

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Физический факультет
Кафедра общей физики

М. И. Захаров, М. Ф. Ступак, Д. К. Топорков

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

Сборник лабораторных работ по физической оптике

Учебное пособие

Новосибирск – 2008

Захаров М. И., Ступак М. Ф., Топорков Д. К.

Поляризация света. Сборник лабораторных работ по физической оптике / Под ред. М. И. Захарова. / Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск, 2008. 102 с.

Работа представляет раздел поляризации света учебника по экспериментальной оптике и предназначена для студентов 2-го курса физического факультета, факультета естественных наук и геолого-геофизического факультета НГУ, а также для преподавателей лабораторного практикума.

Рецензент:

доктор физико-математических наук, В. М. Бойко

Издание подготовлено в рамках выполнения инновационно-образовательной программы *«Инновационные образовательные программы и технологии, реализуемые на принципах партнерства классического университета, науки, бизнеса и государства»* национального проекта «Образование».

© Новосибирский государственный университет, 2008

© Захаров М. И., Ступак М. Ф.,
Топорков Д. К.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Глава 1 Практические заметки о поляризации света	5
Введение.....	5
§1. Виды поляризации.....	7
§2. Способы получения различных типов поляризации.....	11
Приложение к Главе 1.....	20
Список литературы к Главе 1	22
Глава 2 Получение и исследование поляризованного света	41
Введение.....	23
§1 Описание установки.....	33
§2 Порядок выполнения работы	35
2.1. Подготовка установки к работе	35
2.2. Проверка линейности фотоприемника.....	35
2.3. Получение света с заданным состоянием поляризации при помощи пластинки $\lambda/4$	36
2.4. Исследование фазовых пластинок неизвестной толщины	37
2.5. Исследование фазовой пластинки $\lambda/2$	37
Контрольные вопросы	38
Приложение к Главе 2.....	38
Список литературы к Главе 2.....	40
Глава 3 Изучение вращения плоскости поляризации света	40
Введение.....	40
§1 Краткая теория оптической активности.....	43
§ 2 Измерение оптической активности с помощью поляриметров.....	46
§3 Описание сахариметра.....	50
Устройство и оптическая схема сахариметра СУ-4.....	50
§ 4 Порядок выполнения работы	54
Контрольные вопросы	56
Список литературы к Главе 3.....	56
Глава 4 Исследование явлений хроматической поляризации света	57
Введение.....	57

§ 1 Описание установки.....	64
§ 2 Порядок выполнения работы	65
2.1. Градуировка монохроматора и снятие дисперсионной кривой.	65
2.2. Изучение характеристик простого ИПФ (фильтра Вуда)	66
2.3. Определение основных параметров сложного ИПФ (фильтра Лио).	68
Контрольные вопросы	68
Список литературы к Главе 4.....	69
Глава 5 Изучение явления вращения плоскости поляризации света в импульсном поле	70
§1 Краткая теория явления	70
§2 Описание установки.....	74
§3 Логика выполнения работы.....	77
§4 Порядок выполнения работы	78
4.1 Стандартный вариант выполнения работы.....	77
4.2. Расширенный вариант выполнения работы.....	81
Список литературы к Главе 5.....	82
Глава 6 Изучение эффекта Поккельса и модуляции света	83
1. Краткая теория.....	84
Введение.....	84
1.1 Распространение света в анизотропной среде.....	85
1.2. Линейный электрооптический эффект (эффект Поккельса).....	87
1.3.Модулятор света.....	89
1.4. Влияние модуляции света на спектр	92
2. Экспериментальная часть.....	99
2.1. Описание установки.....	99
2.2. Выполнение работы	100
Контрольные вопросы	101
Список литературы к Главе 6.....	101
Приложение к Главе 6.....	102

Глава 1

ПРАКТИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ О ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА

ВВЕДЕНИЕ

Поперечные волны обладают изначальным, только им присущим свойством, известным под названием поляризации волн. По отношению к световым волнам применяется термин "поляризация света". Поляризация – одно из фундаментальных свойств оптического излучения (света), состоящее в неравноправии различных направлений в плоскости, перпендикулярной световому лучу.

Напомним, что плоские электромагнитные волны – поперечные, т. е. у этих волн векторы электрического и магнитного полей колеблются в плоскости, перпендикулярной направлению распространения, причем во многих случаях направление луча совпадает с направлением волнового вектора \vec{k} . В частности, в изотропных средах векторы \vec{E} , \vec{B} и \vec{k} взаимно ортогональны и образуют "правовинтовую систему". Другими словами, если смотреть вдоль вектора \vec{k} , то поворот от вектора \vec{E} к вектору \vec{B} в направлении меньшего угла соответствует движению по часовой стрелке.

Так как пространственная связь векторов \vec{E} и \vec{B} однозначна, то для полного описания состояния поляризации света требуется знать поведение лишь одного из них. Обычно для этой цели выбирают вектор \vec{E} .

Выбор электрического вектора \vec{E} для определения состояния поляризации связан с тем, что в большинстве оптических сред физические взаимодействия среды со световой волной осуществляются через электрическое поле.

В качестве примера рассмотрим распространение излучения в виде плоской монохроматической волны вдоль оси z в веществе, в котором заряженные частицы могут свободно перемещаться *только* в направлении оси y . Тогда под действием компоненты E_y вектора

\vec{E} падающей волны возникнут гармонические колебания частиц. На возбуждение этих колебаний будет затрачена часть энергии электромагнитного излучения, связанная с E_y . Следовательно, амплитуда компоненты E_y уменьшится, в то время как амплитуда E_x после прохождения волны через такое вещество не изменится. Еще одним примером может служить распространение волны в оптической среде, которая меняет разность фаз компонент E_x и E_y , не вызывая заметного затухания этих компонент.

В результате таких взаимодействий излучения с веществом, приводящих к изменению соотношения между амплитудами и фазами компонент E_x и E_y вектора \vec{E} , изменяется и состояние поляризации излучения. Следовательно, определив, как вещество меняет состояние поляризации, мы можем судить о свойствах этого вещества. А с другой стороны, изучив оптические свойства веществ, мы получим возможность создавать устройства для получения и исследования поляризованного света.

История открытия поляризации света довольно интересна. Впервые явление, в котором проявляется поляризация света – двойное преломление, было экспериментально обнаружено датчанином Эразмом Бартолином в 1669 г. Явление состоит в том, что в кристаллах луч света, преломляясь, расщепляется на два луча. Один из этих лучей называют обыкновенным, другой – необыкновенным. Эти два луча имеют разную поляризацию. Гюйгенс подробно исследовал это явление и в 1690 г описал его закономерности с помощью структурной, хотя и далекой от истины формальной теории.

Сам термин "поляризация света" был введен французским физиком Малюсом, который более чем через сто лет после работ Гюйгенса открыл явление поляризации света при отражении от поверхности стекла. В 1808 г. он, наблюдая сквозь кусок исландского шпата отражение заходящего солнца в окнах одного из парижских дворцов, обнаружил различную яркость двух изображений, меняющуюся при вращении кристалла. Семантика предложенного Малюсом термина "поляризация" корпускулярного происхождения. И это исторически объяснимо, потому что

разрабатываемая в ту пору волновая теория света опиралась на представление об упругих продольных волнах, для которых понятие поляризации отсутствовало. В корпускулярных же представлениях описание оказывалось возможным с помощью несимметричных и каким-то образом ориентированных световых частиц (аналогично поляризации диэлектриков в электрическом поле).

Только волновая теория электромагнитного поля Максвелла создала адекватные представления для описания и объяснения разнообразных свойств и явлений поляризации света.

§1. ВИДЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Если при распространении световой волны направление колебаний электрического вектора хаотически изменяется и, следовательно, все его направления в плоскости, перпендикулярной распространению волны, равновероятны, то свет (или волну) называют неполяризованным, или естественным. Большинство природных и искусственных источников света излучает именно такой свет.

Если колебания электрического вектора фиксированы строго в одном направлении, то свет называется линейно поляризованным. Он может быть вертикально линейно поляризован, горизонтально линейно поляризован или линейно поляризован по любому другому направлению.

Если по одному направлению пустить два световых луча – естественный и линейно поляризованный, то получившаяся смесь будет частично поляризованным светом.

А какой будет поляризация, если по одному направлению распространяются две линейно поляризованные волны с одинаковой длиной волны λ ? Здесь могут быть разные случаи.

Если электрические вектора обеих волн колеблются вдоль одной линии, то независимо от соотношения их фаз результирующая волна также будет линейно поляризована вдоль этой линии. Когда же поляризации этих двух волн будут взаимно перпендикулярны, то результат существенно зависит от разности фаз волн.

Рассмотрим эту ситуацию подробно. Пусть свет распространяется в положительном направлении оси z , компоненты электрических векторов двух волн направим вдоль осей x и y :

$$\begin{aligned} E_x(z,t) &= E_x^0 \cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ E_y(z,t) &= E_y^0 \cos(\omega t - kz + \delta_y) \end{aligned} \quad (1)$$

Электрический вектор суммарного поля

$$\vec{E} = \vec{i}E_x(z,t) + \vec{j}E_y(z,t)$$

будет расположен в плоскости (x, y) . Выясним теперь, что представляет собой кривая, которую описывает конец этого вектора в плоскости (x, y) , (плоскость проведена через любую фиксированную точку z и вдоль оси z не движется). Эту кривую (траекторию) можно получить, если из уравнений (1) исключить $\omega t - kz$. После простых алгебраических преобразований получаем

$$\left(\frac{E_x}{E_x^0}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{E_y^0}\right)^2 - 2 \frac{\cos \delta}{E_x^0 E_y^0} E_x E_y = \sin^2 \delta \quad (2)$$

где $\delta = \delta_x - \delta_y$ – разность фаз двух волн. В терминах функциональной зависимости $y = y(x)$ E_y в выражении (2) соответствует переменной y , а E_x – переменной x . После этого пояснения выражение (2) легко прочитывается как уравнение эллипса, записанное не в главных осях (т.е. оси x и y не совпадают с главными осями эллипса).

В этом случае говорят, что суммарная волна, определяемая выражениями (1), является эллиптически поляризованной. Для полного описания эллиптической поляризации требуется знать ориентацию эллипса относительно осей координат, его форму и направление вращения суммарного вектора \vec{E} в плоскости (x, y) с течением времени.

В общем случае направление главных осей эллипса не совпадает с направлениями осей x и y . Соответствующее преобразование системы координат (вращение) позволяет привести уравнение (2) к каноническому виду. Рассмотрим новую систему координат с осями

x' и y' , направленными вдоль главных осей эллипса. В этой новой системе координат уравнение эллипса принимает вид

$$\left(\frac{E_{x'}}{a}\right)^2 + \left(\frac{E_{y'}}{b}\right)^2 = 1 \quad (3)$$

где a и b - главные оси эллипса, $E_{x'}$, $E_{y'}$ - составляющие вектора электрического поля в этих координатах.

Пусть φ - угол между направлением главной оси эллипса x' и старой осью x . Тогда длины главных осей эллипса определяются выражениями $0 \leq \varphi \leq \pi$

$$\begin{aligned} a^2 &= E_x^0 \cos^2 \varphi + E_y^0 \sin^2 \varphi + 2E_x^0 E_y^0 \cos \delta \cos \varphi \sin \varphi \\ b^2 &= E_x^0 \sin^2 \varphi + E_y^0 \cos^2 \varphi - 2E_x^0 E_y^0 \cos \delta \cos \varphi \sin \varphi \end{aligned} \quad (4)$$

угол φ можно выразить через E_x^0 , E_y^0 и $\cos \delta$:

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{2E_x^0 E_y^0}{E_x^0 - E_y^0} \cos \delta. \quad (5)$$

Направление вращения вектора $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp \{i(\omega t - kz)\}$ при эллиптической поляризации определяется знаком $\sin \delta$. При $\sin \delta > 0$ конец вектора электрического поля будет вращаться по часовой стрелке, а при $\sin \delta < 0$ – против часовой.

В частном случае, когда эллипс вырождается в окружность, свет называют циркулярно поляризованным или имеющим круговую поляризацию. Если конец электрического вектора перемещается в фиксированной плоскости против часовой стрелки для наблюдателя, расположенного перед волной, то поле обладает правой поляризацией, если по часовой – то левой. Такое определение правой и левой поляризаций согласуется с терминологией современной физики, в которой фотон с правой круговой поляризацией имеет положительный момент импульса в направлении своего распространения. Однако в некоторых книгах по оптике используется старинное противоположное соглашение.

Таким образом, линейная, круговая и эллиптическая поляризация составляют три основных типа поляризации света. При этом эллиптическая поляризация включает две другие как крайние случаи. Действительно (см. (2)), эллипс вырождается в прямую линию, когда

$$\delta = \delta_y - \delta_x = m\pi, \quad (m=0, 1, \dots) \quad (6)$$

В этом случае

$$\frac{E_y}{E_x} = -1^m \frac{E_y^0}{E_x^0}, \quad (7)$$

т.е. отношение составляющих вектора электрического поля остается постоянным, и свет является линейно поляризованным.

Другой важный частный случай отвечает циркулярно поляризованной волне или волне с круговой поляризацией. В соответствии с выражениями (2) и (4) эллипс вырождается в окружность, когда

$$\delta = \delta_y - \delta_x = \pm \frac{\pi}{2} \quad (8)$$

т. е. разность хода равна $\lambda/4$, и

$$E_x^0 = E_y^0 \quad (9)$$

Согласно нашему определению, свет является правоциркулярно поляризованным – при $\delta = -\pi/2$, что соответствует вращению вектора электрического поля против часовой стрелки, и левоциркулярно поляризованным – при $\delta = +\pi/2$, что отвечает вращению вектора электрического поля по часовой стрелке.

Эллиптичность поляризации света характеризуется параметром,

$$\rho = \pm b/a \quad (10)$$

где a и b – длины главных осей. Эллиптичность считается положительной, если вращение вектора электрического поля является правосторонним, и отрицательной в противоположном случае.

Нужно подчеркнуть, что распространение циркулярно поляризованного света вдоль направления волнового вектора следует представлять не как вращение винтовой поверхности вокруг оси (именно такая траектория получается у конца электрического вектора, если мы представим "мгновенную фотографию" для него во всем пространстве), а как перенос всей винтовой поверхности без вращения вдоль волнового вектора со скоростью света. Именно в этом случае в любой фиксированной плоскости $z = z_0$ конец электрического вектора будет совершать циркуляцию с периодом, соответствующим периоду световой волны.

Может создаться впечатление, что линейно поляризованный свет – элементарный, а циркулярно поляризованный – сложная форма, которую можно разложить на элементарные составляющие. Это неверно. Циркулярно поляризованный свет так же можно считать элементарным, как и линейно поляризованный. Ведь последний тоже можно разложить на две составляющие – правокруговую и левокруговую (см. (8), (9)). Таким образом, обе формы поляризованного света в равной степени являются элементарными.

Приведенные выше определения разных типов поляризации строго применимы только к монохроматическому свету.

Поведение вектора электрического поля в случае немонохроматического света рассмотрено в *ПРИЛОЖЕНИИ* к данной главе (с. 20).

§2. СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Для значительной части практических приложений необходимо иметь параллельный пучок лучей с линейной поляризацией. Напомним, что по новой терминологии плоскостью колебаний или плоскостью поляризации называется плоскость, в которой лежат электрический вектор \vec{E} и нормаль к фронту волны \vec{N} (направление единичного вектора \vec{N} и волнового вектора \vec{k} совпадают).

Получить линейно поляризованный свет можно, например, следующими распространенными способами:

1. С помощью отражения от поверхности изотропного диэлектрика (стекло, вода и пр.).

При некотором угле падения деполяризованной световой волны на такое зеркало, отраженный свет является линейно поляризованным. Тангенс угла падения в этом случае равен относительному показателю преломления вещества, из которого сделано зеркало. Этот угол называется углом полной поляризации или углом Брюстера и для стекла равен $\sim 57^\circ$. Плоскость поляризации отраженной волны при падении под углом Брюстера перпендикулярна к ее плоскости падения.

2. Из только что сказанного следует, что изначально неполяризованный свет, прошедший через диэлектрическую плоскопараллельную пластинку, ориентированную под углом Брюстера, приобретает преимущественную (но не полную) поляризацию, плоскость которой совпадает с плоскостью падения. Создав условия многократного прохождения света через такую пластинку под углом Брюстера, можно получить практически полностью поляризованный в плоскости падения свет. Похожий случай реализован в применяемых Вами в лабораторных работах гелий-неоновых лазерах, у которых торцы трубок с гелий-неоновой смесью внутри резонатора лазера ориентированы под углом Брюстера к лазерному лучу.

3. Наиболее часто на практике поляризованный свет получают с помощью поляризационных призм, изготовленных из прозрачных анизотропных кристаллов, или с помощью поляроидных пленок. Для того, чтобы понять, *как это получается*, давайте качественно рассмотрим прохождение света через анизотропные кристаллы.

Анизотропия кристалла обусловлена строением его решетки. Атомы или молекулы, из которых построен кристалл, расположены в определенном порядке, но этот порядок не обязательно одинаков в разных направлениях. Например, расстояния между атомами могут быть различны вдоль кристаллографических осей кристалла. Только в кристаллах самой простой системы – кубической –

межатомные расстояния одинаковы по всем трем главным осям кристалла, поэтому кубические кристаллы ведут себя по отношению к свету как изотропный диэлектрик. Кристаллы всех остальных систем обладают так называемым двойным преломлением света или двойным лучепреломлением. Существует большая группа кристаллов (кварц, исландский шпат или кальцит – наиболее часто используются в оптике), у которых есть одно интересное направление, при повороте вокруг которого анизотропия свойств кристалла не проявляется. Это направление называют *оптической осью кристалла*, а рассматриваемую группу кристаллов – *одноосными кристаллами*. Подчеркнем, что оптическая ось – это именно направление, а не линия. Этим свойством обладают все линии в кристалле, параллельные данному направлению. Оптические свойства одноосного кристалла одинаковы вдоль всех направлений, образующих один и тот же угол с оптической осью.

Когда луч света распространяется в кристалле вдоль оптической оси, различные ориентации его электрического вектора оказываются равноправными, т.к. оптические свойства кристалла по всем направлениям, перпендикулярным оси, одинаковы. Поэтому такой луч света "чувствует себя" совершенно так же, как в обыкновенной изотропной среде с обыкновенным показателем преломления n_o .

Рассмотрим теперь случай, когда луч падает на кристалл под некоторым углом к оптической оси. Плоскость, в которой лежат луч и оптическая ось, называется *главной плоскостью кристалла*. Именно она определяет поляризацию двух лучей, на которые расщепляется луч в кристалле. Электрический вектор одного из этих лучей перпендикулярен главной плоскости, электрический вектор другого – лежит в ней. Такое разложение электрического вектора падающего луча на границе раздела на две перпендикулярные составляющие всегда возможно, но в данном случае оно осуществляется в кристалле *реально* вплоть до разнесения этих лучей в пространстве. Действительно, первый луч поляризован перпендикулярно оптической оси, следовательно, его поведение (преломление) – как в изотропной среде с показателем преломления n_o (обратите внимание, показатель преломления не

зависит от направления этого луча в кристалле). Такие лучи или световые волны называются *обыкновенными*, а соответствующий им показатель преломления n_o имеет нижний индекс "o" от "ordinary". Второй луч, поляризованный в главной плоскости, испытывает на себе все "превратности анизотропии". Его показатель преломления (и, следовательно, скорость распространения) меняется с направлением, и он испытывает преломление даже при нормальном падении света на кристалл. За эти свойства, вызывавшие недоумение первооткрывателей, второй луч был назван *необыкновенным*. Значение показателя преломления необыкновенного луча, максимально отличающееся от значения для обыкновенного, обозначается через n_e (индекс "e" внизу от "extraordinary").

Эффект образования в кристалле двух лучей назвали двулучепреломлением.

Посмотрите на рис. 1 иллюстрацию этого явления при нормальном падении плоского фронта естественного света на кристаллическую пластинку, вырезанную под некоторым углом к оптической оси кристалла. Параллельный пучок света, ограниченный диафрагмой, падает вдоль оси Z нормально к поверхности пластинки.

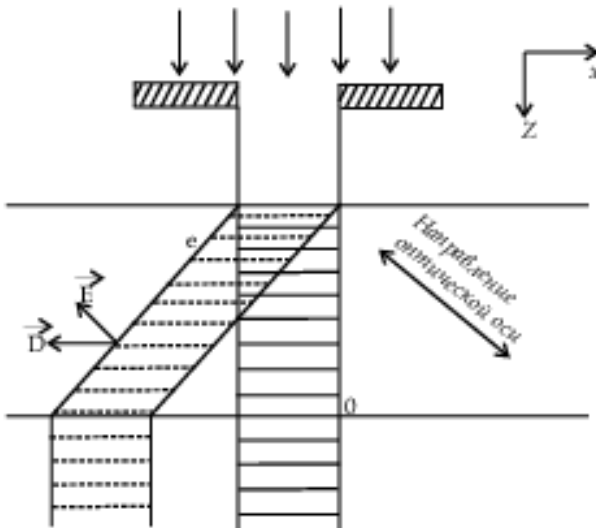


Рис. 1: Двойное лучепреломление в плоскопараллельной пластинке

Волновые фронты, обозначенные на рисунке тонкими горизонтальными линиями, всюду (как в обыкновенной волне, так и в необыкновенной) параллельны той же поверхности.

Обыкновенный луч “о” преломления не испытывает. Необыкновенный луч “е” в пластине отклоняется в сторону, но по выходе из нее снова идет в первоначальном направлении. Но теперь после пластины мы имеем два пространственно разделенных линейно поляризованных луча, причем их поляризации ортогональны.

