1817 г. В основе объяснения было предположение, что плоскополяризованный свет, идущий вдоль оптической оси кристалла, можно представить как *суперпозицию двух волн одинаковой частоты, но с разными круговыми поляризациями – правой и левой.*

У одной из этих волн вектор \mathbf{E} вращается по часовой стрелке (*правая поляризация*), а у второй – против часовой стрелки (*левая поляризация*)¹¹ (рис. 1.23, а).

Значения *показателя преломления света* $n_{\text{пр}}$ (правая поляризация) и $n_{\text{лев}}$ (левая поляризация) для этих двух поляризаций у кристалла различны.

Поэтому две циркулярно поляризованные волны, синфазные на входе в кристалл, на выходе из него приобретают разность фаз, обусловленную оптической разностью хода волн. Это и приводит к изменению направления плоскости колебаний светового вектора \mathbf{E} у получаемой плоскополяризованной волны на выходе из кристалла (рис. 1.23, б).

Существование в природе двух разновидностей кристаллического кварца – *левоповорачивающего и правоповорачивающего* – позволило Френелю экспериментально доказать свою *гипотезу*.

¹¹ Так вращается световой вектор, если смотреть в направлении, противоположном направлению распространения света.

Демонстрация доказательства была проведена с помощью *опытов на составной призме* из «правого» и «левого» кварца¹² (рис. 1.24).

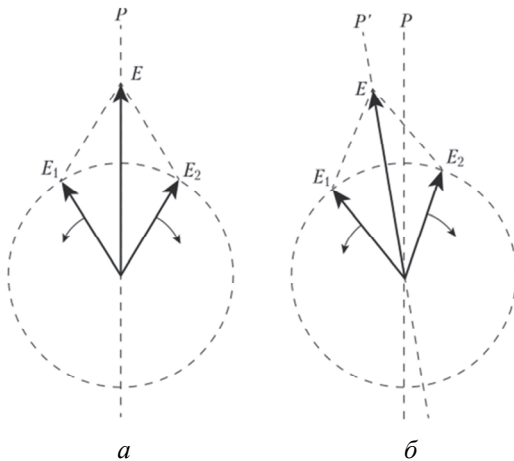


Рис. 1.23. Плоскополяризованная волна как суперпозиция двух волн с циркулярной поляризацией (а); поворот плоскости поляризации P за счет разных значений скорости волн с левой и правой поляризацией (б)

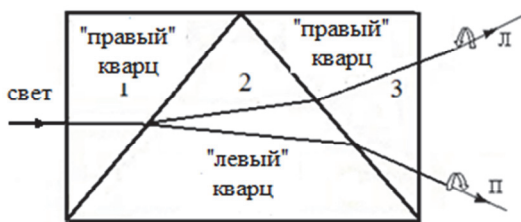


Рис. 1.24. Опыт Френеля с составной призмой из «правого» и «левого» кварца

¹² Заметим, что плавленный (аморфный) кварц вращательной способностью не обладает.

Оптические оси трех последовательно соединенных кварцевых призм были направлены параллельно падающему на систему плоскополяризованному световому лучу.

Для *правовращающего кварца* выполняется условие $n_{\text{пр}} < n_{\text{лев}}$, а для *левовращающего кварца* $n_{\text{пр}} > n_{\text{лев}}$. На границе раздела призм 1 и 2 пучок плоскополяризованного света *разделяется на два циркулярно поляризованных за счет разницы показателей преломления*, а на границе раздела призм 2 и 3 два получившихся пучка расходятся еще больше. Из призмы 3 в разных направлениях выходят *два луча света, поляризованные циркулярно в противоположных направлениях*.

Таким образом, рассматриваемое явление *вращения плоскости поляризации* можно свести к *особому типу двойного лучепреломления – круговому*.

Проведенные после опыта Араго многочисленные оптические исследования показали, что явление естественного вращения плоскости поляризации достаточно распространено и проявляется даже у *некристаллических веществ*. Так, в 1815 г. французский ученый Жан Батист Био открыл естественную оптическую активность *чистых жидкостей* (скипидар), а затем *растворов и паров* многих главным образом органических веществ.

Оптически активные вещества подразделяются на два вида. К первому виду относятся вещества *оптически активные в любом агрегатном состоянии*: как в молекулярном (растворы), так и в кристаллическом. К ним, например, относятся *сахар, камфара, винная кислота*. Ко второму виду относятся вещества, которые оптически активны только в *кристаллическом состоянии* (*кварц, киноварь*).

На основе экспериментов с оптически активными веществами удалось выявить следующие закономерности.

Кристаллы и чистые жидкости поворачивают плоскость поляризации света на угол φ , пропорциональный толщине d слоя оптически активного вещества, проходящего светом:

$$\varphi = \alpha d .$$

Коэффициент α , численно равный углу поворота плоскости поляризации слоем вещества единичной толщины, является мерой оптической активности вещества и называется *постоянной вращения*.

Постоянная вращения α зависит от природы вещества, длины волны света (вращательная дисперсия) и температуры.

Согласно закону Био *оптически активные растворы* поворачивают плоскость поляризации света на угол

$$\varphi = [\alpha] d C ,$$

где $[\alpha]$ – удельная постоянная вращения вещества;

d – толщина слоя вещества, пройденного светом;

C – массовая концентрация оптически активного вещества в растворе (кг/л, г/см³).

Удельная постоянная вращения $[\alpha]$ определяется природой вещества, зависит от длины волны света, слабо зависит от температуры и незначительно может зависеть от природы растворителя.

Фактически закон Био выражает пропорциональность угла поворота плоскости поляризации числу молекул оптически активного вещества на пути светового луча. Это говорит о том, что вращение плоскости поляризации в растворах является *молекулярным свойством*.

Как было выяснено, различие в скоростях света с разным направлением круговой поляризации обусловлено *асимметрией молекул* вещества либо особым *асимметричным расположением атомов в кристалле*.

Вращать плоскость поляризации света способны только *асимметричные оптические среды*. Под *асимметрией* среды в данном случае понимается способность вещества (молекул, кристаллов) существовать в двух формах (*изомерах*) – *правой и левой*, являющихся зеркальным отражением друг друга (подобно правой и левой руке). Такой вид асимметрии называется *хиральностью* (термин происходит от греческого *хирос* – «рука»).

Хиральные молекулы не имеют плоскости и центра симметрии (рис. 1.25, а).

Кристаллы, *состоящие из хиральных молекул*, как правило, обладают оптической активностью (например, *сахара*).

В то же время кристаллы, построенные из *неактивных молекул*, также могут обладать вращательной способностью (*кварц*). В этом случае *винтовые структуры образуются в решетке кристалла*. Это

его коллективное свойство. При растворении или плавлении такого кристалла оптическая активность вещества утрачивается.

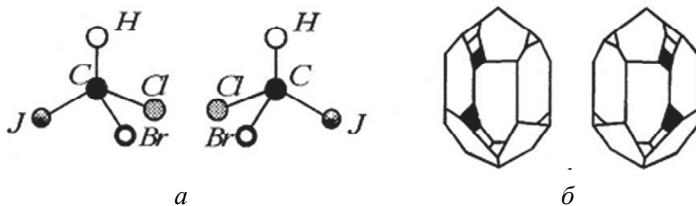


Рис. 1.25. Зеркальные изомеры:

a – хиральные молекулы; *б* – энантиоморфные структуры кристаллов кварца

Кристаллы, способные вращать плоскость поляризации, обязательно являются *энантиоморфными* – существуют в виде правых и левых форм. Они совершенно одинаковы, но геометрически могут быть совмещены только путем зеркального отражения (рис. 1.25, б).

По-видимому, все обладающие естественной активностью кристаллы существуют в *двух энантиоморфных модификациях*, хотя не во всех случаях известны обе модификации.

Некоторые *жидкости*, например винная кислота, могут также встречаться в виде *двух модификаций*, вращающих плоскость поляризации света в двух противоположных направлениях.

Заметим, что в *одноосных кристаллах* вращение плоскости поляризации имеет место и в тех случаях, когда свет распространяется под углом к оптической оси. Тогда явление вращение плоскости поляризации осложняется «обычным» явлением двойного лучепреломления. Еще сложнее – для *двуосных кристаллов*, у которых вращение плоскости поляризации может быть разным вдоль разных оптических осей.

Встречаются кристаллы кубической системы, у которых отсутствует обычное двойное лучепреломление, но они являются *оптически активными веществами*, вращающими плоскость поляризации (например, NaClO_3 и NaBrO_3). Для таких кристаллов значение постоянной вращения не зависит от направления в кристалле.

В первой части пособия были рассмотрены отдельные вопросы раздела физики «Волновая оптика», знание которых необходимо для выполнения виртуальных компьютерных работ, представленных во второй части пособия.

Для более полного и глубокого изучения представленного материала рекомендуется обратиться к существующей учебной литературе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бутиков Е. И.* Оптика : учебное пособие / Е. И. Бутиков. – 3-е изд., доп. – Санкт-Петербург : Изд-во «Лань», 2021. – 608 с.
2. *Давыдков В. В.* Курс общей физики для студентов ИДО : учебное пособие / В. В. Давыдков. – Новосибирск : Изд-во НГТУ, 2003. – Ч. 3: Волновая оптика. Квантовая механика. – 92 с.
3. *Калитеевский Н. И.* Волновая оптика : учебное пособие / Н. И. Калитеевский. – 5-е изд., стер. – Санкт-Петербург : Изд-во «Лань», 2021. – 480 с.
4. *Савельев И. В.* Курс общей физики. В 5 т. Т.4. Волны. Оптика : учебное пособие / И. В. Савельев. – 5-е изд., испр. – Санкт-Петербург : Изд-во «Лань», 2011. – 256 с.
5. *Трофимова Т. И.* Курс физики: учебное пособие для вузов / Т. И. Трофимова. – 11-е изд., стер. – Москва : Изд. центр «Академия», 2006. – 560 с.

2. ВИРТУАЛЬНЫЕ КОМПЬЮТЕРНЫЕ РАБОТЫ

Предлагаемые в компьютерном практикуме раздела курса физики «Волновая оптика» виртуальные компьютерные работы представляют собой *интерактивные компьютерные симуляции* реальных физических систем, процессов и явлений, связанных с *волновыми проявлениями света*.

В процессе разработки программная реализация виртуальных работ выполняется *на основе математического моделирования* физических систем и процессов. В свою очередь, *математическое моделирование опирается* на известные факты реальности, открытые физические законы, научные представления и способы описания реальности.

Используемые в виртуальных работах средства *3D-динамической визуализации* позволяют максимально наглядно представить *результаты моделирования* физических систем, процессов и явлений всеми доступными изобразительными средствами. Как показывает практика, 3D-динамическая визуализация способствует более адекватному и более глубокому пониманию обучающимися особенностей моделируемых физических процессов и явлений.

Выполнение интерактивных виртуальных экспериментов позволяет *имитировать* проведение экспериментальных исследований на реальных физических установках: имеется возможность вносить изменения в виртуальные установки, изменять значения физических характеристик исследуемых систем, наблюдать за происходящими процессами, производить измерения, рассчитывать значения интересующих физических величин и делать оценки погрешностей результатов измерений.

Однако при выполнении виртуальных работ важно понимать и помнить, что *в виртуальных экспериментах мы имеем дело не с реальными физическими системами, процессами и явлениями, а с их мате-*

матическими моделями, в основании которых лежат наши представления и способы описания физической реальности.

Поэтому выводы по итогам виртуальных экспериментов должны прежде всего содержать *анализ результатов моделирования и сравнение этих результатов с известными фактами реальности.*

С целью знакомства с *существующими оптическими явлениями* в заданиях для выполнения виртуальных работ приведены ссылки канала YouTube на видеоролики *с демонстрацией реальных оптических экспериментов, демонстрирующих волновые проявления света.*

Предварительное знакомство с экспериментами позволяет после выполнения виртуальных работ сравнить результаты моделирования и компьютерных симуляций с реальными проявлениями изучаемых физических систем, процессов и явлений.

Для успешного выполнения любой виртуальной работы необходимо предварительное знакомство с описанием работы и теоретическими представлениями, лежащими в основе объяснения и моделирования физических систем, процессов и явлений.

После выполнения виртуальных компьютерных работ студенты должны предоставлять отчеты, правила оформления которых аналогичны правилам, установленным кафедрой общей физики НГТУ НЭТИ для традиционного практикума физики.

2.1. Виртуальная компьютерная работа «Интерферометр Маха–Цендера»¹³

Цель работы

Анализ моделирования явления интерференции света в компьютерной симуляции работы интерферометра Маха–Цендера.

Решаемые задачи

1. Проверить соответствие функционирования *виртуальной оптической установки* процессам и явлениям, имеющим место в *реальном интерферометре.*

¹³ Разработчики: О.О. Гусельникова, А.В. Кунц, Е.А. Молодцова (ФПМИ, НГТУ, Новосибирск, 2015 г.).

2. Проверить правильность визуализации изменений в интерференционной картине при моделировании влияния размещения газа в тестовой камере интерферометра.

3. Проведя виртуальные эксперименты, определить значения показателя преломления для выбранных газов.

4. Проверить соответствие определенных из виртуальных экспериментов значений показателя преломления выбранных газов экспериментальным значениям, приведенным в справочниках.

5. Оформить отчет с результатами моделирования и выводами в соответствии с поставленной целью и решенными задачами.

Моделируемые система и процесс

Моделируется процесс интерференции когерентных монохроматических световых волн в интерферометре Маха–Цендера. *Приближение Фраунгофера* (плоские электромагнитные волны) используется для математического описания интерференционной картины распределения интенсивности света на регистрирующем экране интерферометра.

Моделируемая интерференционная картина визуализируется на регистрирующем экране виртуальной установки. По наблюдаемому сдвигу полос интерференционной картины в виртуальном эксперименте можно определить показатель преломления исследуемого газа, помещенного в тестовую камеру (кювету) интерферометра.

Интерфейс виртуальной компьютерной работы

Графический интерфейс виртуальной компьютерной работы содержит *две основные области* (рис. 2.1):

- область визуализации *виртуальной оптической установки (главное окно)*;
- *панель управления* виртуальным экспериментом.

Виртуальная установка представлена стилизованными 3D-изображениями интерферометра Маха–Цендера и регистрирующего экрана для наблюдения интерференционной картины.

Главное окно программы имеет два режима визуализации: «**Интерферометр**» и «**Экран**».

В режиме «**Интерферометр**» (рис. 2.1) визуализируется *виртуальная оптическая установка*, включая *интерферометр Маха–Цендера* и *экран* для наблюдения интерференционной картины.