Дело в том, что в анизотропной среде следует различать фазовую скорость волны, которая совпадает по направлению с волновым вектором, и лучевую скорость волны, совпадающую по направлению с вектором Умова - Пойнтинга. Фазовые скорости обыкновенной и необыкновенной волн на рис. 1 имеют одинаковое направление (по нормали к поверхности вдоль оси Z), совпадающее с направлением лучевой скорости обыкновенной волны. Направление же лучевой скорости необыкновенной волны составляет с вектором фазовой скорости угол, равный углу между векторами напряженности поля \vec{E} и индукции \vec{D} (см. рис. 1).

Детальное и строгое рассмотрение этого вопроса не входит в задачу настоящего пособия. Вы сможете, при желании, такое рассмотрение найти в [4, 5].

На рис. 2 изображена пластинка, вырезанная из кристалла, оптическая ось которого параллельна поверхности пластинки (как обычно пишут, пластинка вырезана вдоль оптической оси). В этом случае при нормальном падении луча на пластинку необыкновенный луч не отклоняется и совпадает по направлению с обыкновенным лучом, но его вектор \vec{E} параллелен оптической оси (на рис. 2 это вектор \vec{E}_x), тогда как у обыкновенного луча вектор \vec{E} перпендикулярен оптической оси (вектор \vec{E}_y на рис. 2).

Таким образом, при нормальном падении, после прохождения пластинки толщиной d обыкновенный луч набирает фазу $\delta_o = k_o d = \frac{2\pi}{\lambda} n_o d$, где λ – длина волны падающего света в вакууме.

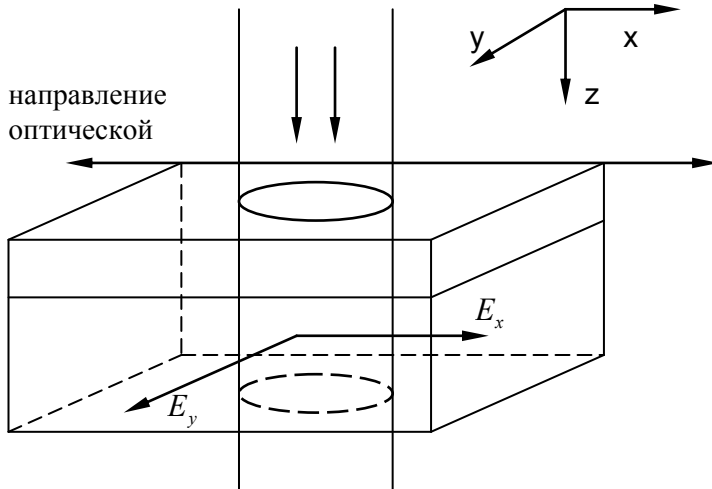


Рис. 2: Пластика для получения разности фаз между обыкновенным и необыкновенным лучами

Аналогично необыкновенный луч набирает фазу $\delta_e = k_e d = \frac{2\pi}{\lambda} n_e d$, так как при перпендикулярном распространении фронта необыкновенной волны относительно оптической оси показатель преломления для этой волны максимально отличается от n_o , т. е. его значение равно n_e .

Итак, мы можем получать на выходе из пластинки различные состояния поляризации – в зависимости от поляризации на входе и разности фаз δ между необыкновенным и обыкновенным лучами:

$$\delta = \delta_e - \delta_o = \frac{2\pi d}{\lambda} n_e - n_o \quad (11)$$

Если поляризация падающего света будет перпендикулярна оптической оси, то мы будем иметь в кристалле только

обыкновенный луч, следовательно, никакого изменения поляризации на выходе не будет. Аналогичная ситуация и при параллельной ориентации электрического вектора падающей волны и оптической оси. В этом случае в пластинке распространяется только необыкновенная волна.

А что будет, если электрический вектор \vec{E}_0 нормально падающей волны составляет некоторый угол α с оптической осью, вдоль которой направим, для определенности, координату x ? Разложение \vec{E}_0 на составляющие вдоль осей x и y и использование граничных условий (равенство тангенциальных составляющих электрических векторов) дают нам *электрические векторы обыкновенной и необыкновенной волны* в пластинке. Пренебрегая отражением от поверхностей ($\sim 4\%$ по интенсивности от каждой) и используя еще раз граничные условия, на выходе из пластины с учетом приобретенных фазовых добавок δ_e и δ_o мы можем теперь записать:

$$E_x(z, t) = E_0 \cos \alpha \cos(\omega t - kz + \delta_e) \quad (12)$$

$$E_y(z, t) = E_0 \sin \alpha \cos(\omega t - kz + \delta_o) \quad (13)$$

Выражение (12) соответствует вышедшему из пластинки необыкновенному лучу с приобретенной фазовой задержкой

$\delta_e = \frac{2\pi d}{\lambda} n_e$, а выражение (13) – обыкновенному лучу с соответствующей $\delta_o = \frac{2\pi d}{\lambda} n_o$.

Если Вы теперь вернетесь к началу нашего разговора и сравните выражения (12) – (13) с выражениями, стоящими в соотношении (1), то легко сообразите, как сконструировать ту или иную поляризацию вышедшего из пластинки света. В частности, если $\alpha = 45^\circ$, а $\delta = \delta_e - \delta_o = \pi/2$, то мы получаем на выходе круговую поляризацию. Пластинки, обладающие такой толщиной, что разность хода обыкновенного и необыкновенного лучей составляет $\lambda/4$ (т. е. разность фаз $\delta = \pi/2$) называются "пластинками $\lambda/4$ " для данной длины волны и с их помощью получают циркулярно поляризованный свет. Если же толщина

пластинки такова, что $\delta = \delta_e - \delta_o = \pi$, то при произвольном угле α электрический вектор по выходе из пластинки повернется на угол 2α (такие пластинки носят название "пластинок $\lambda/2$ ").

Следует подчеркнуть, что значения n_o и n_e обыкновенного и необыкновенного показателей преломления по-разному зависят от длины волны падающего света (так называемая дисперсия показателей преломления). Поэтому соответствующие фазовые пластинки можно изготавливать лишь на определенную длину волны. Кроме того, требуемая разность фаз δ всегда может быть увеличена на $2\pi n$ (где $n = 1, 2, 3, \dots$), что позволяет (см. (11)) необходимый эффект изменения линейной поляризации получать при различных (строго дискретных) толщинах пластинок.

Зная теперь основные "превратности судьбы" естественного и линейно поляризованного света в одноосных кристаллах, можно легко понять, как "работают" различные поляризационные призмы, выделяющие из естественного деполяризованного монохроматического света линейно поляризованную составляющую для всего видимого диапазона длин волн падающего света. Конструкция их должна быть такова, чтобы на выходе из системы оставался только один из лучей (обыкновенный или необыкновенный). Существует много типов таких призм. В качестве примера приведем часто используемую призму Глана-Фуко (см. рис. 3). Она представляет собой две призмы из исландского шпата, отделенные друг от друга воздушным зазором. Оптические оси обеих призм перпендикулярны к падающему лучу и к плоскости рисунка; $\varphi = 38^\circ 30'$. При таких условиях необыкновенный луч проходит через систему двух призм, тогда как обыкновенный претерпевает полное внутреннее отражение на границе между первой призмой и воздушным зазором.

Существуют двулучепреломляющие кристаллы, в которых один из лучей, например обыкновенный, поглощается в определенном диапазоне длин волн значительно сильнее, чем другой. Зависимость поглощения света от его поляризации называют *дихроизмом* (не очень удачный, к сожалению, термин, но широко применяется).

Кристаллические пластинки на основе этого эффекта называют *дихроичными пластинками*. Примером дихроичной пластинки может служить пластинка из редкого и дорогого кристалла

турмалина. При толщине пластинки в 1 мм обыкновенный луч полностью поглощается. Широкого применения в практике для получения линейно поляризованного света такие кристаллы не нашли из-за редкости, дороговизны и узкого спектрального диапазона пропускания (для турмалина – желто-зеленая область)

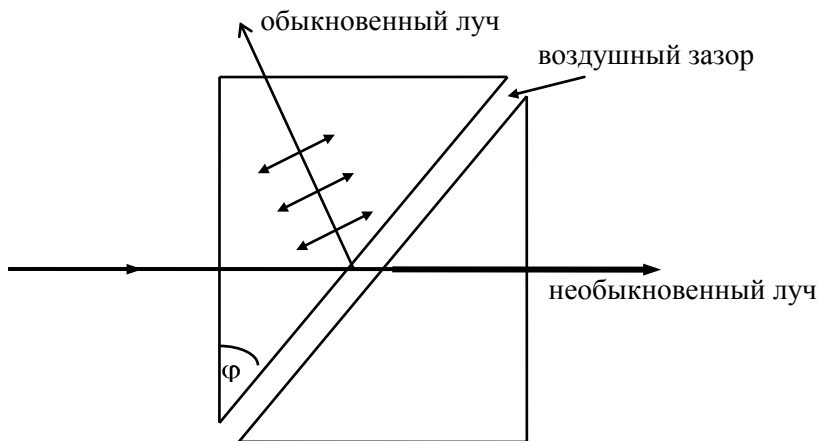


Рис. 3. Призма Глана-Фуко

Тем не менее, именно явление дихроизма позволило на практике легко получать и широко использовать линейно поляризованный свет. Речь идет об анизотропных пленках, активированных (пропитанных) анизотропными молекулами или микрокристаллами – так называемых пленочных поляроидах, изобретенных в 20-х годах XX века.

Если полимерную пленку, состоящую из длинных линейных макромолекул полимера, в нагретом и размягченном состоянии подвергнуть сильному механическому растяжению в определенном направлении, то молекулы полимера ориентируются длинными осями вдоль направления растяжения, и пленка становится анизотропной. Таким образом, удастся получать очень высокую анизотропию. Если при этом в полимере растворено вещество, молекулы которого анизотропны по форме (лучше всего, если они тоже линейны) и обладает высоким дихроизмом, то упорядоченная, ориентированная среда макромолекул полимера, образующаяся при

растяжении, ориентирует эти примесные молекулы, и они образуют дихроичную макроскопическую систему. Таким способом сейчас изготавливаются поляроиды высокого качества и достаточно большого размера, рассчитанные на широкую спектральную область (например, на весь видимый диапазон длин волн).

Такие поляроиды достаточно дешевы для массового производства, и многие практические применения поляризации света обязаны именно им.

Всякий прибор, служащий для получения поляризованного света, называется *поляризатором*. Тот же прибор, применяемый для исследования поляризации света, называется *анализатором*. Таким образом, поляризационные призмы или поляроиды могут служить и поляризаторами, и анализаторами.

ПРИЛОЖЕНИЕ¹ К ГЛАВЕ 1

Таким образом, гармоническая (монохроматическая) волна всегда поляризована. При этом характер ее поляризации остается неизменным в пространстве и во времени, т.к. для гармонических волн остаются постоянными E_x^0 , E_y^0 и $\delta = \delta_x - \delta_y$. Однако излучение реальных источников света не является монохроматическим и его можно представить как суперпозицию многих гармонических волн, каждая из которых имеет свою частоту. Суммарный вектор электрического поля в плоскости $z = \text{const}$ будет описывать в общем случае достаточно сложную геометрическую фигуру.

На рис. 4 представлены некоторые возможные траектории конца вектора \mathbf{E} в плоскости $z = \text{const}$ при суперпозиции нескольких гармонических волн с частотами, для которых выполняется условие

$$\nu_m = q + m \Delta \nu.$$

Здесь $\Delta \nu$ - разница соседних частот, q и m – целые числа. Частоты, удовлетворяющие этому условию, будем называть соизмеримыми.

¹ Материал, использованный в этом приложении, любезно предоставлен Павловым А. А.

Ситуация, изображенная на рис. 4, реализуется, например, при работе лазера на нескольких продольных модах. Траектория, описываемая вектором \mathbf{E} , повторяется во времени с периодом, равным наименьшему кратному от периодов всех волн. Особенно интересен случай синхронизованных волн (см. рис. 4, ряд А), когда

в некоторый момент времени все E_m параллельны друг другу,

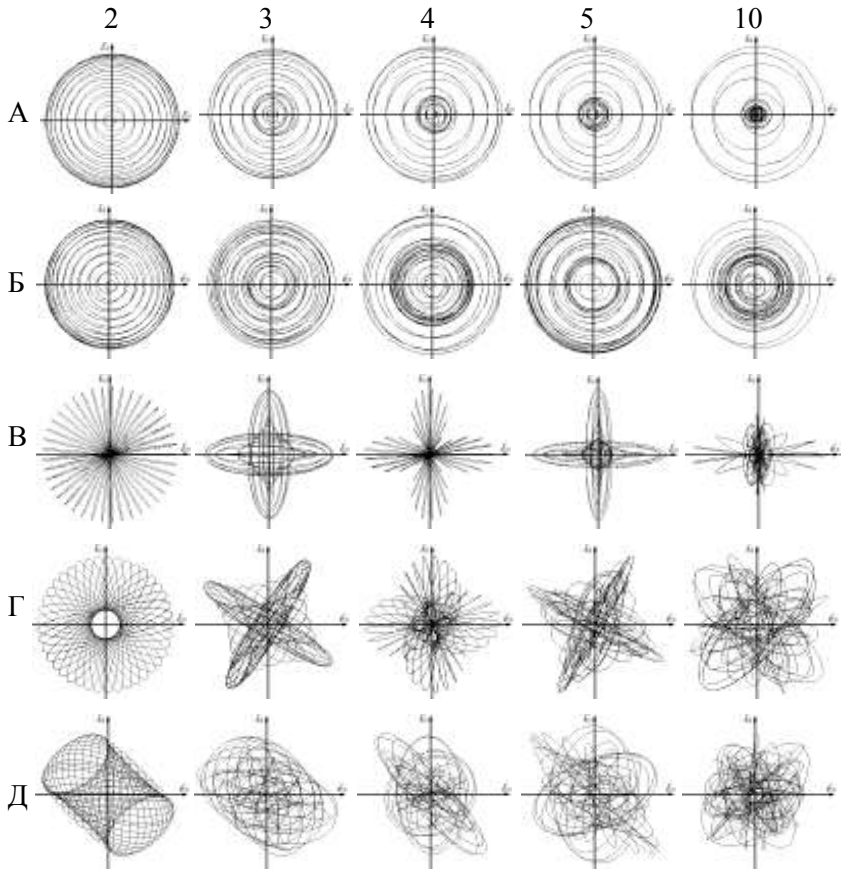


Рис. 4. Некоторые возможные траектории конца вектора E в плоскости $z = \text{const}$, при суперпозиции нескольких гармонических волн. Столбцы слева направо: 2, 3, 4, 5 и 10 гармонических волн соответственно.

А - поляризация круговая правая, $|E_m| = \text{const}$, $v_m = \Delta v(q+m)$, $E_m(t=0) \parallel 0x$;

Б - поляризация круговая правая, $|E_m| = \text{const}$, $v_m = \Delta v(q+m)$, $E_m(t=0)$ – случайные величины;

В - поляризация круговая разная, $|E_m| = \text{const}$, $v_m = \Delta v(q+m)$, $E_m(t=0) \parallel 0x$;

Г - поляризация круговая разная, $v_m = \Delta v(q+m)$, $|E_m|$ и $E_m(t=0)$ – случайные величины;

Д - поляризация, амплитуды и фазы волн – случайные величины.

например $E_m(t=0) \parallel 0x$. При этом излучение представляет регулярную последовательность импульсов. Для двух волн это обыкновенные биения с косинусоидальным изменением интенсивности излучения. При увеличении количества волн импульсы излучения становятся все более короткими, а промежутки времени между ними увеличивается. На рис. 4 это проявляется в виде сгущения траектории конца вектора E в окрестности нулевых значений. На этом эффекте основано получение сверхкоротких импульсов света при синхронизации мод лазерного излучения.

При отсутствии синхронизации для соизмеримых частот с увеличением количества волн траектория вектора E , несмотря на ее повторяемость, становится все более запутанной. Для несоизмеримых частот с увеличением количества волн, а тем более для непрерывного континуума волн реального источника света, поведение вектора E становится абсолютно хаотичным и непредсказуемым. Говорить о какой либо поляризации такого излучения не имеет смысла, и такой свет называется естественно, или хаотически, поляризованным. Исключение составляют линейно поляризованные волны. Однако модуль E при этом претерпевает случайные хаотические изменения, аналогично поведению проекции E на любую из осей координат (см. рис. 4).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ I

1. Жевандров Н. Д. Анизотропия и оптика. М., "Наука", 1974.
2. Тарасов Л. В., Тарасова А. Н. Беседы о преломлении света (библиотечка "Квант", выпуск 18). М., "Наука", 1982.
3. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М., "Мир", 1987.
4. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Том 4. Оптика, М., "Физматлит", 2006.
5. Ландсберг Г. С. Оптика. М., "Физматлит", 2006.
6. Крауфорд Ф. Волны. М., "Наука", 1974.

Глава 2

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗОВАННОГО СВЕТА

Оборудование: источник линейчатого спектра, поляроиды, светофильтры, линза, набор двулучепреломляющих (фазовых) пластинок, вращающиеся оправы, фотодиод, цифровой осциллоскоп, компьютер, оптическая скамья.

Цель работы – ознакомление со способами получения света с заданным состоянием поляризации и с методами исследования состояния поляризации светового пучка.

ВВЕДЕНИЕ

Существует яркий пример поляризации света в естественных природных условиях - поляризация дневного света неба. Причина этого явления, впервые рассмотренного Рэлеем в 1871 г., – поляризация при молекулярном рассеянии. Свет, испускаемый Солнцем, не имеет какой-либо определенной плоскости поляризации. Однако, проходя через земную атмосферу, солнечный свет претерпевает рассеяние на ее молекулах и других частицах, имеющих размеры меньше длины волны. Вследствие поперечности световых волн солнечные лучи, рассеянные изотропными молекулами в направлении, нормальном к первоначальному, должны быть линейно поляризованы. В результате каждая точка неба над нами превращается во вторичный источник света, который оказывается уже частично поляризованным. Степень поляризации света голубого неба сильно различается в разных точках небосвода (от 0 примерно до 80% [1]). При этом ось поляризации (преимущественное направление \vec{E}) всегда перпендикулярна плоскости треугольника, в вершинах которого находится наблюдатель, Солнце и наблюдаемая точка неба. Зная оси поляризации для двух точек неба, можно найти направление на Солнце. Очевидно, что направлением на Солнце будет прямая, образованная пересечением двух плоскостей, каждая из которых

переходит через наблюдателя и данную точку неба перпендикулярно оси поляризации в этой точке.

По-видимому, таким способом и находят направление на солнце насекомые, глаза которых чувствительны к направлению поляризации света [2] (см. также "Приложение" на с. 38).

Одним из способов получения поляризованного света в лабораторных условиях является пропускание света через устройство, обладающее оптической анизотропией. Оптически анизотропными называют среды, свойства которых, т.е. показатели преломления и (или) поглощения, не одинаковы для разных направлений распространения световой волны и состояний ее поляризации.

При изучении прохождения света сквозь анизотропные тела – кристаллы – мы ограничимся наиболее важным случаем, когда среду можно считать (в оптической области спектра) немагнитной². В соответствии с этим связь между напряженностями и индукциями электрического и магнитного полей дается равенствами

$$D_i = \varepsilon_{ik} E_k, \vec{B} = \vec{H},$$

где индексы i и k принимают значения x , y и z .

Оптические свойства кристалла зависят в первую очередь от симметрии его диэлектрического тензора ε_{ik} . Для прозрачных кристаллов диэлектрический тензор симметричен, все его компоненты ε_{ik} вещественны, а главные значения положительны.

По своим оптическим свойствам прозрачные кристаллы делятся на три группы – кубические, одноосные и двухосные.

Анизотропными свойствами, прежде всего, обладают кристаллы всех групп, кроме кубической, а также природные и искусственные

² Анизотропными по отношению к электромагнитным волнам называются такие среды, у которых электрическая и, вообще говоря, магнитная проницаемости являются тензорами. Однако, намагничивание вещества в полях столь высоких частот, которые лежат в оптической области спектра, практически не происходит. Поэтому в оптических явлениях, за редкими исключениями, магнитные свойства вещества не проявляются.

пленки и волокна, состоящие из длинных упорядоченных макромолекул. Анизотропия кристалла обусловлена строением его решетки. Атомы и молекулы, из которых построен кристалл, расположены в определенном порядке, но этот порядок не обязательно одинаков в разных направлениях. Только в кристалле самой простой системы – кубической – период кристаллической решетки одинаков по всем трем главным осям, вследствие чего $\varepsilon_{ik} = \varepsilon \delta_{ik}$, т. е. три главных значения тензора совпадают, а направления главных осей произвольны. Поэтому кубические кристаллы изотропны и, в частности, не обладают линейным двулучепреломлением света.

В кристаллах тригональной, тетрагональной и гексагональной систем имеется только одно направление, в котором не происходит двойного преломления, одна оптическая ось. С оптической осью совпадает одна из главных осей тензора ε_{ik} . Направления двух других главных осей произвольны, а соответствующие им два главных значения тензора равны друг другу.

В кристаллах ромбической, моноклинной и триклинной систем имеется два направления, в которых не происходит двойного преломления. Они имеют, таким образом, две оптические оси. Интересно отметить [3], что при распространении света вдоль биссектрисы угла между осями двухосного кристалла все происходит так, как при распространении света в одноосном кристалле в направлении, перпендикулярном его оптической оси. Это имеет место, например, при нормальном падении света на пластинку слюды. У двухосных кристаллов все три главных значения тензора ε_{ik} различны.