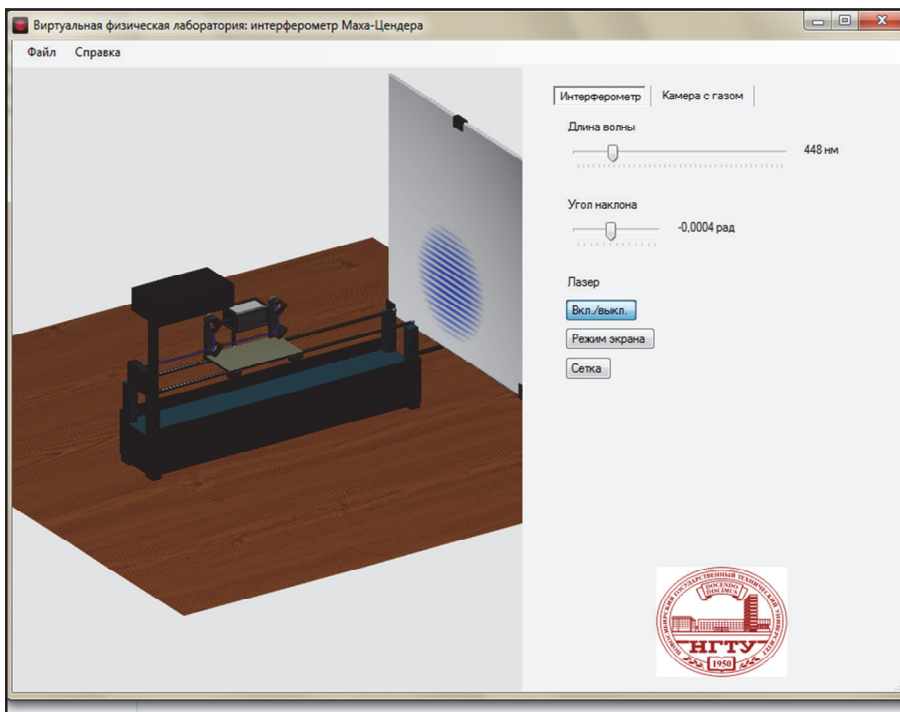


Рис. 2.1. Интерфейс виртуальной компьютерной работы «Интерферометр Маха–Цендера»

В режиме «Экран» (рис. 2.2) визуализируется *только регистрирующий экран виртуальной оптической установки* с получаемой в виртуальном эксперименте интерференционной картиной, дающей возможность регистрировать и производить измерения координат максимумов и минимумов освещенности с помощью масштабной *измерительной сетки (линейки)*. Изображение интерференционной картины визуализируется цветом, соответствующим значению выбранной длины волны монохроматического излучения.

Нажатие кнопки «Сетка» в режиме «Экран» добавляет к изображению интерференционной картины линейку с делениями (рис. 2.2). Линейка позволяет определить количество полос, на которое сдвинулась интерференционная картина после заполнения газом тестовой камеры интерферометра.

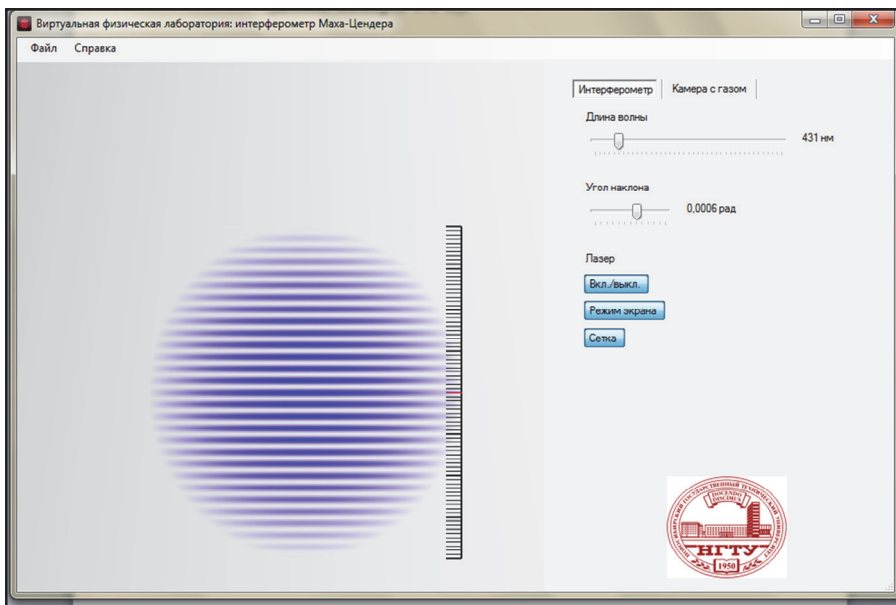


Рис. 2.2. Главное окно интерфейса виртуальной компьютерной работы «Интерферометр Маха–Цендера». Режим «Экран»

Выделяемое *синим цветом* деление линейки отмечает *начальное положение центрального максимума* интерференционной картины на регистрирующем экране установки. После помещения газа в тестовую камеру интерференционная картина смещается. *Новое положение центрального максимума* отмечается делением линейки *красного цвета*.

Панель управления содержит две вкладки для управления виртуальным экспериментом.

Вкладка «*Интерферометр*» позволяет осуществлять:

- выбор *длины волны* монохроматического светового излучения источника;
- выбор *угла наклона* зеркал интерферометра, позволяющий получить устойчивую интерференционную картину на экране установки;
- включение/выключение источника *монохроматического* света;
- включение/выключение *режима экрана* виртуальной установки для наблюдения интерференционной картины;

- включение/выключение *масштабной измерительной сетки* на экране для наблюдения.

Вкладка «Камера с газом» позволяет осуществлять:

- выбор *исследуемого газа* для эксперимента;
- помещение/удаление *газа* из тестовой камеры (длина камеры 0,1 м).

Дополнительно к перечисленным возможностям с помощью компьютерной мыши можно выполнять манипуляции, связанные с поворотами виртуальной установки и масштабированием 3D-изображения.

Задание для выполнения виртуальной компьютерной работы

1. Ознакомьтесь с демонстрацией работы реального интерферометра Маха–Цендера, просмотрев предлагаемый видеоролик канала YouTube (<https://youtu.be/YEf6suQgEfw>).

2. Активизируйте исполняемый файл виртуальной работы «Интерферометр Маха–Цендера». Перейдите в полноэкранный режим.

3. Ознакомьтесь с интерфейсом и возможностями виртуальной работы. При необходимости обратитесь к «Справке».

4. Получите *рабочую формулу*, позволяющую рассчитать показатель преломления газа, помещенного в тестовую камеру (кювету) интерферометра по сдвигу интерференционной картины.

5. Проверьте визуальное соответствие функционирования *виртуальной оптической установки* процессам и явлениям, имеющим место в реальном интерферометре.

6. С помощью полученной *рабочей формулы* найдите показатели преломления для *трех различных газов*, проведя эксперименты на виртуальной оптической установке согласно описанным ниже действиям.

1. На вкладке «Интерферометр» произведите:

- включение источника монохроматического света;
- выбор длины волны светового излучения;
- выбор угла наклона зеркал интерферометра.

2. Глядя на экран виртуальной установки, добейтесь *отчетливой интерференционной картины* путем изменения угла наклона зеркал интерферометра.

3. На вкладке «Камера с газом» произведите:

- выбор газа для эксперимента;

- помещение газа в тестовую камеру (*длина камеры $L = 0.1$ м*).
4. Перейдите в режим «Экран».
 5. Нажав кнопку «Сетка», добавьте линейку на экран и определите сдвиг интерференционной картины (на сколько интерференционных полос сместилось положение центрального максимума).
 6. С помощью *полученной рабочей формулы* по наблюдаемому сдвигу интерференционной картины определите показатель преломления выбранного газа.
 7. Сравните полученное в виртуальном эксперименте значение показателя преломления газа со справочными значением показателя преломления данного газа.
 8. Оформите отчет с результатами моделирования и выводами, *сделанными в соответствии с поставленной целью и решаемыми задачами.*

2.2. Виртуальная компьютерная работа «Дифракция света на системе щелей»¹⁴

Цель работы

Анализ моделирования явления дифракции в компьютерной симуляции процесса дифракции света на системе параллельных щелей.

Решаемые задачи

1. Проверить соответствие функционирования *виртуальной оптической установки* процессам и явлениям, имеющим место *в реальном эксперименте при наблюдении дифракции света на системе параллельных щелей* (дифракционная решетка).
2. Проверить правильность *визуализации дифракционной картины* при моделировании влияния изменений длины волны света и параметров дифракционной решетки на изменение распределения интенсивности света в дифракционной картине.
3. Определить значение длины волны выбранного монохроматического излучения, проделав виртуальные эксперименты по дифракции света *на одной и нескольких щелях.*

¹⁴ Разработчики: О.Ю. Нартова, Т.Ю. Свитлик, Е.А. Шовкопляс (ФПМИ, НГТУ, Новосибирск, 2010 г.).

4. Проверить соответствие *определенных из виртуальных экспериментов значений* длины волны излучения *значению* длины волны выбранного монохроматического излучения.

5. Оформить отчет с результатами моделирования и выводами, *сделанными в соответствии с поставленной целью и решаемыми задачами.*

Моделируемые система и процесс

Моделируется процесс дифракции *монохроматического светового излучения* на дифракционной решетке – системе параллельных щелей. Для математического моделирования картины распределения интенсивности света на регистрирующем экране виртуальной установки используется *приближение Фраунгофера* (плоские электромагнитные волны).

Моделируемая *дифракционная картина* визуализируется несколькими способами:

- в виде окрашенных в цвет излучения *изображений наблюдаемых дифракционных картин* распределений интенсивности света на регистрирующем экране виртуальной установки;
- в виде *графика зависимости интенсивности* света от координат точек регистрирующего экрана виртуальной установки.

Интерфейс виртуальной компьютерной работы

Графический интерфейс виртуальной работы содержит *три основные области* (рис. 2.3):

- *область 3D-визуализации виртуальной оптической установки;*
- *область для вывода графика распределения* интенсивности света при дифракции и *визуализации картины распределения* интенсивности света на регистрирующем экране виртуальной установки;
- *панель управления* виртуальным экспериментом.

Виртуальная оптическая установка представлена стилизованным 3D-изображением расположенной на платформе оптической стойки с закрепленным наверху источником монохроматического излучения, держателем с дифракционной решеткой и экраном для наблюдения дифракционной картины (регистрирующий экран).

Держатель с *дифракционной решеткой* может перемещаться в вертикальном направлении по оптической стойке. За счет этого изменяется расстояние от дифракционной решетки до экрана.

После прохождения через дифракционную решетку пучок монохроматического света визуализируется системой лучей в соответствии с моделируемым дифракционным распределением (в приближении Фраунгофера для плоских волн).

Область для вывода графика и визуализации дифракционной картины располагается слева от основного изображения виртуальной оптической установки и содержит изображаемые на фоне масштабной сетки график распределения интенсивности и визуализированную дифракционную картину, окрашенную в цвет, соответствующий выбранному для моделирования монохроматическому излучению.

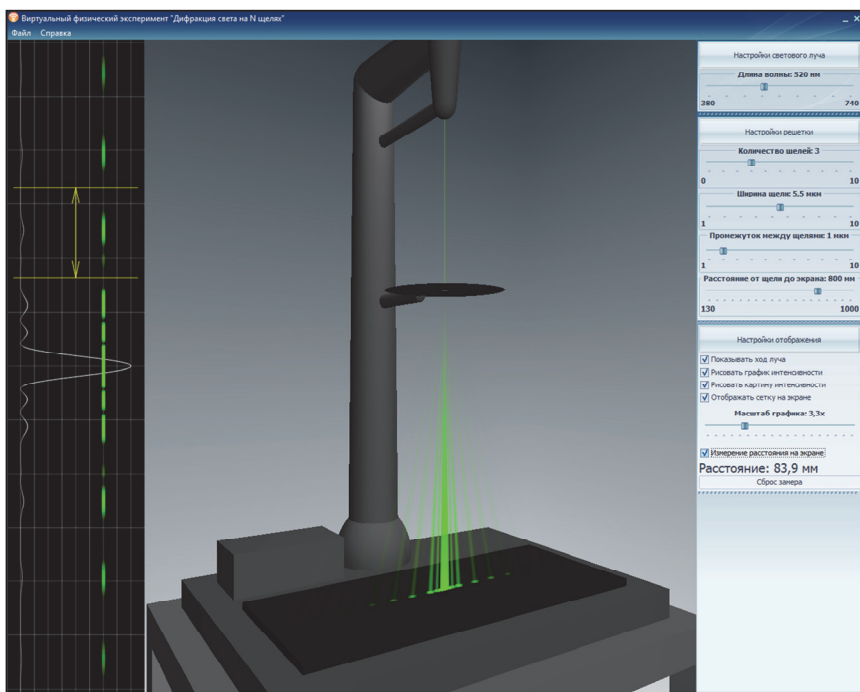


Рис. 2.3. Интерфейс виртуальной компьютерной работы «Дифракция света на системе щелей»

Управляющая панель графического интерфейса позволяет осуществлять следующие настройки виртуальной оптической установки для проведения виртуальных экспериментов.

1. Настройки *светового луча*: длина волны светового излучения (380...740 нм).

2. Настройки *дифракционной решетки*:

- количество щелей (1...10);
- ширина щели (1...10 мкм);
- промежуток между щелями (1...10 мкм);
- расстояние от дифракционной решетки до регистрирующего экрана (100...1000 мм).

3. Настройки *отображения*:

- показывать ход лучей;
- изображать график распределения интенсивности;
- визуализировать картину распределения интенсивности;
- отобразить сетку на экране;
- измерять расстояния на экране;
- осуществлять сброс результата измерений.

Измерение расстояний между максимумами или минимумами дифракционной картины осуществляется с помощью встроенного в графический интерфейс измерительного программного инструмента, реализуемого с помощью компьютерной мыши.

Дополнительно к перечисленным возможностям с помощью компьютерной мыши можно осуществлять манипуляции, связанные с поворотами виртуальной установки и масштабированием 3D-изображения.

Задание для выполнения виртуальной компьютерной работы

1. Ознакомьтесь с демонстрацией явления дифракции света на дифракционных решетках в реальном эксперименте, просмотрев предлагаемый видеоролик канала YouTube (<https://www.youtube.com/watch?v=i1qR0B3uYzQ>).

2. Активизируйте исполняемый файл виртуальной компьютерной работы «Дифракция света на системе щелей». Перейдите в полноэкранный режим.

3. Ознакомьтесь с интерфейсом и возможностями виртуальной оптической установки. При необходимости обратитесь к «Справке».

4. Получите *рабочие формулы*, позволяющие рассчитать длину волны светового излучения по положениям максимумов дифракционной картины для одной и нескольких параллельных щелей.

5. Проверьте визуальное соответствие функционирования *виртуальной оптической установки* процессам и явлениям, имеющим место в реальном эксперименте при наблюдении дифракции света на системе параллельных щелей.