Оптическая анизотропия в прозрачных изотропных веществах может быть создана искусственно, например, механической деформацией (сжатием, растяжением), с помощью электрического и магнитного полей, ориентацией молекул в потоке жидкости (эффект Максвелла).

При входе света в одноосный кристалл (например, кварца или исландского шпата) световой луч "разделяется" на два: обыкновенный и необыкновенный лучи. Причина этого явления –

зависимость показателя преломления (диэлектрической проницаемости) от направления электрического поля \vec{E} .

В обыкновенном луче поле \vec{E} перпендикулярно оптической оси и волновому вектору \vec{k} . При этом показатель преломления равен n_o . В необыкновенном луче вектор \vec{E} лежит в плоскости, образованной оптической осью кристалла и направлением волнового вектора. В отличие от обыкновенного луча, электрическое поле в необыкновенном луче не перпендикулярно волновому вектору \vec{k} (если угол θ между \vec{k} и осью кристалла не равен $0, \pi/2$). Волновому вектору \vec{k} перпендикулярен вектор \vec{D} , что является следствием уравнения $\text{div } \vec{D} = 0$ (для плоской волны). Показатель преломления для необыкновенного луча зависит от угла θ , принимая значения от n_e (при направлении \vec{E} вдоль оптической оси) до n_o .

Непараллельность \vec{E} и \vec{D} приводит к тому, что не совпадают направление луча и волнового вектора. Действительно, направление луча указывает вектор Умова-Пойнтинга:

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \times \vec{H}],$$

и, следовательно, луч перпендикулярен к \vec{E} и \vec{H} . А волновой вектор перпендикулярен к \vec{D} и \vec{B} (напомним, что в нашем случае $\vec{B} = \vec{H}$). Поэтому, если ось кристалла не параллельна (или не перпендикулярна) плоскости среза, то даже при нормальном падении света на кристалл необыкновенный луч отклоняется от первоначального направления.

В двухосных кристаллах необыкновенными являются оба луча.

Среды, которым свойственно двойное преломление света, в той или иной степени обладают и дихроизмом – свойством по разному поглощать ортогонально поляризованные световые лучи. Например, одноосный кристалл турмалина очень сильно поглощает один из лучей – обыкновенный.

После краткого введения в оптику кристаллов (более подробно см. [4], а также Главу 1 в этом сборнике) мы можем перейти к обсуждению получения поляризованного света с помощью

специальных устройств – поляризаторов. В зависимости от типа получаемой поляризации поляризаторы делятся на линейные, циркулярные и эллиптические. Циркулярные и эллиптические поляризаторы, как правило, содержат линейный поляризатор и так называемые фазовые кристаллические пластинки.

Принцип действия линейного поляризатора основан на разделении света с произвольной степенью поляризации на две ортогональные компоненты, одну из которых поляризатор пропускает, а другую – отклоняет или поглощает. Для разделения света на составляющие используется одно из следующих явлений: двойное лучепреломление, отражение или преломление света на границах диэлектриков (эффект Брюстера), дихроизм, а также поляризующие свойства узких щелей и решеток малого периода.

Двулучепреломляющие поляризаторы изготавливают в виде кристаллических призм, например, из исландского шпата (к ним относятся призмы Николя, Глана-Фуко [2] и др.).

Примером дихроичного поляризатора служит монокристаллическая пластинка уже упоминавшегося турмалина, не нашедшего широкого применения в основном из-за трудностей, связанных с получением кристаллов необходимых размеров.

Более популярной оказалась другая разновидность дихроичных поляризаторов, а именно, анизотропные полимерные пленки, активированные (пропитанные) анизотропными же молекулами или микрокристаллами – так называемые пленочные поляроиды. Если полимерную пленку, состоящую из весьма длинных, линейных вытянутых макромолекул полимера в нагретом и размягченном состоянии подвергнуть механическому растяжению, то полимерные молекулы ориентируются своими длинными осями вдоль направления растяжения и пленка, таким образом, становится анизотропной. Если при этом в полимере растворено вещество, молекулы которого анизотропны по форме и обладают высоким дихроизмом, например, игольчатые микрокристаллы герпатита (соль йода и хинина), то упорядоченная, ориентированная матрица молекул полимера ориентирует и примесные молекулы. Таким путем изготавливаются поляроиды высокого качества и достаточно большого размера.

Эллиптически поляризованный свет можно получить из линейно поляризованного, пропустив его через прозрачную двулучепреломляющую пластинку, которая вырезана из кристалла таким образом, что плоскости среза параллельны оптической оси. Пластика имеет два взаимно перпендикулярных направления, одно из которых совпадает с оптической осью кристалла. Волны, поляризованные вдоль главных направлений (обыкновенная и необыкновенная волны), распространяются в пластинке без изменения поляризации, но с разными скоростями.

Пусть на такую пластинку, которую называют фазовой, нормально падает линейно поляризованная волна, вышедшая из поляризатора. Ее электрический вектор $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp\{i(\omega t - kz)\}$ ориентирован вдоль оси пропускания поляризатора под некоторым углом α к оптической оси фазовой пластинки (рис.1). Ось z перпендикулярна плоскости рисунка и направлена на читателя.

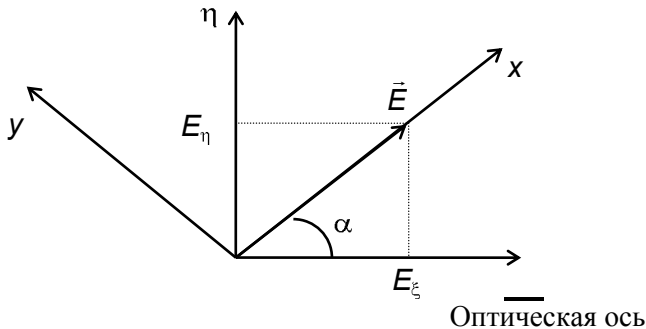


Рис. 1: Взаимная ориентация осей поляризатора и фазовой пластинки

На входе в пластинку составляющие E_x и E_y колеблются в фазе. Внутри пластинки

$$\begin{aligned} E_x &= E_0 \cos \alpha \exp\{i(\omega t - k n_e z)\}, \\ E_y &= E_0 \sin \alpha \exp\{i(\omega t - k n_o z)\}, \end{aligned} \quad (1)$$

т.е. между компонентами появляется сдвиг фаз, пропорциональный пройденному пути. На выходе разность фаз становится равной

$$\Delta\varphi = 2\pi (n_e - n_o) d/\lambda \quad (2)$$

где d - толщина фазовой пластинки, λ - длина волны в вакууме. Следовательно, в выходной плоскости пластинки образуется волна, поляризованная по эллипсу [4].

Разность фаз $\Delta\varphi$, согласно (2), зависит от материала пластинки, ее толщины и длины волны света. Рассмотрим частные случаи:

а) При сдвиге фаз 2π (пластинка в длину волны) в результате сложения волн на выходе пластинки образуется линейно поляризованная волна с тем же направлением колебаний, что и в падающей волне.

б) При разности фаз π (пластинка в полдлины волны) на выходе пластинки снова образуется линейно поляризованная волна. Нетрудно сообразить (см. рис 2), что направление колебаний поля \vec{E}' этой волны повернуто относительно вектора \vec{E} на угол 2α или на угол $180^\circ - 2\alpha$. При $\alpha = 45^\circ$ плоскость поляризации повернется на угол 90° .

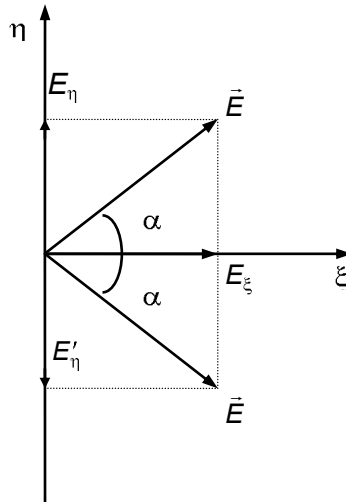


Рис. 2: Преобразование поляризации пластинкой в полдлины волны

в) Фазовая пластинка создает сдвиг фаз $\pi/2$ (пластинка в четверть длины волны). При сложении двух взаимно перпендикулярных колебаний с разностью фаз $\pi/2$ образуется эллипс, главные оси

которого совпадают с осями ξ и η . При равенстве амплитуд ($E_\xi = E_\eta$) возникает круговая поляризация.

Следует иметь в виду, что говоря о пластинках в λ , $\lambda/2$, $\lambda/4$ и т.д., всегда подразумевают монохроматическую волну. Например, пластинка в $\lambda/4$ для зеленой линии ртути. Если на фазовую пластинку падает не монохроматический свет, то на выходе из нее для разных спектральных компонент эллипсы поляризации будут различными.

При отсутствии пластинки в $\lambda/4$ поляризованный по кругу свет может быть получен при помощи двух фазовых пластинок. Для этого сумма их фазовых сдвигов должна быть от $\pi/2$ до π . Предлагается проверить это в качестве самостоятельного упражнения.

Анализ эллиптически поляризованного света сводится к нахождению главных осей эллипса поляризации и к определению направления вращения электрического вектора.

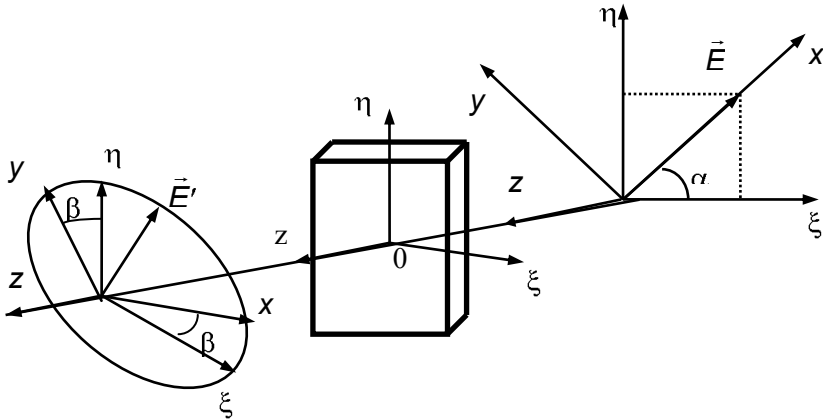


Рис. 3: К анализу эллиптически поляризованного света

Рассмотрим для определенности фазовую пластинку из положительного кристалла (например, из кварца), для которого $n_e > n_o$. В этом случае необыкновенная волна, поляризованная вдоль оптической оси (ось ξ), распространяется в кристалле с

меньшей скоростью. Следовательно, при указанной на рис. 3 ориентации вектора \vec{E} на входе в пластинку, на выходе имеем вращение электрического вектора \vec{E}' по часовой стрелке.

Направление и величину главных осей эллипса поляризации можно определить с помощью вращающегося анализатора - по максимуму и минимуму интенсивности проходящего света.

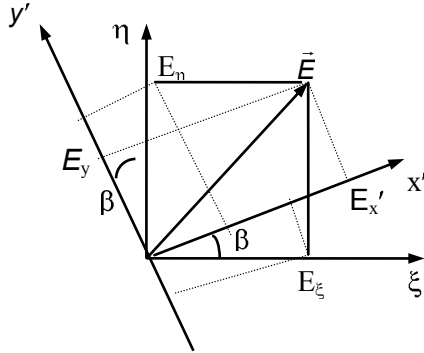


Рис. 4: Поворот системы координат

Путем поворота на угол β перейдем от системы координат, связанной с главными направлениями фазовой пластинки, к системе координат, связанной с главными направлениями анализатора (рис. 4). Составляющие $E_{x'}$ и $E_{y'}$ вектора \vec{E}' в осях x' , y' , как видно из рис. 4, связаны с компонентами E_ξ и E_η следующими соотношениями:

$$E_{x'} = E_\xi \cos \beta + E_\eta \sin \beta, \quad E_{y'} = -E_\xi \sin \beta + E_\eta \cos \beta, \quad (3)$$

где E_ξ и E_η определяются по формулам (1).

Если ось пропускания анализатора направлена вдоль оси x' , то интенсивность I прошедшей волны пропорциональна

$$|E_{x'}|^2 \equiv E_{x'} \cdot E_{x'}^* :$$

$$\begin{aligned} I &\propto (E_\xi \cos \beta + E_\eta \sin \beta) \cdot (E_\xi^* \cos \beta + E_\eta^* \sin \beta) = \\ &= |E_\xi|^2 \cos^2 \beta + |E_\eta|^2 \sin^2 \beta + 2 \operatorname{Re} (E_\xi E_\eta^* \sin \beta \cos \beta). \end{aligned}$$

Или, с учетом (1) и (2)

$$I \propto E_0^2 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + 2 \sin \alpha \sin \beta \cos \alpha \cos \beta \cdot \cos \Delta \varphi$$

Полученное выражение показывает, что на выходе анализатора имеет место двухлучевая интерференция, результат которой зависит от разности фаз $\Delta \varphi$ и интенсивностей интерферирующих пучков:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta \varphi. \quad (4)$$

Интенсивности пучков I_1 и I_2 , в свою очередь, зависят от взаимной ориентации поляризатора, фазовой пластинки и анализатора:

$$I_1 = I_0 \cos^2 \alpha \cos^2 \beta, \quad I_2 = \sin^2 \alpha \sin^2 \beta. \quad (5)$$

В частном случае, когда фазовой пластинки нет, т. е. при $\Delta \varphi = 0$, имеем закон Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \delta \quad (6)$$

где $\delta = \alpha - \beta$ - угол между осями пропускания поляризатора и анализатора.

Поворот анализатора при неподвижных поляризаторе и пластинке соответствует изменению угла β при $\alpha = \text{const}$. При определенных значениях угла β , удовлетворяющих уравнению

$$\operatorname{tg} 2\beta = \operatorname{tg} 2\alpha \cos \Delta \varphi \quad (7)$$

или

$$\operatorname{tg} 2\delta \equiv \operatorname{tg}(2\alpha - 2\beta) = \frac{\operatorname{tg} 2\alpha(1 - \cos \Delta \varphi)}{1 + \operatorname{tg}^2 2\alpha \cos \Delta \varphi}, \quad (8)$$

интенсивность света на выходе анализатора достигает экстремальных значений, причем

$$\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \sqrt{1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \Delta \varphi} \quad (9)$$

Выражение (9) устанавливает связь параметров α и $\Delta\varphi$ с отношением $\sqrt{I_{\max}/I_{\min}}$ полуосей эллипса поляризации, а ориентация полуосей описывается уравнением (8).

§1. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

На рис.5 приведена схема установки для получения и исследования поляризованного света. Излучение с длиной волны $\lambda=532$ нм от источника 1 (полупроводниковый лазер) проходит через линзу 2, формирующую направленный световой пучок. Поляризатор 3 преобразует свет источника в линейно поляризованный.

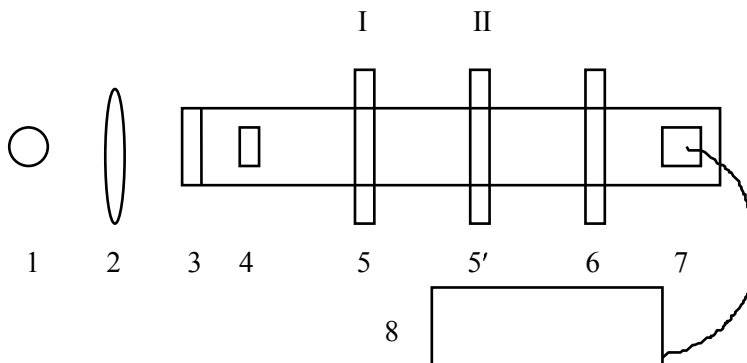


Рис.5: Схема установки для получения и исследования поляризованного света.

Для преобразования линейно поляризованного света в эллиптически поляризованный служат фазовые пластинки 5 и 5', которые закреплены на револьверных дисках во вращающихся оправах I и II, причем угол поворота оправы отсчитывается по лимбу с градусными делениями. Поворотом револьверного диска вокруг смещенной горизонтальной оси, параллельной оптической оси системы (на рис. 5 не показано), можно устанавливать на пути

светового пучка либо нужную фазовую пластинку, либо пустое отверстие в диске.

Далее, на пути пучка установлен поляроид-анализатор 6 во вращающейся оправе с градусной шкалой. Наконец, свет, пропущенный анализатором 6, попадает на фотодиод 7, выходной сигнал которого измеряется при помощи цифрового осциллоскопа 8, соединенного с компьютером (модель TP208, режим канала – *ВОЛЬТМЕТР*, см. прилагаемую краткую инструкцию по эксплуатации осциллоскопа).

§2. ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

2.1. ПОДГОТОВКА УСТАНОВКИ К РАБОТЕ

Перед началом измерений включить блок питания лазерного диода. Включить компьютер, на рабочем столе найти и активировать иконку осциллоскопа «HS3». Используя прилагаемую краткую инструкцию по эксплуатации осциллоскопа и меню в открывшемся окне, активировать режим *ВОЛЬТМЕТРА*. Диски во вращающихся оправе I и II установить в положения с пустыми отверстиями и, вращая анализатор 6, убедиться в работоспособности установки.

2.2. ПРОВЕРКА ЛИНЕЙНОСТИ ФОТОПРИЕМНИКА

При помощи цифрового осциллоскопа 8 измерить зависимость выходного сигнала I фотодиода 7 от угла поворота δ анализатора 6 (полный оборот с шагом $10^\circ \div 20^\circ$). На участках, где показания вольтметра приближаются к экстремальным значениям, измерения провести с меньшим шагом и повторить несколько раз – для более точного определения главных направлений анализатора.

В полярных координатах построить график $I(\delta)$ и указать на нем главные направления анализатора.

По полученным данным построить также график зависимости показаний вольтметра I от $\cos^2 \delta$, т.е. от относительной интенсивности I/I_0 света, падающего на фотодиод (см. формулу

(6)). По графику определить линейный участок характеристики фотоприемника и объяснить наличие нелинейного участка. Оценить погрешность измерений.

2.3. ПОЛУЧЕНИЕ СВЕТА С ЗАДАННЫМ СОСТОЯНИЕМ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ ПОМОЩИ ПЛАСТИНКИ $\lambda/4$

а) Получение света, поляризованного по кругу

Установить анализатор в скрещенное положение по отношению к поляризатору. В этом случае, при пустых отверстиях в оправках 5 и 5', свет не проходит через систему. Ввести в световой пучок пластинку $\lambda/4$. Измерить зависимость выходного сигнала I фотодиода от угла поворота α пластинки. На участках, где показания вольтметра на экране компьютера приближаются к нулевым значениям, измерения выполнить несколько раз – для более точного определения главных направлений фазовой пластинки.

В полярных координатах построить график $I(\alpha)$ и определить по нему главные направления ξ и η .

Выставить пластинку так, чтобы направления ξ и η составляли угол 45° с осями поляроидов. Теперь свет, прошедший через пластинку, должен быть поляризован по кругу. Убедиться в этом, вращая анализатор. Построить график. С помощью графика и формулы (9) определить отличие отношения полуосей эллипса от 1, обусловленное отклонением $\Delta\varphi$ от $\pi/2$. (На практике достаточно хорошими считаются четвертьволновые пластинки с отношением полуосей эллипса не менее 95%). Оценить погрешности измерений.

б) Получение и исследование эллиптически поляризованного света

Изменить ориентацию пластинки $\lambda/4$ на $+30^\circ$ и -30° . Для каждой ориентации (т.е. для $\alpha = 45^\circ - 30^\circ = 15^\circ$ и $\alpha = 45^\circ + 30^\circ = 75^\circ$) произвести анализ поляризации, как в предыдущем случае, и построить график зависимости сигнала на выходе фотодиода от угла β поворота анализатора. По графику найти отношение полуосей эллипса поляризации (с учетом ранее установленной нелинейности фотоприемника!).

Сравнить с теоретическими предсказаниями по формулам (8) и (9) полученное отношение полуосей эллипса и их ориентацию относительно поляризатора. Оценить погрешности измерений. Объяснить, должна ли фигура на графике быть похожа на эллипс.

2.4. ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВЫХ ПЛАСТИНОК НЕИЗВЕСТНОЙ ТОЛЩИНЫ

Ввести в световой пучок фазовую пластинку № 1 или № 2 (по указанию преподавателя). По отношению I_{\max}/I_{\min} при $\alpha = 45^\circ$ найти $|\cos\Delta\varphi|$ с помощью формулы (9). Полученная таким образом разность фаз $\Delta\varphi$ определяется неоднозначно. Формула (8) позволяет сделать уточнение знака у $\cos\Delta\varphi$. Для этого достаточно исследовать ориентацию полуосей эллипса поляризации относительно осей ξ и η , например, при $2\alpha = 45^\circ$. Однако, остается неизвестным знак разности фаз $\Delta\varphi$.