6. Прodelайте виртуальные эксперименты по наблюдению дифракции монохроматического света на одной щели. Пронаблюдайте, как изменяется дифракционная картина от одной щели при изменении длины волны монохроматического излучения, ширины щели, расстояния от щели до экрана. Объясните зарегистрированные закономерности.

7. Прodelайте виртуальные эксперименты по наблюдению дифракции монохроматического света на нескольких щелях. Зафиксируйте значения длины волны излучения, ширины щели, промежутка между щелями, расстояния от решетки до экрана. Пронаблюдайте, как изменяется дифракционная картина, возникающая при прохождении света через 1, 2, 4, 8 щелей. Объясните зарегистрированные закономерности.

8. Прodelайте виртуальный эксперимент по определению длины волны излучения из дифракционной картины при дифракции света на одной щели:

- установите определенное значение длины волны излучения в диапазоне от 380 до 740 нм;
- установите определенные значения ширины щели в диапазоне от 1 до 10 мкм и расстояния от щели до экрана в диапазоне от 100 до 1000 мм;
- запишите все установленные значения физических величин;
- в настройках отображения поставьте галочку в поле «Рисовать картину интенсивности»;
- проанализируйте полученную картину распределения интенсивности;
- определите положение дифракционного максимума первого порядка:
 - ✓ поставьте галочку в поле «Измерение расстояния на экране»;
 - ✓ на графике распределения интенсивности двойным щелчком левой кнопки мыши зафиксируйте начало отсчета на точке центрального дифракционного максимума, предварительно поместив туда курсор мыши;
 - ✓ передвиньте курсор мыши в точку дифракционного максимума первого порядка и одинарным щелчком левой кнопки мыши зафиксируйте его положение;
 - ✓ запишите измеренное расстояние между дифракционными максимумами.

- Используя *условие наблюдения максимума первого порядка* при дифракции света на одной щели, рассчитайте *длину волны излучения*;

- сравните полученный результат с заданным значением длины волны излучения.

9. Проведите виртуальный эксперимент *по определению длины волны излучения* из дифракционной картины при дифракции света на нескольких щелях:

- используя значения физических величин, взятых *из предыдущего эксперимента*, установите значение количества щелей $N = 8$;

- реализуйте действия, аналогичные *для предыдущего эксперимента*, и определите положение главного дифракционного максимума первого порядка;

- используя условие наблюдения главного дифракционного максимума первого порядка при дифракции света на нескольких щелях, рассчитайте длину волны излучения;

- сравните полученный результат с *заданным значением длины волны излучения и результатом предыдущего эксперимента*.

10. Оформите отчет с результатами моделирования и выводами, *сделанными в соответствии с поставленной целью и решаемыми задачами*.

2.3. Виртуальная компьютерная работа «Опыт Малюса»¹⁵

Цель работы

Анализ моделирования процесса изменения состояния поляризации света в компьютерной симуляции прохождения поляризованного света через систему «поляризатор-анализатор».

Решаемые задачи

1. Проверить соответствие функционирования *виртуальной оптической установки* процессам и явлениям, имеющим место *в реальном эксперименте* при прохождении света через систему «поляризатор-анализатор».

¹⁵ Разработчики: А.Е. Пекшев, Ю.Р. Савицкий, С.А. Сергеева, А.О. Цыганков (ФПМИ, НГТУ, Новосибирск, 2015 г.).

2. Проверить правильность визуализации картины распределения поля электрической составляющей электромагнитной волны при моделировании прохождения света через систему «*поляризатор-анализатор*».

3. Проверить соответствие закону Малюса определенных из виртуальных экспериментов зависимостей интенсивности света на выходе из системы «*поляризатор-анализатор*» от угла между главными плоскостями (плоскости пропускания) поляризатора и анализатора.

4. Оформить отчет с результатами моделирования и выводами, *сделанными в соответствии с поставленной целью и решаемыми задачами.*

Моделируемые система и процесс

Моделируется процесс прохождения световой волны через систему двух последовательно расположенных поляризаторов (система «*поляризатор-анализатор*»). Динамически визуализируется пространственное изображение светового вектора (вектор напряженности \mathbf{E} электрической составляющей электромагнитной волны) в процессе прохождения света через систему «*поляризатор-анализатор*».

Интерфейс виртуальной компьютерной работы

Графический интерфейс виртуальной работы содержит *две основные области* (рис. 2.4):

- область 3D-визуализации *виртуальной оптической установки* и динамической визуализации пространственного *распределения светового вектора* (вектор напряженности \mathbf{E} электрической составляющей);
- *панель управления* виртуальным экспериментом.

Виртуальная оптическая установка представлена стилизованным 3D-изображением оптической скамьи с находящимися на ней источником света, двумя поляризаторами (*система «поляризатор-анализатор»*) и экраном для визуального наблюдения изменения интенсивности прошедшего через систему света.

На панели управления имеются две вкладки: «Физика» и «Визуализация».

Вкладка «Физика» позволяет изменять значение *длины волны монохроматического светового излучения, значения углов поворота*

поляризаторов и *качество* поляридов (коэффициент пропускания света поляризатором вне зависимости от состояния поляризации). На этой же вкладке расположены *индикаторы значений интенсивности* света на входе и выходе из системы «поляризатор-анализатор».

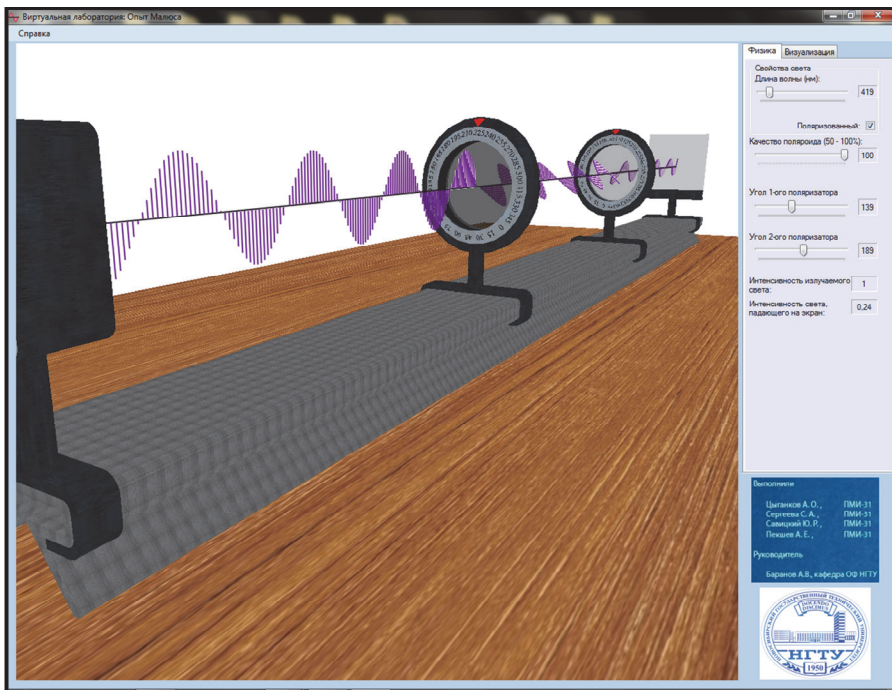


Рис. 2.4. Интерфейс виртуальной компьютерной работы «Опыт Малюса»

Вкладка «Визуализация» дает возможность делать иным *режим динамической визуализации* моделируемого процесса изменения пространственного распределения светового вектора (вектор напряженности E электрической составляющей электромагнитной волны) в процессе прохождения светом системы «поляризатор–анализатор»,

Дополнительно к перечисленным возможностям с помощью компьютерной мыши можно осуществлять манипуляции, связанные с поворотами виртуальной установки и масштабированием 3D-изображения.

Задание для выполнения виртуальной компьютерной работы

1. Познакомьтесь с демонстрацией прохождения света через поляризаторы, просмотрев предлагаемый видеоролик канала YouTube (<https://www.youtube.com/watch?v=xDIVlk7Jf3I>).

2. Активизируйте исполняемый файл виртуальной компьютерной работы «Опыт Малюса». Перейдите в полноэкранный режим.

3. Ознакомьтесь с интерфейсом и возможностями виртуальной оптической установки. При необходимости обратитесь к «Справке».

4. Проверьте визуальное соответствие функционирования *виртуальной оптической установки* процессам и явлениям, имеющим место *в реальном эксперименте* при наблюдении прохождения света через систему «поляризатор–анализатор».

5. Пронаблюдайте изменение состояния поляризации при прохождении света через систему «*поляризатор–анализатор*». Объясните зарегистрированные закономерности.

6. Снимите зависимость интенсивности света I на выходе из анализатора (второй поляризатор) от угла поворота α анализатора при значениях коэффициента качества $K = 1,0$ и $K = 0,5$. Показания снимать через каждые 10 градусов и заносить в подготовленную таблицу измерений.

7. Постройте графики полученных зависимостей $I(\alpha)$.

8. Проанализируйте результаты наблюдений и полученные зависимости I .

9. Оформите отчет с результатами моделирования и выводами, *сделанными в соответствии с поставленной целью и решаемыми задачами*.

2.4. Виртуальная компьютерная работа «Вращение плоскости поляризации света»¹⁶

Цель работы

Анализ моделирования процесса вращения плоскости поляризации света в компьютерной симуляции прохождения плоскополяризованного света через оптически активную среду (раствор).

¹⁶ Разработчики: К.А. Пузанов, В.Е. Уваров (ФПМИ, НГТУ, Новосибирск, 2012 г.).

Решаемые задачи

1. Проверить соответствие функционирования *виртуальной оптической установки* процессам и явлениям, которые имеют место при прохождении плоскополяризованного света через оптически активную среду (*раствор*).

2. Проверить правильность моделирования и визуализации изменений в распределении поля электрической составляющей (вектор напряженности \mathbf{E}) электромагнитной волны при прохождении плоскополяризованного света через оптически активную среду (*раствор*).

3. Получить *рабочую формулу*, позволяющую рассчитать значение удельной постоянной вращения раствора вещества $[\alpha]$ по известному значению массовой концентрации раствора и углу поворота плоскости поляризации при прохождении монохроматического плоскополяризованного света через раствор.

4. Для выбранных трех растворов различных веществ определить зависимости угла поворота плоскости поляризации света от значения массовой концентрации вещества в растворе.

5. Построить графики зависимостей, определенных в п. 4. С помощью графиков рассчитать средние значения удельной постоянной вращения $[\alpha]$ для выбранных растворов.

6. Оформить отчет с результатами моделирования и выводами, сделанными в соответствии с поставленной целью и решаемыми задачами.

Моделируемые оптическая система и процесс

Моделируется и визуализируется процесс естественного вращения плоскости поляризации (плоскость колебаний светового вектора) при распространении плоскополяризованного света в оптически активной среде (*раствор*), находящейся в кювете поляриметра.

Интерфейс виртуальной компьютерной работы

Графический интерфейс виртуальной компьютерной работы содержит *две основные области* (рис. 2.5):

- область 3D-визуализации *виртуальной оптической установки* (*виртуальный поляриметр*) и динамической визуализации пространственного *распределения светового вектора* при распространении

плоскополяризованного монохроматического света в оптически активной среде;

- панель управления виртуальным экспериментом.

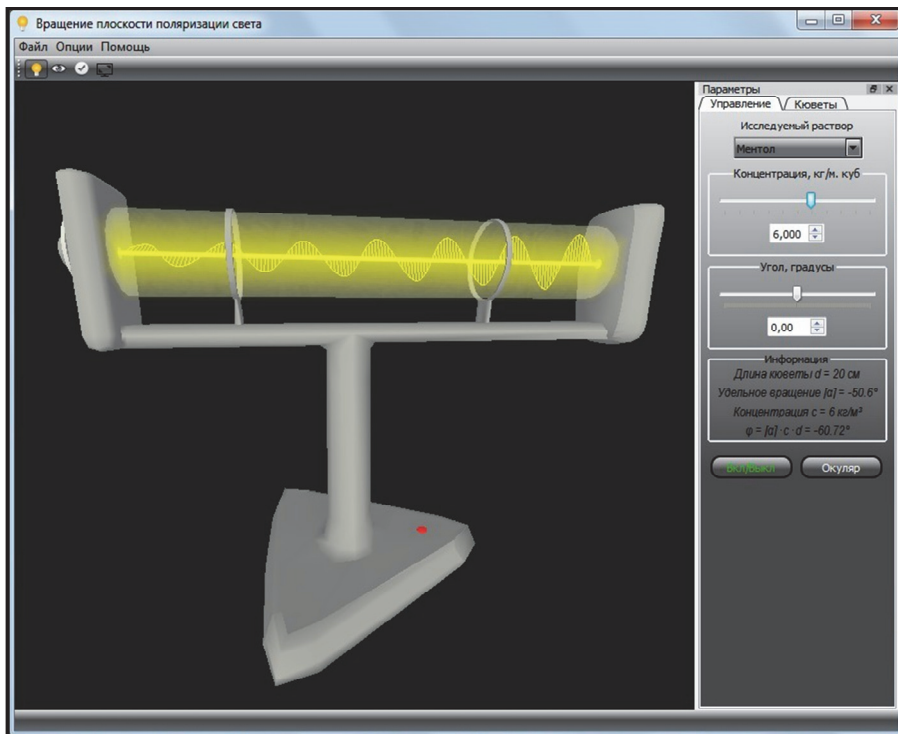


Рис. 2.5. Интерфейс виртуальной компьютерной работы «Вращение плоскости поляризации света». Режим «Установка»

Виртуальная оптическая установка представлена стилизованным 3D-изображением *поляриметра* с источником монохроматического плоскополяризованного света и встроенной прозрачной кюветой для помещения исследуемого раствора. На выходе поляриметра имеется анализатор, значение угла поворота которого определяется по угловой шкале окуляра.

Панель управления содержит две вкладки: «Управление» и «Кюветы».

Вкладка «Управление» позволяет:

- выбирать исследуемый раствор;
- задавать массовую концентрацию раствора;
- изменять и регистрировать угол поворота анализатора;
- считывать информацию о кювете и растворе;
- включать и выключать источник монохроматического плоскополяризованного света;
- переходить в режим «Окуляр» (рис. 2.6).