Для окончательного определения $\Delta\varphi$ нужна пластинка известной толщины, для которой известно также направление "быстрой" оси. Исследуемую фазовую пластинку устанавливают между скрещенными поляризатором и анализатором так, чтобы ее оптическая ось была ориентирована под углом $\alpha = 45^\circ$ к оси пропускания поляризатора. Пластинка преобразует линейно поляризованный свет в общем случае в эллиптически поляризованный. В качестве фазовой пластинки известной толщины берут, как правило, пластинку $\lambda/4$, которую устанавливают после исследуемой. Главные направления пластинки $\lambda/4$ совмещают с осями эллипса поляризации. При такой ориентации пластинка $\lambda/4$ преобразует эллиптически поляризованный свет в линейно поляризованный. Поворачивая анализатор из исходного положения на угол θ , находят положение гашения проходящего света. Искомая разность фаз $\Delta\varphi$ оказывается равной удвоенному углу поворота анализатора, т.е.

$$\Delta\varphi = 2\theta.$$

2.5. ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВОЙ ПЛАСТИНКИ $\lambda/2$

Установить анализатор в скрещенное положение по отношению к поляризатору. Ввести в световой пучок пластинку $\lambda/2$. Измерить зависимость выходного сигнала I фотодиода от угла поворота α пластинки. На участках, где показания вольтметра на экране компьютера приближаются к нулевым значениям, измерения выполнить несколько раз – для более точного определения главных направлений фазовой пластинки. Определить главные направления ξ и η . Выставить пластинку так, чтобы направления ξ и η составляли угол 45° с осями поляроидов. Выяснить состояние поляризации света после пластинки $\lambda/2$, вращая анализатор. Обратить внимание, как количественно изменилось состояние поляризации прошедшего света по отношению к направлению поляризации падающего на пластинку света.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Обыкновенным или необыкновенным является луч, распространяющийся вдоль оптической оси одноосного кристалла?
2. Может ли быть полностью поляризованным свет, отраженный от поверхности воды?
3. Как получить право- и левополяризованный свет при помощи одной и той же фазовой пластинки?
4. Пластинку $\lambda/2$ повернули на угол α относительно начального положения, когда ее направления ξ и η составляли угол 45° с осями поляроидов. На какой угол повернется при этом поляризация прошедшего через пластинку света?

ПРИЛОЖЕНИЕ К ГЛАВЕ 2

Интересным примером ориентированных структур, созданных самой природой и чувствительных к поляризации света, являются глаза насекомых. Известно, что фоторецепторные клетки глаза содержат зрительный пигмент родопсин. Чувствительность фоторецепторов к свету объясняется тем, что родопсин распадается под действием света на две компоненты: ретинол и опсин. В результате этой химической реакции происходит возбуждение фоторецепторов, после чего по зрительному нерву к головному мозгу распространяются нервные импульсы. Чувствительность зрительного пигмента к свету настолько велика, что достаточно одного фотона, чтобы расщепить одну молекулу родопсина. В темноте ретинол и опсин могут снова превращаться в родопсин.

Что же делает зрительные клетки насекомых чувствительными к поляризованному свету? Первое, что бросается в глаза при сравнении их со зрительными палочками позвоночных животных - это различная форма фоторецепторных мембран [2]. Если в зрительной палочке позвоночных животных фоторецепторные мембраны образуют плоские диски, то у насекомых они "свернуты" в длинные трубочки (микровиллы). При этом электрические оси молекул родопсина имеют одно и то же направление по всей фоторецепторной клетке насекомого. Очевидно, что в этом случае молекулы родопсина могут поглощать излучение только с таким направлением вектора \vec{E} , которое параллельно оси микровилл. Таким образом, одно простое преобразование - сворачивание плоской мембраны в трубочку - придает фоторецептору качественно новое свойство: он начинает воспринимать поляризацию света.

Далеко не всем известно, что невооруженный глаз человека также способен непосредственно реагировать на поляризацию света. И это не удивительно, ибо поляризационная чувствительность глаза не идет ни в какое сравнение с его спектральной или яркостной чувствительностью. Глаз человека слабо реагирует на поляризацию, но все же реагирует. (Подробнее об опытах по обнаружению поляризации света невооруженным глазом см., например, в [1]).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 2

1. Жевандров Н. Д. Применение поляризованного света. - М.: "Наука", 1978.
2. Богданов К. Ю. Физик в гостях у биолога. - М.: "Наука". Гл. ред. физ.-мат. лит-ры, 1986. (Библиотека "Квант", вып.49).
3. Физический практикум. Электричество и оптика / Под ред. В. И. Ивероной. М.: "Наука". Гл. ред. физ.-мат. лит-ры, 1968.
4. Горелик Г. С. Колебания и волны. М., "Физматлит", 2007.
5. Описание лаб. работы 3.1 (НГУ, 1990) / Сост. В. А. Арбузов и др.

Глава 3

ИЗУЧЕНИЕ ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА

Оборудование: сахариметр СУ-4, стеклянные трубки (кюветы) с растворами, инструкция к сахариметру.

Цель работы – измерение удельного вращения плоскости поляризации растворами сахара известной концентрации и определение процентного содержания сахара в исследуемом растворе.

ВВЕДЕНИЕ

Способностью поворачивать плоскость поляризации проходящего света (оптической активностью) обладают очень многие тела. К ним относятся двулучепреломляющие кристаллы (например, кварц), отдельные оптические изотропные кристаллы кубической симметрии (NaClO_3 , NaBrO_3), некоторые чистые жидкости (скипидар, никотин) и их пары, растворы (широко известный пример – водный раствор сахара). Особенно много активных веществ среди органических соединений.

Аморфные вещества, оптически активные в твердом состоянии, сохраняют это свойство в расплавленном виде или растворе. С другой стороны, некоторые вещества, неактивные в аморфном состоянии, становятся активными – в кристаллическом. Например, плавленый кварц не активен, в то время как кристаллический кварц обладает значительной вращательной способностью. Следовательно, причины оптической активности скрыты как в особенностях строения молекул, так и в расположении частиц в кристаллической решетке.

Явление вращения плоскости поляризации указывает на определенную дисимметрию, свойственную оптически активным средам. Она выражается в том, что в таких средах направления вращения – по и против часовой стрелки – физически не эквивалентны. Многие активные вещества существуют в двух модификациях, характеризующихся равными по абсолютной

величине, но противоположными по знаку удельными вращениями плоскости поляризации. Это связано у анизотропных кристаллов с зеркальной симметрией кристаллической решетки, а у жидкостей и кристаллов кубической системы - с дисимметрией молекул.

Дисимметричные молекулы существуют в виде двух форм - правой и левой. Если жидкость содержит молекулы одного сорта (например, левые), то все они вращают плоскость поляризации в одну и ту же сторону (хотя, вообще говоря, в разной степени - в зависимости от ориентации молекулы). Напомним, что для оптически активных сред вращение плоскости поляризации называется правым или положительным, если плоскость поляризации световых волн для наблюдателя, смотрящего навстречу проходящему лучу, поворачивается против часовой стрелки.

В неживой природе активные вещества встречаются только в виде рацематов (т.е. содержат равные количества право- и левовращающих молекул). Такое состояние наиболее вероятно, оно обладает максимальной энтропией. В обычных реакциях химического синтеза тоже всегда получается рацематическая смесь.

Совершенно иная картина в живой природе. Важнейшие биологические вещества - аминокислоты, белки, нуклеиновые кислоты, углеводы - присутствуют в виде чистых дисимметричных форм. Это свойство живого открыто уже давно; оно несомненно имеет огромное общебиологическое значение. В нем проявляется отклонение энтропии данной системы от максимально возможного значения. Это отличительное свойство живых организмов является одним из проявлений упорядоченности живой материи.

Вопрос о причинах первичного возникновения асимметрии живого вещества не имеет пока однозначного ответа. Представляет интерес следующая гипотеза [1]. Установлено экспериментально, что свет, поляризованный по кругу, действует на рацематы избирательно. Он, например, преимущественно разлагает левые, а не правые изомеры, или способствует синтезу одних форм сильнее, чем других. С другой стороны, есть данные о том, что в солнечном свете, рассеянном в земной атмосфере, имеется некоторое преобладание правоциркулярно поляризованной компоненты над левоциркулярной. Преобладание одной компоненты вызвало

направленные химические процессы и создало первые чистые дисимметричные системы, а затем естественный отбор сделал свое дело.

Проиллюстрируем широту возможностей применения оптической активности двумя примерами.

1) В 1970г. в составе метеорита, упавшего в Австралии, было обнаружено 17 различных аминокислот. На земле аминокислоты имеют левую асимметрию, а те, что были обнаружены в метеорите, оказались почти абсолютными рацематами. Полагают, что это служит несомненным доказательством того, что они занесены из Космоса.

2) Известно, что существуют две теории происхождения нефти: неорганическая и органическая. Экспериментально обнаруженная оптическая активность нефти служит важным свидетельством в пользу ее органического происхождения. Если бы нефть по происхождению была минеральным продуктом, она представляла бы собой рацемат.

§1 КРАТКАЯ ТЕОРИЯ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ

В оптически активных кристаллах и чистых жидкостях угол поворота φ плоскости поляризации прямо пропорционален толщине d слоя вещества, пройденного светом:

$$\varphi = \alpha d$$

Коэффициент пропорциональности α называется удельным вращением. Он зависит от природы вещества, температуры и длины волны света (вращательная дисперсия).

Для некоторых жидких кристаллов α может достигать 4000 градусов на миллиметр. Для кварца в направлении оптической оси $\alpha \approx 15$ град/мм – в красной области спектра и 51 град/мм – в фиолетовой. В направлении, перпендикулярном оптической оси, удельное вращение имеет обратный знак и меньшую абсолютную величину. В направлении под углом 56° к оси вращение отсутствует. (Необходимо иметь в виду, что когда свет распространяется под

углом к оптической оси кристалла, кроме оптической активности имеет место обычное, т.е. линейное, двулучепреломление).

Для растворов оптически активных веществ в неактивных растворителях Био установил следующую зависимость угла поворота плоскости поляризации от концентрации C активного вещества (в процентах) и от длины d пути света (в дм):

$$\varphi = \alpha \frac{C}{100} d \quad (1)$$

где α – коэффициент, называемый постоянной вращения (или удельным вращением). Он зависит от природы активного вещества и растворителя, температуры и длины волны света. Например, на длине волны $\lambda = 589,3$ нм (желтая линия натрия) при 20°C – для 50%-ного раствора камфары в этиловом и метиловом спиртах – $\alpha = 47,21$ и $49,06$ соответственно.

Френель показал, что оптическая активность сводится к особому типу двойного лучепреломления, при котором в среде с различными скоростями распространяются волны, поляризованные по кругу с правым и левым направлением вращения, т.к. показатели преломления среды для этих волн различны. Это связано с тем, что величина дипольного момента молекулы, индуцируемого светом, поляризованным по кругу вправо или влево, различна из-за асимметрии строения молекулы.

Феноменологическая теория не может объяснить, почему скорости право- и левополяризованных по кругу волн различны в оптически активных средах. Ответ на этот вопрос дает молекулярная теория, базирующаяся на:

а) пространственной нелокальности векторов \vec{D} и \vec{E} в среде, когда для нахождения индуцированного дипольного момента молекулы недостаточно знать вектор \vec{E} в одной точке пространства, а требуется знание функции $\vec{E}(\vec{r})$ во всем объеме, занимаемом молекулой;

б) учете асимметрии строения оптически активного вещества. В случае кристаллов – это отсутствие центра симметрии кристаллической решетки, для аморфных однородных сред наличие

сложных асимметричных молекул с пространственной структурой, не имеющей ни центра, ни плоскости симметрии. Наиболее простая модель такой молекулы – отрезок спирали.

Пусть на такую молекулу, диаметр витка которой равен α , падает вдоль спирали по оси z плоско (линейно) поляризованная волна. Несложно показать [2], что линейно поляризованный свет можно рассматривать как суперпозицию двух поляризованных по кругу волн (правой и левой) с одинаковыми частотами и амплитудами. В соответствии с этим вектор \vec{E} линейно поляризованной волны в произвольной точке оптически активной среды представим как суперпозицию двух векторов, вращающихся с одинаковой частотой вправо и влево.

На расстоянии, равном длине волны λ , вектор \vec{E} волны, поляризованной по кругу, совершает полный оборот. Угол поворота вектора на расстоянии d будет равен

$$\chi = \frac{2\pi}{\lambda} d = \frac{\omega}{v} d$$

Так как скорости волн с правой и левой поляризацией различны, то на расстоянии d от выбранной точки результирующий вектор \vec{E} повернется на угол

$$\varphi = \chi_{\text{л}} - \chi_{\text{пр}} / 2 = \frac{\omega d}{2} \left(\frac{1}{v_{\text{л}}} - \frac{1}{v_{\text{пр}}} \right) = \frac{\pi}{\lambda} n_{\text{л}} - n_{\text{пр}} d, \quad (2)$$

где $v_{\text{л}}$ и $v_{\text{пр}}$ фазовые скорости волн, а $n_{\text{л}}$ и $n_{\text{пр}}$ – соответствующие показатели преломления. Если $n_{\text{л}} - n_{\text{пр}} > 0$, то $\varphi > 0$, т.е. вращение плоскости поляризации происходит вправо. В противном случае плоскость поляризации вращается влево. Иначе говоря, плоскость поляризации вращается в ту же сторону, что и электрический вектор поляризованной по кругу волны с меньшим показателем преломления, т.е. с большей фазовой скоростью.

§ 2 ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ С ПОМОЩЬЮ ПОЛЯРИМЕТРОВ

Явление вращения плоскости поляризации используется для измерения очень малых (не регистрируемых другими способами) различий показателей преломления, для получения информации о структуре молекул, точного определения концентрации оптически активных веществ в растворах и других целей.

Лишь самые тонкие интерференционные методы позволяют обнаружить различие в показателе преломления порядка 10^{-6} . Между тем различие между n_{\parallel} и n_{\perp} в одну миллионную приводит к очень легко наблюдаемому вращению. Действительно при толщине слоя $d = 25$ см и $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ см найдем на основании формулы (2) $\varphi = 90^\circ$.

Оптическую активность измеряют для узкого участка спектра или одной спектральной линии натрия ($\lambda = 589,3$ нм) или зеленой линии ртути ($\lambda = 561,1$ нм). Приборы, предназначенные для этих измерений, разделяют на поляриметры и сахариметры, в зависимости от метода компенсации измеряемого угла вращения и конструкции шкалы угломерного устройства (в поляриметрах отсчет ведется в угловых градусах, а в сахариметрах - в сахарных, т.е. он отградуирован по оптической активности сахарного раствора).

Более широкую информацию об исследуемом веществе получают при измерениях его вращательной дисперсии - значений углов вращения для ряда длин волн в представляющей интерес области спектра. Применяемые для этой цели приборы называются спектрополяриметрами.

Схема простейшего поляриметра изображена на рис.1.

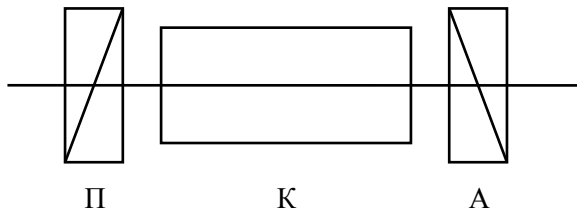


Рис.1: Схема простейшего поляриметра

Между скрещенными поляризатором П и анализатором А помещена кювета К известной длины d с раствором оптически активного вещества. При прохождении света через кювету плоскость его поляризации повернется на угол φ , в результате чего поле зрения просветлеет. Для компенсации угла вращения (т.е. для восстановления прежнего затемнения) анализатор нужно повернуть на такой же угол φ . Зная удельное вращение $[\alpha]$ данного вещества и длину кюветы d , можно, измерив угол φ , определить концентрацию C раствора по формуле (1).

Однако, измерение углов поворота таким методом является недостаточно точным, так как человеческий глаз мало чувствителен к небольшим изменениям абсолютной величины яркости равномерно освещенного (или затемненного) поля зрения. Но глаз чувствителен к малейшему различию в яркостях смежных частей поля зрения, окрашенных в один и тот же цвет. Это свойство используется в полутеневом поляриметре (см. рис.2).

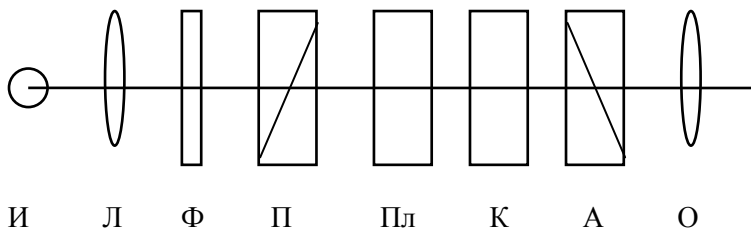


Рис. 2: Схема полутеневого поляриметра

Линза L создает параллельный пучок света от источника I . Далее свет проходит через светофильтр Φ , поляризатор P , кварцевую пластинку $Пл$, кювету K с веществом, анализатор A , окуляр O и попадает в глаз наблюдателя.

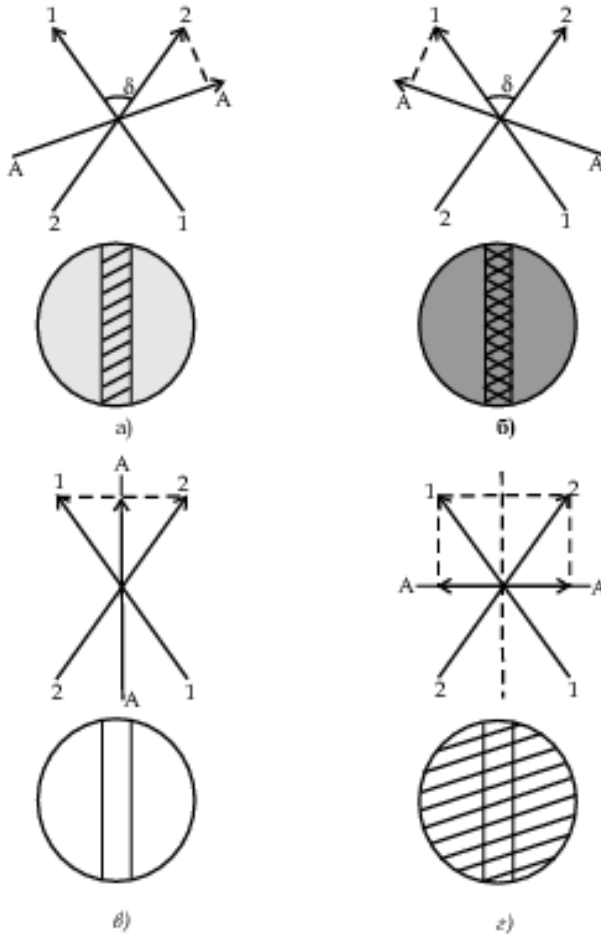


Рис. 3: К настройке поляриметра на полутеневое равенство освещенностей

Пусть узкая кварцевая пластинка $П$ занимает только центральную часть поля зрения. После прохождения через поляризатор световой поток будет линейно поляризованным. После кварцевой пластинки, которая поворачивает плоскость поляризации на большой угол δ , световой поток становится неоднородным в том смысле, что его средняя и крайняя части будут поляризованы в разных плоскостях 1-1 и 2-2 (рис.3). В результате поле зрения оказывается разделенным на части, освещенности которых зависят от ориентации плоскости пропускания анализатора $АА$.

Рассмотрим вначале случай, когда в кювете нет оптически активного вещества. Тогда, если плоскость $АА$ перпендикулярна плоскости 1-1, т.е. поляризатор и анализатор скрещены, то последний пропустит лишь ту часть светового потока, которая прошла через кварцевую пластинку. Поэтому центральная полоска в поле зрения будет освещена, а боковые участки затемнены (рис.3 а). Если же плоскость $АА$ перпендикулярна плоскости 2-2, то темные и светлые части поля зрения меняют местами (рис.3 б).

Ясно, что имеется два таких положения, когда освещенность всех частей поля зрения одинакова (рис.3 в и г). В одном из этих положений плоскость $АА$ параллельна биссектрисе угла между 1-1 и 2-2, а в другом - перпендикулярна. Последнее из названных положений анализатора, называемое установкой на полутень, фиксируется более точно, так как в этом случае освещенность поля зрения меньше, а человеческий глаз более чувствителен к изменениям малых (до известного предела) интенсивностей.

Если в установленный на полутень поляриметр поместить кювету с оптически активным веществом, то плоскости поляризации световых потоков повернутся на угол φ и освещенности соседних частей поля зрения станут различными. Восстановление равенства освещенностей достигается поворотом анализатора на тот же угол φ .

При ошибочной установке анализатора относительно равновесного положения возникает разность ΔI интенсивностей поля зрения

$$\Delta I = I_0 \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} + \Delta\varphi \right) - I_0 \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} - \Delta\varphi \right) = 2I_0 \operatorname{ctg} \frac{\delta}{2} \cdot \sin(2\Delta\varphi),$$

где $I = I_0 \sin^2 \frac{\delta}{2}$ - интенсивность при равновесном положении; $\Delta\varphi$ - угол, характеризующий величину ошибки. Полагая, что $\Delta\varphi$ очень мало, можно приближенно написать

$$\frac{\Delta I}{I} \approx \left(4 \operatorname{ctg} \frac{\delta}{2} \right) \cdot \Delta\varphi$$

Отсюда видно, что при малых значениях полутеневого угла δ даже небольшой поворот анализатора на угол $\Delta\varphi$ приводит к заметному нарушению фотометрического равенства частей поля зрения. Например, при $\delta = 8^\circ$ и $\Delta\varphi = 0,02^\circ$

$$\frac{\Delta I}{I} \approx 8 \frac{\Delta\varphi}{\delta} = 0,02 \text{ или } 2\%.$$

Ясно, что при уменьшении δ можно измерять φ с большей точностью и, следовательно, производить отсчет с точностью, по крайней мере, до сотых долей градуса.

При этом надо иметь в виду, что поскольку освещенность поля зрения ослабевает с уменьшением δ , то требуются более яркие источники света. При отсутствии таковых или если исследуемый образец сильно поглощает свет, приходится увеличивать полутеневую угол δ , хотя и в ущерб точности.