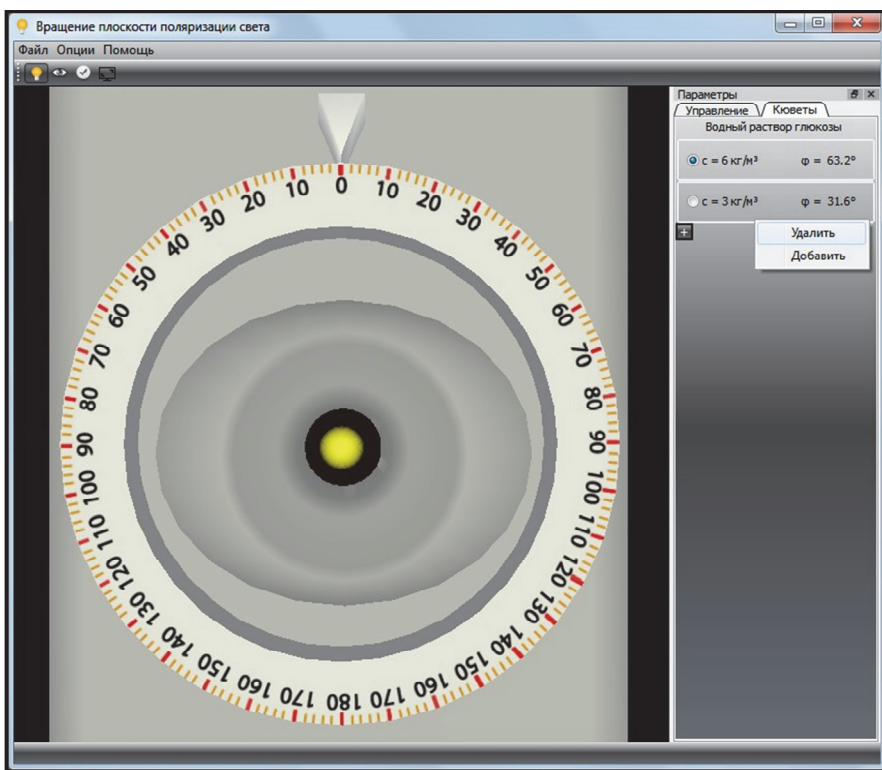


Рис. 2.6. Интерфейс виртуальной компьютерной работы «Вращение плоскости поляризации света». Режим «Окуляр»

Вкладка «Кюветы» позволяет сохранять информацию об экспериментах (концентрация раствора, угол поворота анализатора).

Дополнительно к перечисленным возможностям с помощью компьютерной мыши можно осуществлять манипуляции, связанные с поворотами виртуальной установки и масштабированием 3D-изображения.

Задание для выполнения виртуальной компьютерной работы

1. Познакомьтесь с демонстрацией явления вращения плоскости поляризации света, просмотрев предлагаемый видеоролик канала YouTube (<https://www.youtube.com/watch?v=Y5MGDIgxCY>).

2. Активизируйте исполняемый файл виртуальной компьютерной работы «Вращение плоскости поляризации света». Перейдите в полноэкранный режим.

3. Ознакомьтесь с интерфейсом и возможностями виртуальной оптической установки. При необходимости обратитесь к «Справке».

4. Пронаблюдайте прохождение поляризованного света через оптически активное вещество – раствор, помещенный в кювету виртуального поляриметра.

5. Для выбранных трех растворов различных веществ (вещество задается преподавателем из набора: сахароза, глюкоза, фруктоза, ментол, стрихнин), проделав виртуальные эксперименты, определите *зависимости угла поворота плоскости поляризации света от концентрации раствора* изменением значения концентрации, и занесите результаты в заранее подготовленную таблицу.

Следуйте алгоритму:

а) во вкладке «Управление» установите в поле «Исследуемый раствор» пустую кювету и перейдите в режим «Окуляр». Включите свет. Поверните анализатор на такой угол, чтобы плоскость колебаний светового вектора приходящего к анализатору луча была перпендикулярна плоскости пропускания анализатора (в этом случае интенсивность света, пропускаемого анализатором, будет наименьшей). Такая установка ориентации анализатора называется установкой на «темноту». Соответствующий угол обозначим φ_1 ;

б) во вкладке «Управление» в поле «Исследуемый раствор» сделайте выбор раствора. Задайте массовую концентрацию раствора в диапазоне от 2 до 10 кг/м³. После этого за анализатором появляется свет;

в) поверните анализатор на ближайший угол так, чтобы снова произошла установка на «темноту». Этот угол обозначим как φ_2 . Угол поворота плоскости поляризации света при прохождении через оптически активный раствор определяется разностью $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$.

6. По результатам измерений постройте графики зависимостей угла поворота плоскости поляризации света от значения массовой концентрации для исследуемых растворов.

7. С помощью построенных графиков (см. п. 6) определите средние значения удельной постоянной вращения $[\alpha]$ для выбранных растворов.

8. Оформите отчет с результатами моделирования и выводами, сделанными в соответствии с поставленной целью и решаемыми задачами.

2.5. Виртуальная компьютерная работа «Поляризованный свет в анизотропном кристалле»¹⁷

Цель работы

Анализ моделирования процесса изменения состояния поляризации света в компьютерной симуляции прохождения поляризованного света через прозрачный одноосный анизотропный кристалл.

Решаемые задачи

1. Проверить соответствие функционирования *виртуальной оптической установки* процессам и явлениям, имеющим место при прохождении поляризованного света через прозрачный одноосный анизотропный кристалл.

2. Проверить правильность моделирования и визуализации распределения поля электрической составляющей электромагнитной волны при прохождении поляризованного света через одноосный анизотропный кристалл.

3. Оформить отчет с результатами моделирования и выводами, сделанными в соответствии с поставленной целью и решаемыми задачами.

¹⁷ Разработчики: И.С. Малахов, А.С. Алексашин, А.В. Шарашкина, Е.А. Тябин (ФПМИ, НГТУ, Новосибирск, 2017 г.).

Моделируемые система и процесс

Моделируется и визуализируется процесс распространения поляризованной монохроматической световой волны в прозрачном одноосном анизотропном кристалле. Поляризованный свет (с заданным состоянием поляризации) падает по нормали на грань плоскопараллельной кристаллической пластинки, оптическая ось которой параллельна этой грани.

Колебания светового вектора входящей в кристалл электромагнитной волны представляются как суперпозиция двух ортогональных когерентных колебаний в направлениях, параллельном и перпендикулярном к оптической оси кристалла.

Так как значение показателя преломления кристалла зависит от направления в кристалле, то на выходе из кристалла две когерентные волны с ортогональными линейными поляризациями получают *дополнительную разность фаз*, обусловленную *оптической разностью хода*. Это приводит к изменению состояния поляризации результирующей световой волны на выходе из кристаллической пластинки.

Характер изменения состояния поляризации зависит от толщины кристалла и значений показателей преломления n_o и n_e для двух ортогональных составляющих электромагнитной волны («обыкновенной» и «необыкновенной»).

Элементы управления виртуальным экспериментом, расположенные на панели управления, позволяют изменять характеристики кристаллической пластины (толщина, вещество) и состояние поляризации света, выходящего из источника и входящего в кристалл.

Трансформация состояния поляризации электромагнитной волны визуализируется динамически с помощью пространственного изображения светового вектора.

Интерфейс виртуальной компьютерной работы

Графический интерфейс виртуальной компьютерной работы содержит *две основные области* (рис. 2.7):

- область 3D-визуализации *виртуальной оптической установки* и динамической визуализации *пространственного распределения светового вектора* (вектор напряженности \mathbf{E} электрической составляющей

электромагнитной волны) при распространении поляризованного света в прозрачном одноосном анизотропном кристалле,

- панель управления виртуальным экспериментом.