§3 ОПИСАНИЕ САХАРИМЕТРА

Для непосредственного измерения процентного содержания сахара в растворе созданы сахариметры. Это визуальные приборы, в которых анализатор установлен на полутеневое равенство в нулевом положении, а угол вращения определяют с помощью кварцевого компенсатора, установленного перед анализатором. Значение вращательных дисперсий кварца и сахарного раствора близки между собой, поэтому сахариметр можно освещать источником света со сравнительно широким спектром. Это позволяет применять яркие лампы накаливания и исследовать темные растворы.

Компенсатор простейшей конструкции состоит из трех частей: плоскопараллельной пластинки, изготовленной из кварца правого вращения и двух клиньев, образующих вторую пластинку переменной толщины - из кварца левого вращения. Один из клиньев выполнен подвижным; перемещая его, устанавливают такую суммарную толщину клиньев, при которой компенсируется поворот плоскости поляризации, вызванный раствором сахара. Смещение клина отсчитывается с помощью линейной шкалы и нониуса. Шкала обычно имеет 100-120 равноотстоящих делений для измерения левого вращения. Каждое деление шкалы соответствует определенному количеству сахара в граммах, содержащемуся в 100 мл раствора.

Сахар состоит из смеси трудно отделяемых структурных форм (сахарозы, лактозы, фруктозы и глюкозы), удельные вращения которых сильно отличаются друг от друга. В пищевом сахаре преобладает сахароза, поэтому шкалы компенсаторов рассчитывают, исходя из удельного вращения сахарозы.

УСТРОЙСТВО И ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА САХАРИМЕТРА СУ-4

Сахариметр (рис. 4.) состоит из измерительной головки 2 и осветительного узла 9, соединенных между собой траверсой 6. Траверса крепится через стойку 17 к основанию 18. На траверсе укреплены: кюветное отделение 5 для поляризметрических кювет и оправа 7 с поляризатором и полутенева пластиной.

С лицевой стороны измерительной головки расположена lupa 1 для отсчета показаний по шкале и зрительная труба 20. С тыльной стороны измерительной головки находится винт механизма 3 установки нониуса, служащий для совмещения нулевого деления нониуса с нулевым делением шкалы с помощью съемного ключа 4.

В нижней части измерительной головки расположена рукоятка 19 клинового компенсатора, вращением которой перемещают подвижный кварцевый клин и связанную с ним шкалу. Осветительный узел 9 состоит из патрона с лампой (патрон фиксируется тремя винтами 10) и поворотной обоймы 8 на два положения: "С" (светофильтр) и "Д" (диафрагма).

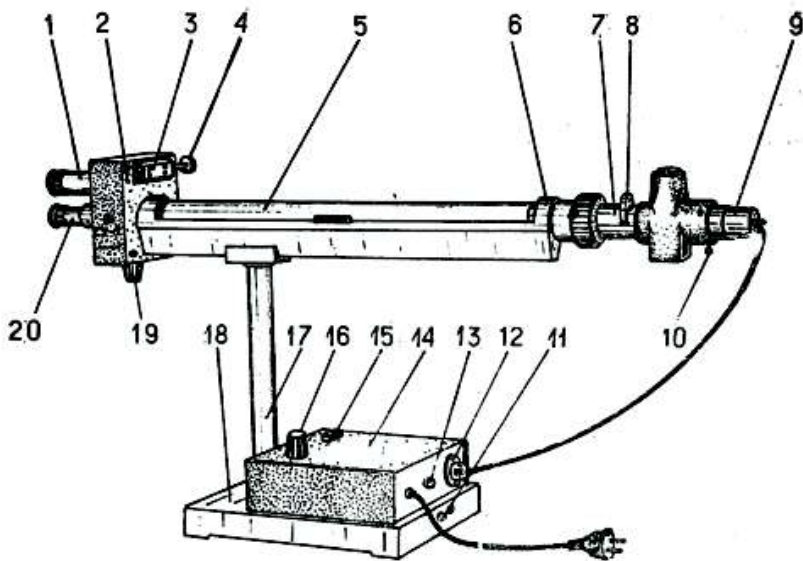


Рис.4: Сахариметр универсальный СУ-4

1 - лупа; 2 - измерительная головка; 3 - механизм установки нониуса; 4 - ключ; 5 - кюветное отделение; 6 - траверса; 7 - оправа поляризатора; 8 - поворотная обойма; 9 - осветительный узел; 10 - регулировочный винт; 11 - винт заземления; 12 - вилка разъема; 13 - вставка плавкая; 14 - крышка; 15 - кнопка; 16 - ручка резистора; 17 - стойка; 18 - основание; 19 - рукоятка клинового компенсатора; 20 - зрительная труба.

На крышке коробки, установленной на основании 18, имеются кнопка 15 для включения осветителя и ручка 16 резистора для регулировки яркости поля зрения. Внутри коробки (под крышкой 14) вмонтирован понижающий трансформатор. На тыльной стороне коробки находится вилка 12 разъема для подключения осветителя сахариметра к трансформатору и плавкая вставка 13 (т.е. предохранитель). На тыльной стороне основания находится винт 11 заземления.

Световой поток, идущий от источника света (рис.5) через светофильтр 2 (или диафрагму 3), конденсоры 4 и 5, проходит через поляризационную призму 6. Затем поляризованный поток света проходит через полутеневую пластину 7, разделяющую его на две

половины. Анализатор 12 пропускает равные по яркости обе половины светового потока, и в поле зрения зрительной трубы, состоящей из объектива 13 и окуляра 14, установленного после анализатора, наблюдаются две одинаковой яркости половины поля, разделенные тонкой линией и называемые полями сравнения.

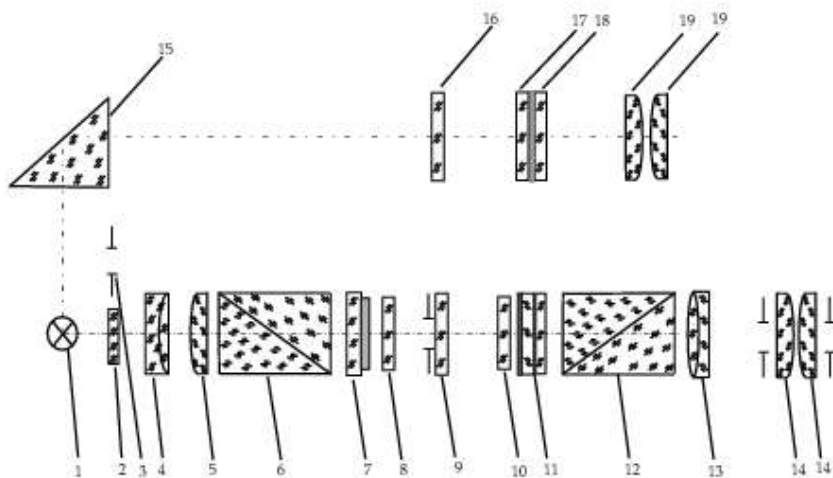


Рис.5: Оптическая схема сахариметра

1 - источник света; 2 - светофильтр; 3 - диафрагма; 4, 5 - конденсоры; 6 - призма-поляризатор; 7 - полутеневая пластина; 8, 9 - защитное стекло; 10 - подвижный кварцевый клин; 11 - неподвижный контрклин; 12 - анализатор; 13 - объектив; 14 - окуляр; 15 - отражательная призма; 16 - светофильтр; 17 - шкала; 18 - нониус; 19 - лупа

При установке кюветы с раствором между поляризатором и анализатором нарушается равенство яркостей полей сравнения, т.к. исследуемый раствор поворачивает плоскость поляризации на угол, пропорциональный концентрации раствора.

Для уравнивания яркостей полей сравнения в сахариметре применен клиновый компенсатор, состоящий из трех частей: плоскопараллельной кварцевой пластинки 11 правого вращения и двух клиньев - из кварца левого вращения. Один из них, клин 10, выполнен подвижным. Перемещением подвижного клина

(перпендикулярно оптической оси системы) устанавливают такую суммарную толщину клиньев, при которой компенсируется поворот плоскости поляризации. При этом происходит уравнивание яркостей полей сравнения. Одновременно с подвижным клином перемещается шкала 17. Шкала и нониус освещаются лампой через отражательную призму 15 и светофильтр 16 и наблюдаются через лупу 19.

В сахариметре СУ-4 используется сахарная международная шкала, 100 градусов которой соответствуют 34,62 угловым градусам. Сахариметр при измерении на $\lambda = 589,3$ нм показывает $100^{\circ}S$, если в камере прибора находится кювета длиной 200 мм с водным раствором сахарозы, содержащим в объеме 100 см^3 26 г химически чистой сахарозы, взвешенной в воздухе при $20^{\circ}C$ латунными гириями.

§ 4 ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

1. После ознакомления с устройством и принципом работы сахариметра подготовьте его к работе в следующем порядке:

- поверните ручку 16 резистора (рис.4.) против часовой стрелки до упора;
- включите сахариметр в сеть;
- включите осветитель кнопки 15;
- установите обойму 8 в положение "С" (положение "Д" используется при работе с темноокрашенными растворами);
- настройте окуляр зрительной трубы 20 на максимальную резкость изображения (вертикальной линии раздела полей сравнения);
- настройте лупу 1 на максимальную резкость изображения (штрихов и цифр шкалы и нониуса);
- установите ручкой 16 резистора такую яркость поля, которая наименее утомляет зрение и при которой наиболее четко воспринимается разница в яркости полей сравнения, если сместить нониус на одно деление с его нулевого положения.

2. Установка нуля отчетного устройства:

- закройте крышку кюветного отделения без установки в нем кюветы;

- уравнийте яркость полей сравнения вращением рукоятки 19 клинового компенсатора;

- совместите нулевое деление нониуса с нулевым делением шкалы, перемещая нониус юстировочным ключом 4;

- сместите нониус рукояткой 19 на несколько делений и снова уравнийте яркость полей сравнения, при этом нулевое деление нониуса должно совместиться с нулевым делением шкалы; если совмещения нет, переместите нониус ключом 4;

- повторите операции установки нуля не менее шести раз. Среднее арифметическое из шести отсчетов по нониусу принимается за начало отсчета (нулевой отсчет). Ноль считается установленным правильно, если нулевой отсчет отличается от нуля не более чем на одно деление нониуса.

3. Установка кювет, и измерение угла вращения плоскости поляризации:

- поместите кювету с раствором в кюветное отделение;
- установите ее, вращая вокруг оси, в такое положение, чтобы линия раздела полей сравнения делила поле зрения на две равные части;

- уравнийте яркость полей сравнения вращением рукоятки 19 клинового компенсатора;

- произведите отсчет по шкале и нониусу с точностью до $0,05^\circ S$ (используя пояснения, данные в инструкции к сахариметру);

- сместите нониус рукояткой 19 на несколько делений и снова уравнийте яркость полей сравнения, произведите отсчет; повторите эту процедуру не менее 6 раз,

- вычислите среднее арифметическое шести отсчетов;
- измерьте углы вращения φ для растворов всех имеющихся концентраций.

4. Обработка полученных результатов:

- переведите полученные результаты в обычные градусы;

- постройте график $\varphi = \varphi C$;

- определите по графику неизвестную концентрацию C_x одного из растворов;
- определите удельное вращение $[\alpha]$ сахара и разность показателей преломления $n_d - n_{pr}$ для одного из растворов;
- оцените погрешности измерений.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Чем отличается сахариметр от поляриметра?
2. Какова природа циркулярного (кругового) двулучепреломления?
3. Зависит ли угол поворота плоскости поляризации от направления распространения света в оптически активном веществе? Например, изменится ли этот угол при изменении направления распространения на противоположное?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 3

1. Жевандров Н. Д. Применение поляризованного света. М., "Наука", 1987.
2. Глава 1 в этом сборнике.
3. Сивухин Д. В. Общий курс физики, т.4 "Оптика", М, "Физматлит", 2006.
4. Волкова Е. А. Поляризационные измерения. М., Изд-во стандартов, 1974.

*Глава 4**ИССЛЕДОВАНИЕ ЯВЛЕНИЙ**ХРОМАТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА*

Оборудование: монохроматор УМ-2, источники сплошного и линейчатого спектров, таблица спектральных линий неона, три поляроида, два набора кристаллических пластинок разной толщины, оптическая скамья.

Цель работы – изучение интерференции поляризованного света и определение основных характеристик интерференционно-поляризационных светофильтров.

ВВЕДЕНИЕ

Интерференционно-поляризационные фильтры (ИПФ) характеризуются очень узкой полосой пропускания (составляющей доли ангстрема) и находят широкое применение в различных областях техники, в геофизике и особенно в астрофизике. Примером может служить фильтр, получивший название солнечного фильтра для линии водорода H_{α} ($\lambda = 6562,8 \text{ \AA}$) с шириной полосы пропускания $\delta\lambda = 0,5 \text{ \AA}$. Информация о физических процессах на Солнце, получаемая из анализа солнечного излучения в оптическом диапазоне, является чрезвычайно ценной. Отсюда понятно большое внимание, уделяемое узкополосным ИПФ, которые применяются в сочетании с телескопами, коронографами и др. инструментами [1].

Фильтровый телескоп является в настоящее время одним из основных приборов, используемых для комплексного исследования и прогнозирования солнечной активности в интересах космонавтики, радиосвязи, гелиобиологии. ИПФ используются для исследования атмосферного озона. Озон, как известно, определяет коротковолновую границу солнечного спектра ($\approx 290 \text{ нм}$), задерживая биологически активное излучение, при наличии которого органическая жизнь на Земле была бы, по-видимому, невозможной.

Действие ИПФ основано на явлении интерференции поляризованных лучей. Простой ИПФ (фильтр Вуда) состоит из пластинки одноосного кристалла, вырезанного параллельно оптической оси и помещенного между поляризатором и анализатором (рис.1). Оси пропускания поляризатора и анализатора параллельны (или перпендикулярны) друг другу и направлены под углом 45° к оптической оси кристалла. Коэффициент пропускания такого фильтра для неполяризованного света, падающего по нормали к пластинке, определяется выражением

$$T = \cos^2 \pi d(n_e - n_o) / \lambda \quad (1)$$

или $T' = 1 - T$ - при скрещенных поляризаторе и анализаторе (см. формулу (8) или, соответственно, (9) при $\alpha = 45^\circ$). Здесь n_o и n_e - показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей; d - толщина пластинки; λ - длина волны.

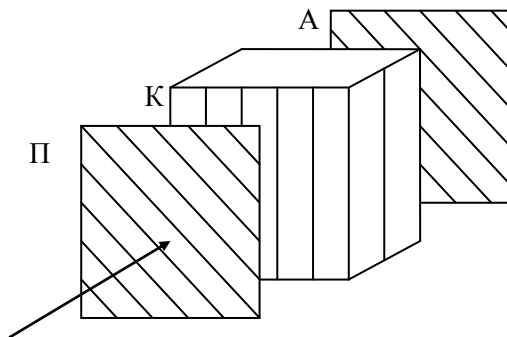


Рис.1: Фильтр Вуда

Формула (1) не учитывает потерь на отражение и поглощение света элементами, образующими фильтр, в том числе - потерь в поляризаторе, составляющих для естественного света не менее 50%.

Фильтр Вуда, как видно из (1), имеет спектр пропускания в виде множества светлых полос, разделенных темными промежутками. Расстояние между соседними полосами (максимумами) равно

$$\Delta\lambda = \lambda_m - \lambda_{m+1} = \frac{\bar{\lambda}_m^2}{d|n_e - n_o|} = \frac{\lambda_{m+1}}{m}, \quad (2)$$

где $\bar{\lambda}_m^2 = \lambda_m \cdot \lambda_{m+1}$, m - порядок интерференции. Сложный ИПФ, изобретенный Лио, представляет собой многоступенчатую структуру, состоящую из N фильтров Вуда с пластинками разной толщины (возрастающей в геометрической прогрессии): $d, 2d, \dots, 2^{N-1}d$. При этом анализатор первой ступени служит поляризатором второй и т.д. Для получения узкой полосы пропускания используют до 11 ступеней (примером может служить солнечный вышеупомянутый фильтр). Пропускание сложного ИПФ (при параллельных осях пропускания поляризаторов) равно

$$T_N(\lambda) = \prod_{k=1}^N \cos^2 \left[2^{k-1} \pi d |n_e - n_o| \frac{1}{\lambda} \right] \quad (3)$$

Расстояние $\Delta\lambda$ между главными соседними максимумами этой функции (т.е. область свободной дисперсии фильтра Лио) определяется толщиной d самой тонкой пластинки по формуле (2). Расстояние же между главным максимумом и ближайшим к нему минимумом (ширина полосы пропускания фильтра Лио) зависит от толщины наиболее толстой пластинки

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2^N d |n_e - n_o|}. \quad (4)$$

Эффект сужения полосы пропускания сложного ($N > 1$) фильтра в 2^{N-1} раз по сравнению с простым ($N = 1$) обусловлен увеличением во столько же раз количества лучей, принимающих участие в интерференции. Действительно, свет, переходящий из первой ступени во вторую, представляет собой суперпозицию двух волн, между которыми набегают разность фаз $\Delta\varphi$ в первой кристаллической пластинке:

$$\sqrt{T_1} = \cos \frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{e^{i\frac{\Delta\varphi}{2}} + e^{-i\frac{\Delta\varphi}{2}}}{2} = \frac{1}{2} e^{-i\frac{\Delta\varphi}{2}} (e^{i\Delta\varphi} + 1).$$

При прохождении следующей, вдвое более толстой, пластинки каждая из волн расщепляется, в свою очередь, еще на две волны. Возникает две пары волн с разностью фаз $2\Delta\varphi$ в каждой паре. Таким образом, на выходе второй ступени свет представляет собой суперпозицию уже четырех линейно - поляризованных волн с относительной разностью фаз $0, \Delta\varphi, 2\Delta\varphi, 3\Delta\varphi$:

$$\begin{aligned}\sqrt{T_2} &= \cos \frac{\Delta\varphi}{2} \cdot \cos \left(2 \frac{\Delta\varphi}{2} \right) = \frac{e^{j\frac{\Delta\varphi}{2}} + e^{-j\frac{\Delta\varphi}{2}}}{2} \cdot \frac{e^{i\Delta\varphi} + e^{-i\Delta\varphi}}{2} = \\ &= \frac{1}{2^2} e^{-i\frac{3}{2}\Delta\varphi} + e^{i\Delta\varphi} + e^{2i\Delta\varphi} + e^{3i\Delta\varphi}\end{aligned}$$

Нетрудно убедиться, что на выходе n -й ступени фильтра Лию будут интерферировать 2^n световых волн с равными амплитудами и фазами, возрастающими в арифметической прогрессии: $0, \Delta\varphi, 2\Delta\varphi, \dots, (2^n-1)\Delta\varphi$. Таким образом, преобразовав произведение косинусов в сумму экспонент и производя суммирование, получим вместо (3)

$$T_N(\Delta\varphi) = \left[\frac{\sin 2^N \Delta\varphi/2}{2^N \sin \Delta\varphi/2} \right]^2, \quad (5)$$

где $\Delta\varphi = 2\pi d(n_e - n_o)/\lambda$. (Интересно отметить, что аналогичная зависимость имеет место в случае решетки, имеющей 2^N щелей).

При изучении интерференции поляризованного света представляет интерес изменение коэффициента пропускания системы поляризатор – кристаллическая пластинка – анализатор (рис.1) при вращении анализатора или пластинки вокруг оптической оси системы. Для количественного расчета примем главные направления кристаллической пластинки за координатные оси x и y (рис. 2). (Напомним, что одним из главных направлений пластинки является оптическая ось кристалла).

Поляризатор пропускает волну, колебания электрического поля \vec{E}_0 которой направлены вдоль его оси пропускания. Проходя через пластинку, световая волна разделяется на две волны со взаимно ортогональными направлениями колебаний E_x и E_y . Эти волны

(обыкновенная и необыкновенная) распространяются в пластинке с различными скоростями [2], вследствие чего между ними "набегает" разность фаз $\Delta\varphi$. На выходе анализатора колебания электрического поля в обеих волнах направлены вдоль оси его пропускания (II) (рис.2). В результате происходит сложение колебаний и возникает

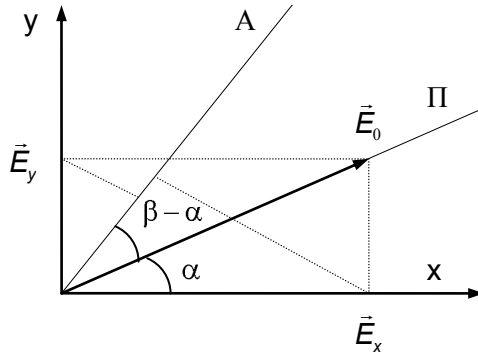


Рис. 2: Ориентация осей пропускания поляризатора и анализатора относительно главных направлений кристаллической пластинки

двухлучевая интерференция [3]:

$$E^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos \Delta\varphi,$$

где $E_1 = E_x \cos \beta = E_0 \cos \alpha \cos \beta$ и $E_2 = E_y \sin \beta = E_0 \sin \alpha \sin \beta$ - амплитуды колебаний, а

$$\Delta\varphi = 2\pi d [n_e - n_o] / \lambda \quad (6)$$

разность фаз между колебаниями. Учитывая, что $\cos \Delta\varphi = 1 - 2 \sin^2 \Delta\varphi / 2$, получим выражение для коэффициента пропускания рассматриваемой системы:

$$\begin{aligned} T = E^2 / E_0^2 &= E_1^2 + E_2^2 - 4E_1E_2 \sin^2 \Delta\varphi / 2 / E_0^2 = \\ &= \cos^2 \beta - \alpha - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 \Delta\varphi / 2. \end{aligned} \quad (7)$$

В этой формуле содержится объяснение всех особенностей интерференции поляризованного света (для случая нормально

падающего пучка параллельных лучей). Если свет монохроматичен и равномерно освещает систему на входе, а толщина пластинки всюду одинакова, то и на выходе освещенность будет равномерной.³ При параллельной установке поляризатора и анализатора ($\alpha = \beta$)

$$T = 1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \Delta\varphi/2, \quad (8)$$

а при скрещенном положении ($\beta - \alpha = \pi/2$)

$$T' = \sin^2 2\alpha \sin^2 \Delta\varphi/2. \quad (9)$$

Следовательно, $T + T' = 1$. Этот результат соответствует тому, что после поворота анализатора (или поляризатора) на 90° весь свет, проходивший ранее, будет задержан, а задержанный начнет проходить. При освещении системы белым светом зависимость коэффициента пропускания от длины волны приводит к окрашиванию поля зрения.

Первое слагаемое в (7) не зависит от λ и, следовательно, определяет относительную величину потока белого света, а окраска поля зрения зависит от второго слагаемого. При скрещенном положении поляризатора и анализатора цвет поля зрения наиболее насыщен, т.к. поток не содержит "примеси" белого цвета (см. формулу (9)). При их параллельной ориентации (формула (8)) из потока белого света вычитается та его часть, которая проходила при ортогональной ориентации, обуславливая соответствующую окраску поля зрения. Таким образом, при скрещенной и параллельной установке поляризатора и анализатора поле зрения окрашено в дополнительные цвета (см. *Таблицу*, в которой приведены интерференционные цвета в поле зрения полярископа и соответствующие им разности хода обыкновенного и необыкновенного лучей для кварца [4]).

Если вращать анализатор или пластинку, то окраска поля зрения будет непрерывно меняться. Когда ось пропускания поляризатора

³ В случае тонких пластинок переменной толщины возникнут так называемые полосы равной толщины, причем вогнутая или выпуклая пластинка даст кольца, а клинообразная - прямые полосы.

Интерференционные цвета в поле зрения полярископа

Порядок интерференции	Разность хода, нм,	Интерференционные цвета при	
		скрещенных поляризаторе и анализаторе	параллельных поляризаторе и анализаторе
Первый	0	Черный	Белый
	158	Серо-синий	Желтовато-белый
	259	Белый	Светло-красный (ярко)
	306	Светло-желтый	Индиго
	505	Красновато-оранжевый	Голубовато-зеленый
	536	Огненно-красный	Светло-зеленый
	551	Более темно-красный	Желтовато-зеленый
Второй	565	Пурпурный	Зеленый более светлый
	575	Фиолетовый	Зеленовато-желтый
	589	Индиго	Золотисто-желтый
	664	Небесно-голубой	Оранжевый
	728	Зеленовато-голубой	Коричневато-оранжевый
	747	Зеленый	Карминно-красный
	866	Зеленовато-желтый	Фиолетовый
	948	Оранжевый	Темно-голубой
	1101	Темно-фиолетово-красный	Зеленый
Третий	1128	Светло-зеленовато-фиолетовый	Желтовато-зеленый
	1151	Индиго	Грязно-желтый
	1258	Голубой (с зеленоватым оттенком)	Телесного цвета
	1334	Морской волны	Коричнево-красный
	1376	Ярко зеленый	Фиолетовый

параллельна одному из главных направлений пластинки ($\alpha = 0$ или 90°), то через пластинку проходят только одного вида лучи (обыкновенные или необыкновенные). Им не с чем интерферировать и окрашивание пропадает.

Явления, связанные с появлением окраски при наблюдении в белом поляризованном свете оптически анизотропных объектов (в частности, кристаллических пластинок), называются *хроматической поляризацией*. Она была открыта Араго в 1811г.

§ 1 ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Оптическая схема установки [3] приведена на рис.3. Свет от лампы накаливания 1 (источника сплошного спектра), установленной в фокусе линзы 2, преобразуется в параллельный пучок. Этот пучок проходит затем через поляроид - поляризатор 3, кристаллические пластинки 4, 6 и поляроид - анализатор 7. Для составления фильтра Лео используется дополнительный поляроид 5, установленный на горизонтальных салазках. Для наблюдения используется система линз 8, 9, 10, 11, 12, 13, 14.

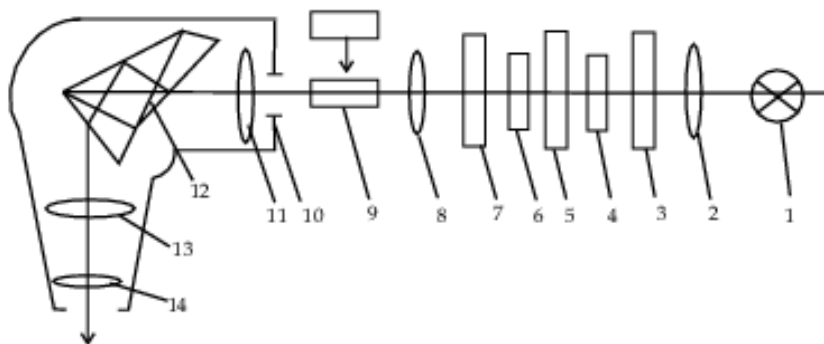


Рис.3: Оптическая схема установки

Два комплекта кварцевых пластинок (на револьверных дисках) и поляроиды закреплены во вращающихся оправках. Оправы снабжены лимбами с градусными делениями для отсчета угла поворота вокруг оси светового пучка. Поворотом револьверного

диска можно устанавливать на пути светового пучка либо нужную пластинку, либо пустое отверстие в диске.

Линза 8 формирует сходящийся пучок света и направляет на входную щель 10 монохроматора. Все спектральные компоненты светового пучка, прошедшего через монохроматор, оказываются пространственно разделенными. Операцию разделения выполняет диспергирующая призма 12, управление которой осуществляется с помощью барабана длин волн (на рис. 3 не показан). Спектр пропускания ИПФ наблюдается визуально через окуляр зрительной трубы 14.

Для градуировки монохроматора используется неоновая лампочка 9 (источник линейчатого спектра), которая для этого устанавливается перед входной щелью 10. Для получения резкого изображения спектральных линий в поле зрения окуляра используется юстировочный винт фокусирующего устройства коллиматора 11.

§ 2 ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

2.1. ГРАДУИРОВКА МОНОХРОМАТОРА И СНЯТИЕ ДИСПЕРСИОННОЙ КРИВОЙ.

Установите неоновую лампочку в рабочее положение, включите источник питания и направьте свет на входную щель монохроматора.

Наблюдая через окуляр зрительной трубы 14, предварительно следует добиться четкого изображения указательной стрелки, затем фокусировкой коллиматора получить резкое изображение спектральных линий и плоскости этой стрелки.

Установите такую ширину входной щели монохроматора, при которой наблюдаемые спектральные линии не перекрываются между собой.

Вращая барабан, приводящий в движение диспергирующую призму 12, поочередно совместите спектральные линии неона с указательной стрелкой и снимите отсчеты по шкале барабана. Начать следует со стороны длинных волн, т.е. с красной области

спектра. Для облегчения расшифровки спектра в качестве опорной линии рекомендуем взять самую яркую линию (желтую) с $\lambda = 585,25$ нм. (Следует иметь в виду, что для разных участков спектра положения фокусирующего винта различное).

По полученным данным построить градуировочную (дисперсионную) кривую, которая устанавливает соответствие между делениями шкалы барабана и длинами волн излучения источника. Длины волн излучения неона взять из прилагаемого к работе атласа линий неона.

2.2. ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОСТОГО ИПФ (ФИЛЬТРА ВУДА).

Уберите неоновую лампочку, включите источник питания лампы накаливания. Убедитесь в правильном положении лампы: изображение источника света должно заполнять всю входную щель монохроматора.

Обеспечив свободное прохождение светового пучка между поляризатором 3 и анализатором 7, поворачивая анализатор вокруг оси пучка, добейтесь минимальной освещенности поля зрения. Такому (скрещенному) положению поляроидов соответствует $\beta - \alpha = \pi/2$ (рис. 2); Соответствующие значения градусов лимба анализатора против неподвижной метки необходимо зафиксировать.

Затем поворотом револьверного диска введите в световой пучок самую тонкую пластинку с $d = 1$ мм (первый диск, отметка 2 на оправе).

Обратите внимание на увеличение освещенности щели монохроматора. Вращая кристаллическую пластинку вокруг оси пучка и одновременно наблюдая через окуляр, добейтесь исчезновения освещенности. Это положение соответствует углу $\alpha = 0$ или $\pi/2$; его также нужно заметить по лимбу кристаллической пластинки.

Далее поверните кристаллическую пластинку в любую сторону на 45° . В таком положении система отъюстирована. Полученный спектр пропускания фильтра Вуда, наблюдаемый с помощью

зрительной трубы, представляет собой систему максимумов и минимумов (канавчатый спектр).

Вращая барабан длин волн, поочередно совместить максимумы и минимумы с указательной стрелкой и снять отсчеты их положения по шкале барабана.

Поверните анализатор на 90^0 и снова зафиксируйте положения экстремумов по показаниям шкалы барабана.

Найдите длины волн всех наблюдаемых максимумов и минимумов для обоих положений анализатора, используя для этой цели градуировочную кривую монохроматора. Убедитесь, что полученные канавчатые спектры дополняют друг друга.

Аналогичные наблюдения и измерения следует провести еще с несколькими кварцевыми пластинками из имеющихся в распоряжении экспериментатора, например, 4, 8 и 12 мм.

Примечание: пластинку толщиной 12 мм можно составить из двух пластинок 4 и 8 мм, оптические оси которых строго параллельны друг другу, т.к. при параллельной ориентации их фазовые сдвиги складываются (а при ортогональной - вычитаются).

По результатам измерений вычислите основной параметр исследованных фильтров Вуда: область свободной дисперсии $\Delta\lambda$ – спектральный интервал между соседними максимумами (или минимумами).

Постройте график зависимости $\Delta\lambda$ от толщины пластинок d для 3-5 далеко отстоящих друг от друга спектральных линий.

Используя данные для одной из толстых пластинок, исследуйте зависимость $\Delta n = |n_e - n_o|$ от λ , т.е. дисперсию двойного лучепреломления. Для определения Δn используйте выражение (2). Проведите усреднение результатов, полученных для нескольких соседних максимумов. Например, так:

$$\Delta n = \frac{m\lambda_m}{d} = \frac{\lambda_m}{2d} \left(\frac{\lambda_{m-1}}{\lambda_{m-1} - \lambda_m} + \frac{\lambda_{m+1}}{\lambda_m - \lambda_{m+1}} \right).$$

Оцените погрешность измерений.

2.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ СЛОЖНОГО ИПФ (ФИЛЬТРА ЛИО).

Составьте двухступенчатый ИПФ, введя между поляроидами 3 и 7 тонкую пластинку 4, дополнительный поляроид 5 и пластинку 6 удвоенной толщины. Все элементы фильтра Лио должны быть предварительно сориентированы по методике, описанной в предыдущем задании. Напомним, что оси пропускания поляроидов 3 и 7 параллельны друг другу, а оптические оси пластинок 4 и 6 – параллельны между собой и установлены под углом 45^0 к поляроидам. Дополнительный поляроид 5 может быть установлен как параллельно, так и перпендикулярно к 3 и 7.

Наблюдая полученный спектр пропускания, заметьте положения максимумов и минимумов и найдите их длины волн при обоих рабочих положениях дополнительного поляроида 5.

По результатам измерений определите основные параметры фильтра Лио: область свободной дисперсии $\Delta\lambda$ и ширину полосы пропускания $\delta\lambda$. Оцените погрешности измерений.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Возможна ли интерференция ортогонально поляризованных лучей?
2. Почему при освещении белым светом кристаллической пластинки, помещенной между поляризатором и анализатором, поле зрения оказывается окрашенным?
3. Как изменится функция пропускания фильтра Лио при переходе от варианта с параллельными поляроидами к варианту с попарно скрещенными?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 4

1. *Виноградова Т. А.* и др. " Оптические интерференционно-поляризационные фильтры". Труды ГОИ им. С. И. Вавилова, т.72, вып. 206. Л.,1989.
2. *Сивухин Д. В.*. Общий курс физики, т. IV. Оптика. М., "Физматлит", 2006.
3. Описание 3.2. лабораторной работы по физической оптике "Исследование явлений хроматической поляризации света". НГУ, 1990. /Сост. В. А. Арбузов.
4. *Волкова Е. А.* Поляризационные измерения. М.,1974.

Глава 5

ИЗУЧЕНИЕ ЯВЛЕНИЯ ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА В ИМПУЛЬСНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Оборудование: полупроводниковый лазер, осциллоскоп, кювета с исследуемой средой, соленоид, поляризатор, вращающийся в оправе с лимбом, фотоприемное устройство с усилителем (фотодиод).

Цель работы заключается в изучении закономерностей вращения плоскости поляризации в магнитном поле (эффект Фарадея), в определении постоянной Верде для воды, а также в измерении формы, амплитуды импульса внешнего магнитного поля оптическим методом с использованием современной цифровой техники.

§1 КРАТКАЯ ТЕОРИЯ ЯВЛЕНИЯ

Явление вращения плоскости поляризации в магнитном поле было обнаружено Фарадеем в 1846 году, и в силу того, что с его помощью удалось впервые установить тесную связь между оптическими и электромагнитными явлениями, оно называется еще "эффектом Фарадея".

Магнитное вращение плоскости поляризации обусловлено тем, что под влиянием внешнего магнитного поля, много большего магнитного поля световой волны, электроны, входящие в состав атомов и молекул вещества, подвергаются воздействию силы Лорентца. В связи с этим изменяется характер вторичного излучения отдельных атомов, свойства вещества меняются, и среда приобретает способность вращать плоскость поляризации во внешнем магнитном поле. Магнитное вращение плоскости поляризации подчиняется следующим закономерностям:

1. Как и при естественном вращении плоскости поляризации встречаются право- и левовращающие вещества. Направление вращения в этом случае (обратите внимание!) устанавливается по отношению к направлению магнитного поля. Поворот плоскости

поляризации происходит по часовой стрелке (правило правого винта) для правовращающих веществ, которые называются также положительными. Если вращение происходит влево, то вещества называются левовращающими или отрицательными. Вращение плоскости поляризации происходит вправо для громадного большинства веществ. К ним относятся все диамагнитные и часть парамагнитных веществ. Встречаются и такие вещества, у которых отмечается вращение влево. К ним относятся ферромагнетики и среды, содержащие в своем составе парамагнитные вещества. Очень сильный эффект наблюдается в тонких пленках железа, никеля и кобальта, что связано с существованием в них сильных внутренних магнитных полей.

2. Направление вращения плоскости поляризации для каждого вещества связано только с направлением магнитного поля и не зависит от направления распространения света в среде. При изменении направления магнитного поля плоскость поляризации поворачивается в другую сторону. Последнее свойство (отличающее вращение в магнитном поле от естественного вращения) позволяет увеличивать суммарный угол поворота плоскости поляризации системой с многократным прохождением света через магнитоактивное вещество вследствие отражения между двумя зеркалами.

3. Опыты самого Фарадея, а затем более точные опыты Верде показали, что угол поворота плоскости поляризации пропорционален длине пути света в веществе и напряженности внешнего магнитного поля:

$$\varphi = \beta \cdot l \cdot B \quad (1)$$

где φ - угол поворота мин; l - длина пути, см; B - магнитная индукция в веществе, Гс; $[\beta]$ - постоянная Верде, характерная для данного вещества, называемая также удельным магнитным вращением.

4. Удельное магнитное вращение $[\beta]$ в малой степени связано с температурой и плотностью вещества, но очень сильно зависит от длины световой волны. Для многих веществ, у которых электронные полосы поглощения лежат в далекой

ультрафиолетовой области, зависимость $[\beta]$ от длины волны можно выразить формулой $\beta \sim \frac{1}{\lambda^2}$. У сред с полосами поглощения в видимой и ближней инфракрасной областях наблюдается зависимость $\beta \sim \lambda^2$.

5. Для объяснения перечисленных свойств эффекта Фарадея в рамках классической электронной теории следует решить задачу о вычислении смещения квазиупругого электрона в поле световой волны с учетом тормозящей силы и влияния внешнего постоянного магнитного поля:

$$m_e \cdot \left(\ddot{\vec{r}} + J\dot{\vec{r}} \right) + k\vec{r} = e \cdot \vec{E} + \frac{e}{c} \left[\dot{\vec{r}} \times \vec{B}_{\text{вн}} \right] \quad (2)$$

В (2) k – константа квазиупругой силы, \vec{E} – световое поле распространяющееся вдоль оси z , $\vec{B}_{\text{вн}}$ – внешнее магнитное поле, которое для простоты примем тоже направленным вдоль z , J – константа затухания.

Так как $\vec{E} = E_x, E_y, 0$, то в проекциях (2) имеет вид

$$\begin{aligned} \ddot{r}_x + J\dot{r}_x - \frac{e}{m_e c} r_y B_{\text{вн}} + \omega_0^2 r_x &= \frac{e}{m_e} E_x; \\ \ddot{r}_y + J\dot{r}_y + \frac{e}{m_e c} r_x B_{\text{вн}} + \omega_0^2 r_y &= \frac{e}{m_e} E_y; \\ \ddot{r}_z + J\dot{r}_z + \omega_0^2 r_z &= 0, \quad \left(\omega_0^2 = \frac{k}{m_e} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Величина $\omega_c = \frac{e \cdot B_{\text{вн}}}{m_e c}$ называется электронной циклотронной частотой. Для интересующих нас r_x и r_y (r_z , как видно из (3), затухает) из (3) можно составить единое уравнение для комбинаций

$$r_x + ir_y \text{ и } r_x - ir_y :$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dt^2} r_x \pm i r_y + J \pm i \omega_c \frac{d}{dt} r_x \pm i r_y + \\ + \omega_0^2 r_x \pm i r_y = \frac{e}{m_e} E_x \pm i E_y. \end{aligned} \quad (4)$$

В правой части этого уравнения стоит уже знакомая нам комбинация – право- или левополяризованные по кругу волны. Амплитуда вынужденного решения в (4) имеет вид

$$r_0 = \frac{eE_0}{m_e} \cdot \frac{1}{\left[\omega_0^2 - \omega^2 \pm \omega_c \omega + i \omega J \right]}$$

где $E_0 = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$; $\vec{E} = \vec{E}_0 \cdot e^{i\omega t} = E_x \cdot \cos \omega t + i E_y \cdot \sin \omega t$

Так как поляризация среды $\vec{P} = Ne \cdot \vec{r}$, то в итоге получаем следующую формулу для показателя преломления (с учетом $\vec{E} + 4\pi\vec{P} = \varepsilon\vec{E} = n^2\vec{E}$, $n^2 = 1 + 4\pi P/E$ и $J = 0$):

$$n_{\pm}^2 = 1 + \frac{4\pi e^2 N}{m_e \omega_0^2 - \omega^2 \pm \omega_c \omega} \quad (5)$$

Таким образом, мы приходим к разным скоростям распространения право- и левополяризованных волн в среде, но сейчас эта разница в скоростях определяется лишь величиной и направлением внешнего магнитного поля. Итоговый поворот вектора \vec{E} на единицу длины пути (при $B = 1$ Гс) – константа Верде – имеет следующий вид:

$$\beta = \frac{2\pi e^3 N}{c^2 m_e^2} \cdot \frac{\omega^2}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (6)$$

Выражение (6) справедливо для газов и паров. Если $\omega \ll \omega_0$, то $\beta \sim 1/\lambda^2$, если же $\omega \gg \omega_0$, то $\beta \sim \lambda^2$.

Для конденсированных сред имеем более общее выражение постоянной Верде

$$\beta = \frac{e\omega}{2m_e c^2} \cdot \frac{dn}{d\omega} = -\frac{e\lambda}{2m_e c^2} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (7)$$

Если известно значение $dn/d\lambda$, то при вычислении, согласно (7), не нужна оценка собственных частот колебаний электрона. Следует отметить, что вне линии поглощения $dn/d\lambda < 0$ (нормальная дисперсия) заряд электрона отрицателен, следовательно, в этом случае получаем положительное вращение плоскости поляризации, т.е. вращение совпадает с направлением тока, создающего в соленоиде магнитное поле. Кроме того, формулу (7) можно использовать для определения величины удельного заряда электрона.

§2 ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

В данной работе наблюдение эффекта Фарадея в импульсном магнитном поле осуществляется на установке, схема которой изображена на рис. 1.

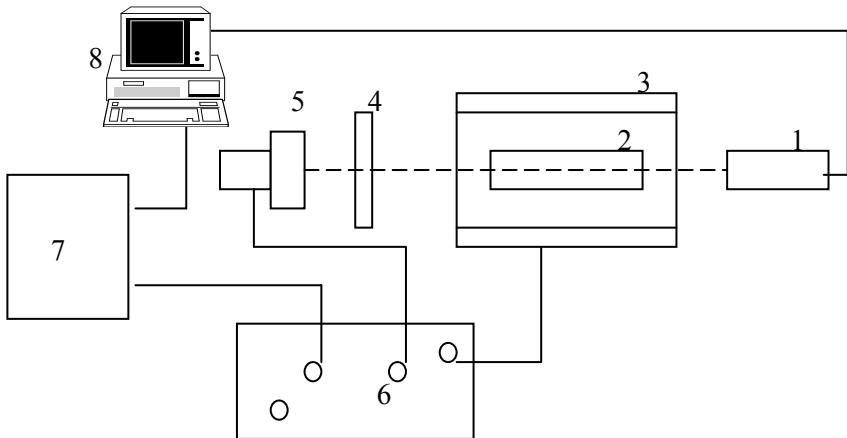


Рис. 1: Принципиальная схема установки

На оптической скамье расположены последовательно: источник поляризованного света 1 (полупроводниковый лазер), кювета с

исследуемой средой 2 (заключенная в соленоид 3), поляризатор 4 (вращающийся в оправе с лимбом) и фотоприемник 5.