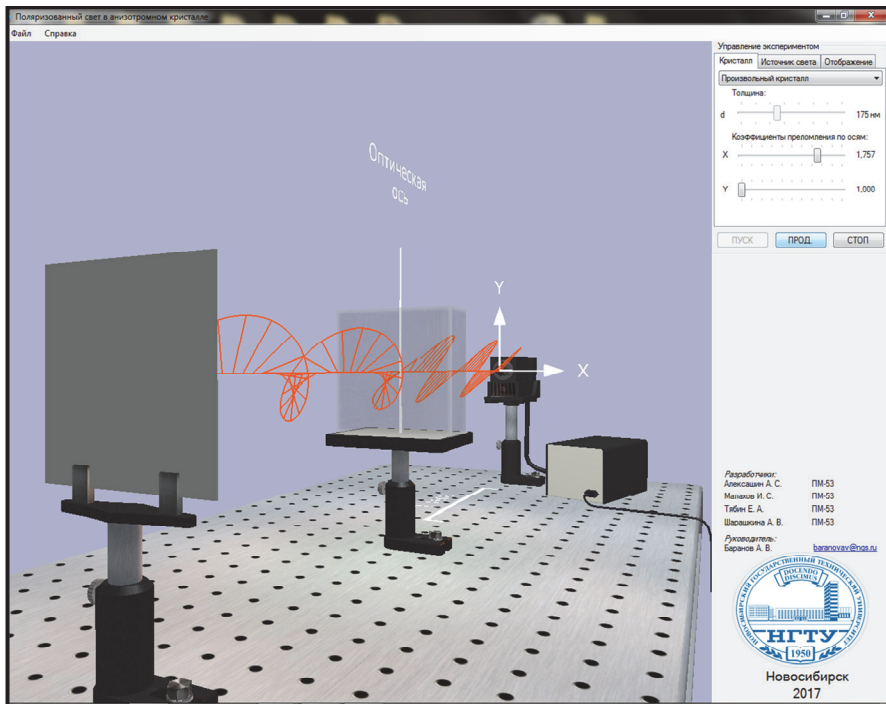


Рис. 2.7. Интерфейс виртуальной компьютерной работы «Поляризованный свет в анизотропном кристалле»

В главном окне визуализированы стилизованные 3D-изображения оптического стола и расположенных на нем элементов виртуальной установки:

- источник поляризованного света с регулируемыми характеристиками световой волны;
- стоящая на подставке плоскопараллельная пластина, вырезанная из одноосного двулучепреломляющего кристалла с гранями, параллельными его оптической оси;

- экран, регистрирующий факт прохождения света сквозь кристаллическую пластину.

Процесс распространения света динамически визуализируется в форме *пространственного распределения светового вектора*, отражающего трансформацию характера поляризации световой волны при прохождении через плоскопараллельную пластинку.

Структура поляризованной электромагнитной волны представлена динамическим 3D-изображением *мгновенного распределения светового вектора (вектор напряженности E) в пространстве* на оси системы и огибающей векторов, соответствующей этому распределению. В интерфейсе предусмотрена возможность визуализации двух ортогональных составляющих электромагнитной волны.

Панель управления виртуальным экспериментом содержит три вкладки:

- кристалл;
- источник света;
- отображение.

Вкладка «Кристалл» позволяет:

- выбирать определенное кристаллическое вещество из списка;
- «создавать» искусственный кристалл с заданными значениями показателя преломления для двух ортогональных направлений в кристалле (вдоль и поперек оптической оси);
- задавать толщину кристалла.

Вкладка «Источник света» позволяет:

- выбирать значение длины волны монохроматического светового излучения;
- выбирать значения амплитуд (относительные единицы) ортогональных составляющих светового вектора монохроматической поляризованной волны на выходе из источника света;
- выбирать значение разности фаз ортогональных составляющих монохроматической поляризованной световой волны на выходе из источника света.

Последних два пункта определяют тип поляризации световой волны на выходе из источника.

Вкладка «Отображение» позволяет:

- выбирать способ визуализации пространственного изменения светового вектора по мере распространения волны (огibaющая и (или) векторы);

- выбирать вариант изображения светового вектора (результатирующий вектор или (и) его ортогональные компоненты);
- регулировать скорость анимации;
- скрывать или отображать ортогональные оси для двух направлений в кристалле;
- скрывать или отображать кристалл;
- запускать, прерывать или останавливать процесс.

Кнопки «Пуск», «Стоп», «Продолжить» дают возможность начинать и останавливать очередной виртуальный эксперимент (остановка динамического изображения в режиме ожидания), продолжать эксперимент с текущего состояния после остановки.

Изменения сорта вещества кристалла и частоты светового излучения сопровождаются изменениями цветовой гаммы в визуализированных 3D-изображениях кристалла и световой волны.

Дополнительно к перечисленным возможностям с помощью компьютерной мыши можно осуществлять манипуляции, связанные с поворотами виртуальной установки и масштабированием 3D-изображения.

Задание для выполнения виртуальной компьютерной работы

1. Познакомьтесь с демонстрацией явления двойного лучепреломления, просмотрев предлагаемые видеоролики канала YouTube (<https://www.youtube.com/watch?v=xDqXUOKxNKg>; <https://www.youtube.com/watch?v=Ps0FcQY2y2k>).
2. Активизируйте исполняемый файл виртуальной компьютерной работы «Поляризованный свет в анизотропном кристалле».
3. Ознакомьтесь с интерфейсом и возможностями виртуальной оптической установки. При необходимости обратитесь к «Справке».
4. Выбрав определенное кристаллическое вещество из предлагаемого набора, наблюдайте прохождение поляризованного света сквозь прозрачный одноосный анизотропный кристалл посредством изменения длины волны излучения и толщины кристалла. Дайте объяснение наблюдаемому процессу.
5. Смоделируйте в виртуальном эксперименте трансформацию *линейно поляризованного* света на входе в *циркулярно поляризованный* свет на выходе из одноосной кристаллической пластинки.

Следуйте алгоритму:

- задайте определенное значение длины волны излучения источника;
- задайте значения амплитуд и разности фаз ортогональных составляющих световой волны на выходе из источника;
- задайте значения показателя преломления для двух ортогональных направлений и толщину искусственного кристалла такими, чтобы получилась пластинка в четверть длины волны;
- наблюдайте и проанализируйте процесс трансформации поляризации волны при прохождении света сквозь прозрачный одноосный анизотропный кристалл;
- наблюдайте и проанализируйте поведение ортогональных составляющих волны при прохождении света сквозь кристалл;
- зафиксируйте в отчете значения физических величин и наблюдаемые процессы.

6. Смоделируйте в виртуальном эксперименте трансформацию *циркулярно поляризованного* света на входе в *линейно поляризованный* свет на выходе из кристаллической пластинки.

Выполните все действия, аналогичные предыдущему алгоритму.

7. Оформите отчет с результатами моделирования и выводами, сделанными в соответствии с поставленной целью и решаемыми задачами.

**Баранов Александр Викторович
Давыдков Владимир Викторович**

**ВОЛНОВАЯ ОПТИКА
КОМПЬЮТЕРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИКЕ**

Учебное пособие

Редактор *Л.Н. Ветчакова*
Выпускающий редактор *И.П. Брованова*
Художественный редактор *А.В. Ладыжская*
Компьютерная верстка *Н.В. Гаврилова*

Налоговая льгота – Общероссийский классификатор продукции
Издание соответствует коду 95 3000 ОК 005-93 (ОКП)

Подписано в печать 16.11.2021. Формат 60 × 84 1/16. Бумага офсетная
Тираж 200 экз. Уч.-изд. л. 4,65. Печ. л. 5,0. Изд. № 195. Заказ № 713.

Цена договорная

Отпечатано в типографии
Новосибирского государственного технического университета
630073, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20