Импульсное магнитное поле в соленоиде создается за счет импульсов тока от источника питания 6, одновременно формирующего синхроимпульс запуска осциллоскопа 7. С помощью цифрового осциллоскопа 7, подключенного к компьютеру, регистрируется сигнал от фотоприемника 5, на который питание также подается от источника 6.

При регистрации разрядного тока соответствующий вход "Ch1" осциллоскопа соединяется кабелем с выходным разъемом "ТОК" на передней панели блока питания (рис. 2). К этому разъему в блоке питания подключены отводы шунта с сопротивлением $R_{ш} = 2,5 \cdot 10^{-3}$ Ом, соединенного последовательно с обмоткой соленоида.

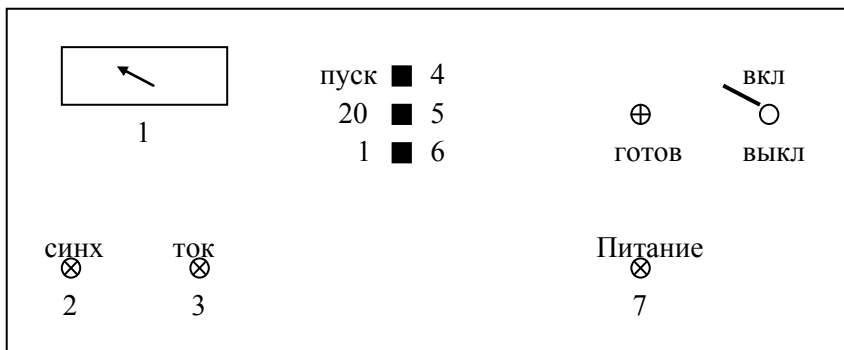


Рис. 2: Функциональное назначение рабочих элементов передней панели блока питания 6: 1 – индикатор напряжения; 2 – выход для внешнего запуска осциллоскопа (синхронизация); 3 – выход импульса тока на вход "Y" осциллоскопа; 4 – кнопка однократного пуска импульса тока; 5 – клавиша переключения импульса тока на частоту 20 Гц; 6 – клавиша переключения импульса тока на однократный режим; 7 – питание фотоприемника

На передней панели блока питания помимо выходного разъема "ТОК" расположены еще два выходных разъема: "СИНХР" – он должен быть соединен соответствующим кабелем со входом

внешнего запуска осциллоскопа; "ПИТАНИЕ БЛОКА" – к нему должен быть подключен кабель питания фотодиода. Справа вверху на передней панели этого блока, расположен тумблер включения блока, слева на панели – стрелочный индикатор напряжения (в относительных единицах), накопленного на конденсаторе блока перед его разрядом через соленоид. Блок питания позволяет осуществлять подачу импульсов тока через соленоид в двух режимах:

- частотном, когда утоплена клавиша "20" на передней панели блока (в этом случае импульсы тока следуют автоматически с частотой 20 Гц);

- однократном, когда утоплена клавиша "1" на передней панели (в этом случае для выработки импульса тока необходимо дождаться свечения неоновой лампочки "ГОТОВ", после чего нажать расположенную левее кнопку "ПУСК").

Лабораторная работа укомплектована цифровым осциллоскопом ТР208, использующим вывод формы и параметров регистрируемых сигналов на экран компьютера. Осциллоскоп является прибором, с помощью которого отображается на экране компьютера изменяющееся во времени электрическое напряжение. С ним можно легко проверить зависящие от времени электрические сигналы.

Этот прибор позволяет сохранять в памяти информацию о сигналах, подаваемых на два независимых входа "Ch1" и "Ch2". Данная информация изображается на экране как в графическом виде ("запомненные" осциллограммы сигналов), так и в цифровом – с помощью маркеров на экране - их можно перемещать по экрану вдоль линии "осциллограммы". При этом вертикальные координаты высвечиваются в Вольтах, горизонтальные - в соответствующих долях секунды. Термин "осциллограммы" взят в кавычки, так как реально на экране строится из точек изображение запомненного массива данных от аналогового входного сигнала. Аналого-цифровой преобразователь (АЦП) осциллоскопа через заданные малые промежутки времени (период дискретизации) переводит в цифровые коды мгновенную амплитуду входного сигнала, и эти данные отправляются в выбранный массив.

Осциллоскоп TP208 имеет два отдельных входа, каналы, которые могут быть индивидуально настроены. Границы измерения для каналов могут быть изменены от 20 мВ до 80 В полной шкалы.

Он имеет настраиваемую от 50 до 131040 выборок на канал длину записи. Точка запуска может быть установлена в любом месте записи, что позволяет исследовать сигнал как до, так и после момента запуска. Частота выборки регулируется от 50 до 50М выборок в секунду. Приведенные параметры даны для 5 Мгц осциллоскопа и могут быть другими для другого класса прибора.

На экране могут быть изображены курсоры для измерения напряжения, времени или частоты.

Для получения более полной информации Вам необходимо уяснить выделенные участки в прилагаемой краткой инструкции по эксплуатации осциллоскопа TP208.

§3 ЛОГИКА ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Для вычисления константы Верде с использованием формулы (1) при работе с импульсным магнитным полем достаточно определить амплитуду угла поворота плоскости поляризации при соответствующем значении амплитуды магнитной индукции в веществе. Амплитуду магнитной индукции можно определить, замерив на осциллооскопе амплитуду импульса тока в соленоиде с помощью шунта, приняв магнитную проницаемость вещества за 1 и вычисляя напряженность магнитного поля в приближении бесконечно длинного соленоида.

Максимальное значение угла поворота плоскости поляризации света за время импульса тока через соленоид можно определить по амплитуде сигнала с фотоприемника на осциллооскопе, если поляризатор 4 выставлен изначально в скрещенное положение и почти не пропускает поляризованное лазерное излучение при отсутствии магнитного поля. Но для этого необходимо сначала провести калибровку данного сигнала. Ее можно провести, измеряя величину постоянного сигнала с фотоприемника в зависимости от угла поворота поляризатора, т. е. как бы моделируя процесс поворота плоскости поляризации света.

Так как все упомянутые выше измерения придется проводить с использованием современного цифрового осциллоскопа, очевидно, в первую очередь необходимо приобрести минимальные навыки обращения с этим прибором.

§4 ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

4.1. СТАНДАРТНЫЙ ВАРИАНТ ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

I. Включить лазер 1, источник питания 6. С помощью переносного экрана (листка бумаги) убедиться в нормальном прохождении лазерного луча через кювету с веществом внутри соленоида и попадании прошедшего луча в зрачок фотоприемного устройства. Утопив клавишу 6 на блоке 6, выставить однократный режим импульсов тока. Выставить поляризатор 4 в скрещенное положение, соответствующее минимуму яркости прошедшего через него лазерного излучения, затем заэкранировать фотоприемное устройство от внешних паразитных засветок. После этого нажатием кнопки 5 на блоке питания 6 установить частотный режим импульсов тока с частотой 20 Гц.

II. Произвести включение и установку режимов осциллоскопа TP208 в следующей последовательности:

1. Найти на рабочем столе компьютера иконку осциллоскопа «**HandyScope HS3**», активировать эту программу. На экране должен появиться «экран» осциллоскопа на два канала вывода «осциллограмм».

2. Убедиться, что вход "Ch1" осциллоскопа соединен кабелем с выходом "ТОК" на передней панели блока 6, а выход "СИНХР" этого блока соединен кабелем со входом внешнего запуска осциллоскопа. Вход канала "Ch2" осциллоскопа должен быть соединен с фотоприемным устройством.

3. Для каналов "Ch1" и "Ch2" (в описании и меню они обозначены уже русской аббревиатурой "Кн1" и "Кн2") установите закрытые емкостные входы (см. **«раздел 2.2. Вид входного сигнала»** в краткой инструкции по эксплуатации осциллоскопа).

4. Используя **раздел 2.1** краткой инструкции по эксплуатации осциллоскопа, установите режим непрерывных измерений.

5. Используя **«раздел 2.1»** краткой инструкции по эксплуатации осциллоскопа, установите чувствительность полной шкалы обоих каналов 400 или 800 mV.

6. Для нормальной визуализации сигналов в данной работе желателен период дискретизации 1мкс (10^{-6} с). Установку этого значения, а также длины записи ($\sim 5 \cdot 10^{-3}$ с), проведите, используя **«разделы 3.1. – 3.2.»** краткой инструкции по эксплуатации осциллоскопа.

7. Осталось установить режим и уровень запуска. Войдите в меню **Запуск**, выберите строку **Источник**, в ней - **Внешний**. Затем в том же меню **Запуск** выберите строку **Режим**, в ней – **Возрастание**, затем в подменю **Время ожидания установите БЕСКОНЕЧНОСТЬ** (см. **разделы 4.1 – 4.3** краткой инструкции по эксплуатации осциллоскопа).

8. Если в обоих окнах на экране нормальным образом отображаются формы импульсов сигналов тока в соленоиде и импульса от фотоприемника, используя **«раздел 5. ИЗМЕРЕНИЯ КУРСОРОМ»** краткой инструкции по эксплуатации осциллоскопа, поупражняйтесь в измерении амплитуд наблюдаемых сигналов.

На этом краткое знакомство с осциллоскопом можно считать законченным. Переходите к следующему пункту выполнения работы.

III. Для успешного выполнения работы необходимо знать, как амплитуда сигнала с фотоприемника зависит от угла поворота плоскости поляризации света, прошедшего через вещество в магнитном поле и поляризатор. Эта зависимость полностью аналогична зависимости плоско поляризованного света, прошедшего через поляризатор, от угла поворота этого поляризатора, и в случае начального установления поляризатора в скрещенное положение ведет себя как $I(\varphi) = I_0 \sin^2 \varphi$, где I_0 – интенсивность света при параллельном положении поляризатора (попытайтесь сами объяснить, откуда такая зависимость).

Вам предлагается экспериментально определить график этой зависимости. Для этого отключите импульсное магнитное поле, нажав кнопку "ОДНОКР" на блоке питания 6. После этого вход "Кн2" осциллоскопа установите на ПОСТОЯННЫЙ вид входного сигнала. Запишите цифровое значение лимба поляризатора против

неподвижной метки – это будет нулевой отсчет по углу (угол $\varphi = 0$, так как перед этим Вы установили поляризатор в скрещенное положение). Установите чувствительность канала "Кн2" "10V" или "20V" и еще установите внутренний автоколебательный режим запуска от канала "Кн2" (см. **«раздел 4. НАСТРОЙКА СИСТЕМЫ ЗАПУСКА»** – в МЕНЮ выбрать окно ЗАПУСК, найти подменю ВРЕМЯ ОЖИДАНИЯ и там вместо БЕСКОНЕЧНОСТЬ поставить, например, 1 сек, в подменю ИСТОЧНИК выбрать Кн2). Записываете значение амплитуды сигнала в канале "Кн2" (см. выше раздел II, п. 8). Это точка нулевого отсчета по амплитудам сигнала с фотоприемника в зависимости от угла поворота поляризатора. Реальный сигнал не равен нулю из-за несовершенства (неидеальности) поляризатора.

Снимите теперь зависимость амплитуды сигнала в канале "Кн2" от угла поворота поляризатора, делая записи амплитуды для φ от 0^0 до 30^0 через каждые 5^0 , далее – через 10^0 до 90^0 . Подробное снятие начального участка диктуется тем, что углы поворота поляризации в магнитном поле малы. Если амплитуда сигнала меняется от времени, запишите подряд не менее пяти значений и вычислите среднее или перейдите на однократный режим записи (каждый раз нажатие клавиши "ОДНОКР" в **«разделе 4 "НАСТРОЙКА СИСТЕМЫ ЗАПУСКА"»** на осциллокопе будет записывать в массив "Кн2" новый сигнал). Таким образом, нажимая клавишу "ОДНОКР", для каждого значения угла φ поляризатора записываете не менее пяти значений амплитуды постоянного сигнала на экране и вычисляете среднее. Постройте график зависимости $V(\varphi) - V(0)$.

IV. Поставьте поляризатор в скрещенное положение, запуск осциллокопа – на "ВНЕШНИЙ", режим запуска - ждущий, режим измерений - непрерывный, установите емкостной вход канала "Кн2", выставьте поддиапазон канала "Кн2" "400mV". Включите частотный режим импульсов тока нажатием кнопки "20" на передней панели блока 6. Используя **«раздел 5. ИЗМЕРЕНИЯ КУРСОРОМ»** краткой инструкции по эксплуатации осциллокопа, снимите значения амплитуд сигналов тока и от фотоприемника, усредняя не менее чем по пяти значениям. Определите истинную амплитуду тока (в Амперах), зная, что Вы замерили падение напряжения на шунте сопротивлением $R_{ш} = 2,5 \cdot 10^{-3}$ Ом. Учитывая,

что плотность витков соленоида $n_0 = 1000$ витков на метр, вычислите магнитное поле (в А/м) по формуле $H = I \cdot n_0$.

Используя график зависимости $V(\varphi) - V(0)$, полученный в разд. III, и значение амплитуды сигнала от фотоприемника, найдите амплитуду угла поворота плоскости поляризации в магнитном поле.

V. Вычислите постоянную Верде для дистиллированной воды, находящейся в кювете. Длина кюветы 50 см. Рассчитайте погрешность, поясните, чем она в основном определяется (обратите внимание на возможные систематические ошибки). Полученное значение постоянной Верде сравните с табличным и объясните различие, обратив внимание на то, при какой длине волны света приведено табличное значение (длина волны излучения лазера, используемого в работе, $\lambda = 0,63$ мкм).

VI. Выполните задания разд. IV, V в режиме однократных импульсов тока, когда амплитуды сигналов существенно больше. Если амплитуды сигналов "обрезаются" на экране, увеличьте значения поддиапазонов каналов "Кн1" и "Кн2". Вычислив заново величину постоянной Верде и ее погрешность, сравните их с полученными ранее значениями.

4.2. РАСШИРЕННЫЙ ВАРИАНТ ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ

Расширенный вариант выполнения работы предполагает:

- 1) наличие навыков выполнения пп. I-IV стандартного варианта;
- 2) умение навыков составления коротеньких простых программ вычисления средних значений и дисперсий амплитуд сигналов.

Снятие зависимости амплитуды сигнала с фотоприемника от угла поворота плоскости поляризации света, прошедшего через вещество в магнитном поле и поляризатор (см. п. III стандартного варианта). Можно то же самое проделать иначе - предполагая, что выполняется зависимость $I(\varphi) = I_0 \sin^2 \varphi$. По рекомендациям п. III стандартного варианта снимаются как можно тщательнее отсчеты сигнала при $\varphi = 0^\circ \rightarrow A_0$, при $\varphi = 30^\circ \rightarrow A_1$, при $\varphi = 50^\circ \rightarrow A_2$. Затем вычисляется разность $A_1 - A_0 = A$.

Тогда $A = I_0 \sin^2 30^\circ = \frac{I_0}{4}$, следовательно, $I_0 = 4A = 4(A_1 - A_0)$.

Теперь для любого неизвестного по φ сигнала амплитуда

$\Delta = 4A \sin^2 \varphi$. Следовательно, $\varphi = \arcsin \sqrt{\frac{\Delta}{4A}}$. Проверьте это соотношение для сделанного замера при $\varphi = 50^\circ$. В этом случае $A = A_2 - A_0$ (A_0 – уровень фона, нулевой отсчет).

Вычислите программно $\arcsin \sqrt{\frac{A_2 - A_0}{4A_0}}$, если отклонение от 50°

превосходит величину $2^\circ \div 3^\circ$, повторите все замеры и вычисления сначала, тщательно выставляя углы 0° , 30° , 50° . Итоговое значение величины A необходимо записать для дальнейшего использования.

Проведите все установки осциллоскопа и блока питания 6, рекомендованные в п. IV стандартного варианта. После этого создайте вариант программы вычисления средних значений и дисперсий амплитуд сигнала от фотоприемника и значений тока (соответствуют каналам Кн2 и Кн1). Запустите программу, запишите полученные значения φ и $\Delta\varphi$ по соотношению

$\varphi = \arcsin \sqrt{\frac{\Delta}{4A}}$, где Δ – среднее значение амплитуды сигнала от фотоприемника.

Вычислите магнитное поле в соленоиде, используя рекомендации п. IV стандартного варианта.

Желательно также провести вычисления среднего по длине соленоида магнитного поля, используя формулу напряженности магнитного поля на оси соленоида конечных размеров, либо указать погрешность вычислений для бесконечного соленоида применительно к реальному соленоиду, используемому в работе.

Вычислите постоянную Верде для дистиллированной воды, находящейся в кювете. Рассчитайте погрешность, уясните, чем она в основном определяется. Обратите внимание на систематические ошибки. Полученное значение постоянной Верде сравните с табличным. Объясните различие, обратив внимание на то, при какой длине волны света приведено табличное значение (длина волны излучения лазера, используемого в работе $\lambda = 0,63$ мкм).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 5

1. *Годжаев Н. М.* Оптика. М.: Высш. шк., 1977.
2. Оптика и атомная физика. /Под ред. Р.И.Солоухина. Новосибирск: Наука. Сибирское отделение, 1983.

Глава 6

ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА ПОККЕЛЬСА И МОДУЛЯЦИИ СВЕТА

Оборудование: одночастотный He-Ne лазер, набор поляроидов, модулятор МЛ-5, сканирующий интерферометр Фабри-Перо, осциллограф, фотодиоды, источники питания, генераторы.

Цель работы – знакомство с линейным электрооптическим эффектом, работой модуляторов излучения, основанных на этом эффекте и изучение влияния модуляции на спектр излучения.

1. КРАТКАЯ ТЕОРИЯ

ВВЕДЕНИЕ

В связи с широким применением лазеров в различных областях науки и техники возникла необходимость эффективного управления и преобразования лазерного излучения. Одним из видов управления излучением является модуляция, т. е. целенаправленный процесс изменения каких-либо характеристик волны (амплитуды, фазы, частоты, поляризации) в результате воздействия на нее с помощью управляющего сигнала. Модуляция может осуществляться как во временной, так и в пространственной областях. Соответствующие устройства называются пространственными модуляторами, временными (или просто модуляторами) и пространственно-временными модуляторами, если проводится смешанная пространственно-временная модуляция света. Существует широкий класс модуляторов, в основе действия которых лежат различные физические принципы.

Большое практическое распространение получили временные модуляторы, в основе работы которых лежит эффект Поккельса – изменение показателя преломления вещества под действием внешнего электрического поля. Причем это изменение пропорционально первой степени величины электрического поля, что возможно только в анизотропных средах. Отсюда и название – линейный электрооптический эффект. Модуляторы света, в основе действия которых лежит эффект Поккельса, обладают весьма

высоким быстродействием: порядка $10^{-10} \div 10^{-11}$ с. Это дает возможность, помимо использования модуляторов для передачи информации, формировать световые сигналы сложной формы или световые импульсы с очень коротким фронтом. Применение управляющего сигнала с определенной частотной зависимостью позволяет использовать модулятор в качестве синтезатора спектра, что находит применение при решении некоторых физических задач.

1.1 РАСПРОСТРАНЕНИЕ СВЕТА В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

Подробно этот вопрос рассмотрен во многих учебниках по оптике (см. напр. [1, 2]). Ниже приведены основные положения оптики анизотропных сред.

В данном направлении в двулучепреломляющей среде могут распространяться с различными фазовыми скоростями две линейно поляризованные волны, имеющие взаимно ортогональные поляризации. В плоскости волнового фронта лежат вектор \vec{D} и вектор \vec{H} , совпадающий по направлению с индукцией $\vec{B} = \mu \vec{H}$. Вектор же \vec{E} в анизотропной среде не совпадает с \vec{D} и образует некоторый угол α (рис. 1).

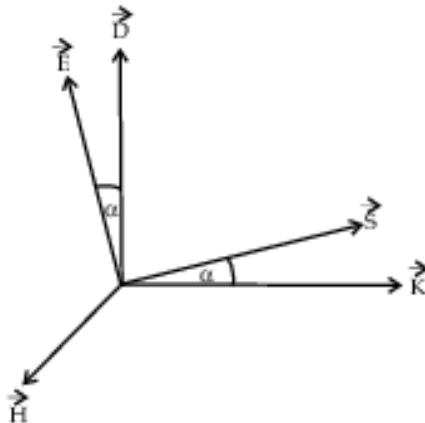


Рис. 1. Расположение векторов \vec{D} и \vec{E} в анизотропной среде

Вектор \vec{S} , характеризующий направление потока энергии в волне, компланарен с векторами \vec{E} , \vec{D} , \vec{k} и составляет с вектором \vec{k} угол α .

Если в направлении колебаний \vec{D} поляризованной волны откладывать вектор, модуль которого пропорционален показателю преломления кристалла для этой волны, и выполнить это построение для всевозможных направлений \vec{D} и \vec{k} , то концы векторов опишут замкнутую поверхность, называемую оптической индикатрисой. Оптическая индикатриса полностью определяет оптические свойства кристалла и в общем случае представляет собой трехосный эллипсоид. Если x , y , z – главные оси кристалла, то уравнение индикатрисы имеет вид

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (1)$$

где $n_x = \sqrt{\epsilon_x}$, $n_y = \sqrt{\epsilon_y}$, $n_z = \sqrt{\epsilon_z}$ – главные показатели преломления среды.

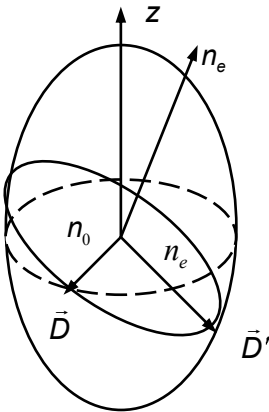


Рис. 2. К определению свойств оптической индикатрисы

Если пересечь эллипсоид плоскостью, проходящей через его центр и перпендикулярной к заданному направлению \vec{k} (рис. 2), то фигурой сечения в общем случае является эллипс: длины его главных осей определяют значение n , а их направления – соответствующие направления колебаний (векторы \vec{D}).

Симметрия кристалла налагает определенные требования на форму и ориентацию оптической индикатрисы. Так, для кубических кристаллов, обладающих симметрией относительно поворотов вокруг трех осей, индикатриса является сферой. Для кристаллов других типов

симметрий (кристаллы дигидрофосфата аммония $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$, дигидрофосфата калия KH_2PO_4 и метаниобата лития LiNbO_3) индикатриса представляет собой эллипсоид вращения вокруг главной оси симметрии.

Если ось z направить вдоль этой оси, то уравнение индикатрисы будет иметь вид

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1. \quad (2)$$

Главная ось кристалла называется оптической осью, а сами кристаллы - одноосными. Показатели преломления n_0 и n_e принято называть обыкновенными и необыкновенными. Плоскость, проходящая через оптическую ось кристалла и волновой вектор \vec{k} , называется главной плоскостью. Для обыкновенной волны вектор \vec{D} (см. рис. 2) перпендикулярен главной плоскости, для необыкновенной – \vec{D} лежит в ней. Для обыкновенной волны показатель преломления n_0 не зависит от направления \vec{k} , а для необыкновенной может принимать значения от n_0 до n_e в зависимости от направления \vec{k} .

1.2. ЛИНЕЙНЫЙ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ (ЭФФЕКТ ПОККЕЛЬСА)

Электрооптический эффект состоит в изменении показателя преломления среды под действием электрического поля. Если в отсутствие электрического поля уравнение индикатрисы имеет вид (2), то в результате наложения электрического поля происходят поворот и деформация оптической индикатрисы. В произвольной прямоугольной системе координат уравнение индикатрисы имеет вид [1, 3, 4]

$$a_1 x^2 + a_2 y^2 + a_3 z^2 + 2a_4 yz + 2a_5 zx + 2a_6 xy = 1 \quad (3)$$

По предположению Поккельса между изменениями поляризационных констант a_k и компонентами вектора электрического поля \vec{E} существует линейная зависимость

$$\Delta a_k = r_{ki} e_i$$

где r_{ki} – электрооптические коэффициенты. Симметрия кристалла накладывает ограничения на вид матрицы электрооптических коэффициентов. В нашем случае кристалла метаниобата лития LiNbO_3 , класса симметрии $3m$, электрическое поле направлено по оптической оси кристалла:

$$e_x = e_y = 0, \quad e_z = e \quad (4)$$

Уравнение индикатрисы имеет вид

$$\left(\frac{1}{n_0^2} + r_{13} e \right) x^2 + y^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33} e \right) z^2 = 1 \quad (5)$$

В результате наложения электрического поля кристалл остается одноосным с прежним направлением оптической оси.

Однако величины показателей преломления для света, поляризованного в главных направлениях, изменяются по-разному

$$\begin{aligned} n'_x = n'_y &= n_0 - \frac{1}{2} n_0^3 r_{13} e, \\ n'_z &= n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} e. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь n_0 и n_e - показатели преломления в отсутствие поля. Если свет распространяется вдоль оси Y кристалла, то разность фаз между лучами, поляризованными в главных направлениях, после прохождения пластины толщиной l равна

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda} n_0 - n_e + \frac{\pi l}{\lambda} n_0^3 r_{13} - n_e^3 r_{33} e \quad (7)$$

Первый член в (7) обязан естественному двулучепреломлению в кристалле, а второй – линейному электрооптическому эффекту.

Линейный электрооптический эффект имеет место только в кристаллах, лишенных центра симметрии. В кристаллах centrosymmetricheskikh классов и в изотропных телах, в частности в жидкостях, для которых линейный эффект отсутствует, квадратичный по электрическому полю эффект играет основную

роль. Это явление было изучено Керром и называется эффектом Керра. Двойное лучепреломление жидкостей под действием внешнего магнитного поля называется эффектом Коттона-Мутона.

1.3.МОДУЛЯТОР СВЕТА

Устройство модулятора приведено на рис. 3. Модулятор состоит из двух одинаковых кристаллов метаниобата лития, развернутых один относительно другого на угол π вокруг кристаллографической оси y , вдоль которой распространяется световой луч. Между этими кристаллами находится полуволновая пластина из кристаллического кварца, вырезанная параллельно оптической оси z' . Направление оси z' этой пластины составляет угол $\pi/4$ с направлением оптической оси z в метаниобате лития.

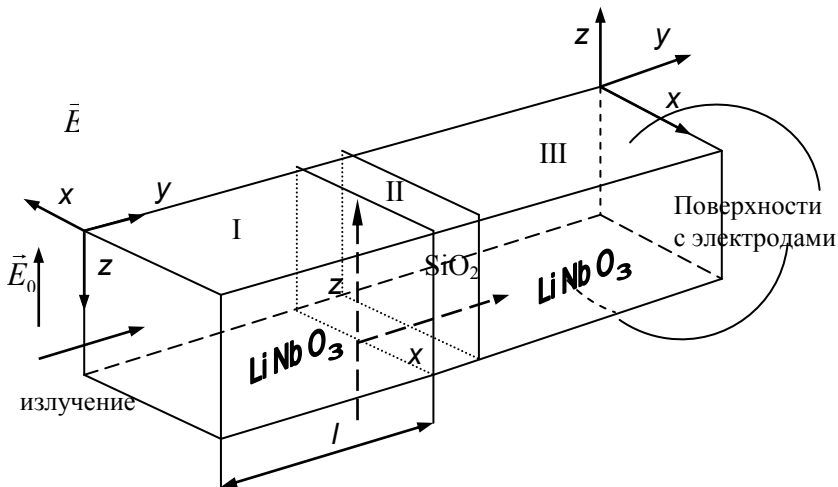


Рис. 3. Устройство модулятора: I, III - кристаллы метаниобата лития (LiNbO_3); II - полуволновая пластинка из кварца (SiO_2);

x, y, z – кристаллографические оси

После прохождения этой пластины, волны, поляризованные вдоль осей x и z , меняют направления поляризации на ортогональные и в результате прохождения обеих половин

модулятора получают одинаковую фазовую задержку. Это позволяет избежать влияния естественного двулучепреломления на поляризацию света, а также скомпенсировать эффекты, связанные с изменением длины кристалла за счет температуры.

В то же время наведенный полем \vec{e} фазовый набег суммируется благодаря тому, что ось z кристалла в одной половине направлена по внешнему полю \vec{e} , а в другой имеет противоположное направление.

Для света, распространяющегося вдоль оси y , из выражений (6) можно получить индуцированное запаздывание волны $\Delta\varphi$, поляризованной вдоль z , относительно волны с ортогональной поляризацией:

$$\Delta\varphi = \frac{\pi u}{\lambda d} [n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}] \quad (8)$$

где u – напряжение на электродах; n_o и n_e – показатели преломления для обыкновенного и необыкновенного лучей; r_{33} и r_{13} – электрооптические коэффициенты; l , d – длина и ширина кристалла.

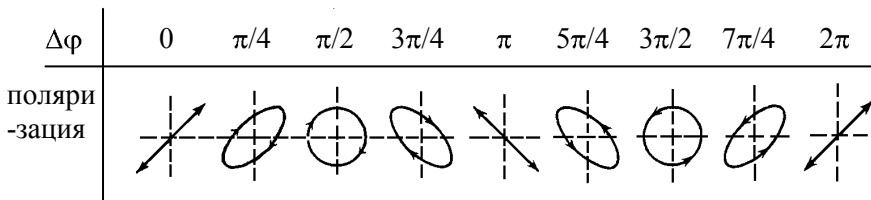


Рис. 4 Зависимость характера поляризации света от $\Delta\varphi$

При изменении напряжения на модуляторе изменяется характер поляризации света на его выходе. На рис. 4 приведена зависимость характера поляризации света от $\Delta\varphi$, перед модулятором свет был линейно поляризован под углом $\pi/4$ к оптической оси.

При отсутствии напряжения ($\Delta\varphi = 0$) поляризация на выходе модулятора совпадает с исходной. Поместим за модулятором анализатор, так чтобы его плоскость поляризации была ортогональна плоскости поляризации света падающего на кристалл. За анализатором интенсивность света равна (см. рис. 5):

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Delta\varphi}{2} \quad (9)$$

где I_0 – интенсивность падающего света.

Напряжение, соответствующее значению $\Delta\varphi = \pi$, называется полуволновым напряжением, т. к. при этом модулятор представляет собой полуволновую пластинку.

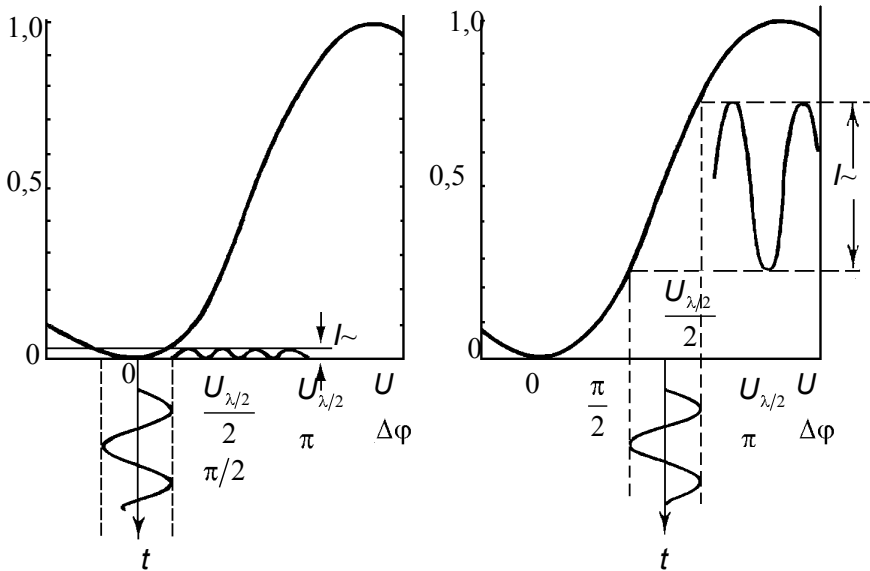


Рис. 5. Зависимость относительной интенсивности света от напряжения на модуляторе: I_{\sim} – переменная составляющая света на выходе модулятора

Для кристалла LiNbO_3 (см. рис. 3): $n_0 = 2,3134$, $n_e = 2,2990$; $r_{33} = 30,8 \cdot 10^{-10}$ см/В; $r_{13} = 8,6 \cdot 10^{-10}$ см/В; l , d – длина и ширина кристалла ($l/d = 12,5$). Для частоты модуляции $\Omega/2\pi \leq 100$ МГц, длины волны $\lambda = 0,63$ мкм: $\Delta\varphi = 1,34 \cdot 10^{-3} lu/d$, u – измеряется в вольтах. Статическое полуволновое напряжение для излучения той же длины волны равняется $u_{\lambda/2} = 185$ В.

Если к модулятору приложить переменное напряжение, то после анализатора появится переменная составляющая интенсивности света.

В случае отсутствия постоянной составляющей напряжения на модуляторе, левый график (рис. 5), переменная составляющая света имеет частоту в два раза превышающую частоту напряжения, в этом случае реализуется так называемый режим удвоения частоты модуляции.

1.4. ВЛИЯНИЕ МОДУЛЯЦИИ СВЕТА НА СПЕКТР

Рассмотрим подробнее амплитудную модуляцию. Выберем взаимную ориентацию поляризатора и модулятора, обеспечивающую максимальную глубину модуляции: направление вектора $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \omega_0 t$ исходной волны должно составлять угол $\pi/4$ с осями x и z модулятора [3, 5]. На выходе модулятора соответствующие компоненты вектора напряженности электрического поля можно выразить так:

$$\begin{aligned} E_x &= \left(\frac{E_0}{\sqrt{2}} \right) \cos \left(\omega_0 t + \frac{\Delta\varphi}{2} + \psi_0 \right), \\ E_z &= \left(\frac{E_0}{\sqrt{2}} \right) \cos \left(\omega_0 t - \frac{\Delta\varphi}{2} + \psi_0 \right) \end{aligned} \quad (10)$$

где $\Delta\varphi$ определяется формулой (8). Отсюда, пренебрегая постоянной фазовой задержкой ψ_0 , получаем для составляющих вектора \vec{E} на выходе кристалла, параллельных и перпендикулярных исходному направлению \vec{E}_0 , следующие формулы:

$$\begin{aligned} E_{||} &= E_0 \cos \frac{\Delta\varphi}{2} \cos \omega_0 t = E_{0||} \cos \omega_0 t, \\ E_{\perp} &= E_0 \sin \frac{\Delta\varphi}{2} \sin \omega_0 t = E_{0\perp} \sin \omega_0 t \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь введены обозначения: $E_{0||} = E_0 \cos \Delta\varphi/2$ и $E_{0\perp} = E_0 \sin \Delta\varphi/2$.

Поместим анализатор на пути излучения, прошедшего модулятор. Очевидно, $E_{||}$ выделяется при одинаково ориентированных

поляризаторе и анализаторе, а E_{\perp} – при скрещенных. Из соотношений (11) видно, что для зависящей от времени фазовой задержки $\Delta\varphi = \Delta\varphi t$ амплитуды колебаний $\vec{E}_{0\parallel}$ и $\vec{E}_{0\perp}$ также зависят от времени, т.е. происходит амплитудная временная модуляция.

Из формул (8, 11) следует также существенное свойство электрооптической модуляции – нелинейная зависимость амплитуды модуляции излучения на выходе модулятора от величины модулирующего сигнала даже в случае линейного электрооптического эффекта. Такая нелинейность приводит к появлению в представлении Фурье для амплитуды электромагнитного поля дополнительных членов, т.е. к уширению спектра модулированного излучения по сравнению с частотой модуляции Ω : $\Delta\omega > \Omega$.

Результаты измерений спектра модулированного света зависят от того, как происходит разложение в спектр – до процесса детектирования света (т.е. преобразования светового сигнала в электрический) или после него (рис. 6).

Эта зависимость является следствием нелинейности и инерционности процесса приема света: напряжение u_c или ток I_c на выходе фотоприемника пропорциональны квадрату напряженности электрического поля, усредненному по постоянной времени приемника T , существенно большей периода колебаний $T \gg \frac{2\pi}{\omega_0}$:

$$u_c \sim I_c \sim \bar{E}_c^2 = \frac{1}{T} \int E^2 dt$$

По этой причине при анализе спектра сигнала с фотоприемника обнаруживаются спектральные компоненты с частотами порядка частоты модуляции Ω . Во втором способе с помощью интерферометра Фабри-Перо измеряется интенсивность монохроматических составляющих излучения с частотами, расположенными вблизи несущей частоты ω_0 . Кроме того, на результаты влияет наличие постоянного смещения в модулирующем сигнале.

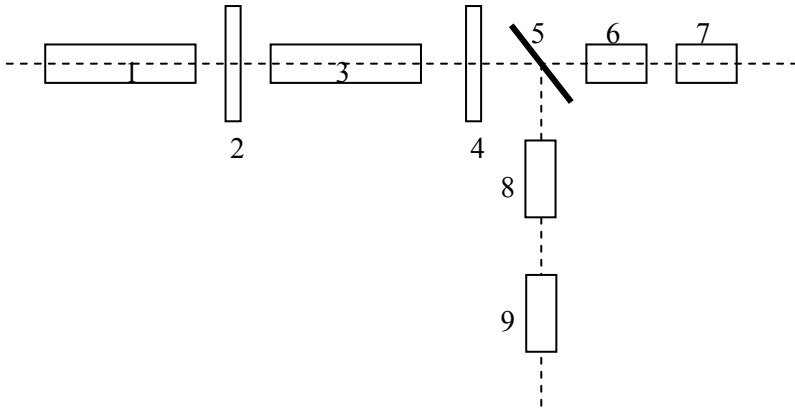


Рис. 6. Две возможные схемы регистрации спектра модулированного света (установка светоделителя, фотодетектора 8 и спектрометра 9 рекомендуется при проведении курсовой работы). 1 – лазер, 2 – поляризатор, 3 – модулятор, 4 – анализатор, 5 – светоделитель, 6 – спектрометр – сканирующий интерферометр Фабри-Перо, 7 – фотодетектор, 8 – фотодетектор, 9 – спектрометр.

Пусть управляющее напряжение имеет вид $u = u_0 + \tilde{u} \cdot \sin \Omega t$, тогда для величины фазовой задержки $\Delta\varphi$ можно записать следующее соотношение:

$$\Delta\varphi = \varphi_0 + \Gamma \sin \Omega t,$$

где

$$\varphi_0 = \frac{\pi u_0}{u_{\frac{\lambda}{2}}}, \quad \Gamma = 1,11 \cdot 10^{-3} \frac{l \tilde{u}}{d}$$

Если детектор расположен сразу за анализатором (фотодетектор 8 на рис. 6), то зависимость интенсивности света от времени легко получить из формул (11):

$$\begin{aligned}
 I_{||} &= \frac{I_0}{2} \left[1 + \cos \Gamma \sin \Omega t \right] \\
 I_{\perp} &= \frac{I_0}{2} \left[1 - \cos \Gamma \sin \Omega t \right]
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

для $\varphi_0 = 0$, и

$$\begin{aligned}
 I_{||} &= \frac{I_0}{2} \left[1 - \sin \Gamma \sin \Omega t \right] \\
 I_{\perp} &= \frac{I_0}{2} \left[1 + \sin \Gamma \sin \Omega t \right]
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

для $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$, где I_0 – интенсивность света без модуляции. Используя известные представления

$$\begin{aligned}
 \cos \Gamma \sin \Omega t &= J_0 \Gamma + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n} \Gamma \cos 2n \Omega t \\
 \sin \Gamma \sin \Omega t &= 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1} \Gamma \sin 2n+1 \Omega t
 \end{aligned}
 \tag{14}$$

где $J_n(\Gamma)$ – функция Бесселя первого рода n -го порядка, можно заключить, что при нулевом смещении в спектрах содержатся только четные гармоники частоты модуляции Ω , а при четвертьволновом смещении – основная частота Ω и нечетные гармоники. При малом уровне модуляции ($\Gamma \ll I$) выражения (12), (13) упрощаются:

$$\begin{aligned}
 I_{||} &\approx I_0 \left[1 - \frac{\Gamma^2}{8} + \left(\frac{\Gamma^2}{8} \right) \cos 2\Omega t \right] \\
 I_{\perp} &\approx I_0 \frac{\Gamma^2}{8} (1 - \cos 2\Omega t)
 \end{aligned}
 \tag{12'}$$

для $\varphi_0 = 0$, и

$$\begin{aligned}
 I_{||} &\approx \frac{I_0}{2} (1 - \Gamma \sin \Omega t) \\
 I_{\perp} &\approx \frac{I_0}{2} (1 + \Gamma \sin \Omega t)
 \end{aligned}
 \tag{13'}$$

для $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$.

Из этих соотношений следует, что при скрещенных поляризаторе и анализаторе глубина модуляции $m = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$, равная 100%, достигается только для $\varphi_0 = 0$. При этом реализуется так называемый режим удвоения частоты, о чем говорилось ранее. Для смещения $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$ сигнал промодулирован первой гармоникой, а интенсивность переменной составляющей значительно выше, чем в предыдущем случае.

Иная ситуация возникает, если свет после анализатора сигнала направляется на спектрометр – интерферометр Фабри-Перо 6, а затем принимается фотодетектором – именно эта схема наблюдения модуляции света реализована в данной работе. В этом случае в каждый момент времени может выделяться только одна спектральная компонента промодулированного излучения. Нетрудно показать, используя соотношение (14), что после выхода из модулятора для $\varphi_0 = 0$

$$\begin{aligned}
 E_{||} &= E_0 \left\{ J_0\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \cos \omega_0 t + \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \times \right. \\
 &\quad \left. \times [\cos \omega_0 t + 2n\Omega t + \cos \omega_0 t - 2n\Omega t] \right\} \\
 E_{\perp} &= E_0 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}\left(\frac{\Gamma}{2}\right) \times \\
 &\quad \times \cos[\omega_0 t + 2n+1 \Omega t] - \cos[\omega_0 t - 2n+1 \Omega t]
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

Выражения (15) означают, что при скрещенных поляризаторе и анализаторе будут регистрироваться только частоты ω , отличающиеся от ω_0 на нечетные гармоники частоты модуляции

$\Omega: \omega = \omega_0 \pm (2n+1)\Omega$. Если анализатор открыт и выделяет $E_{||}$, то кроме несущей частоты ω_0 будут видны компоненты, сдвинутые относительно нее по спектру на расстояния, кратные четным гармоникам $\Omega: \omega = \omega_0 \pm 2n\Omega$.

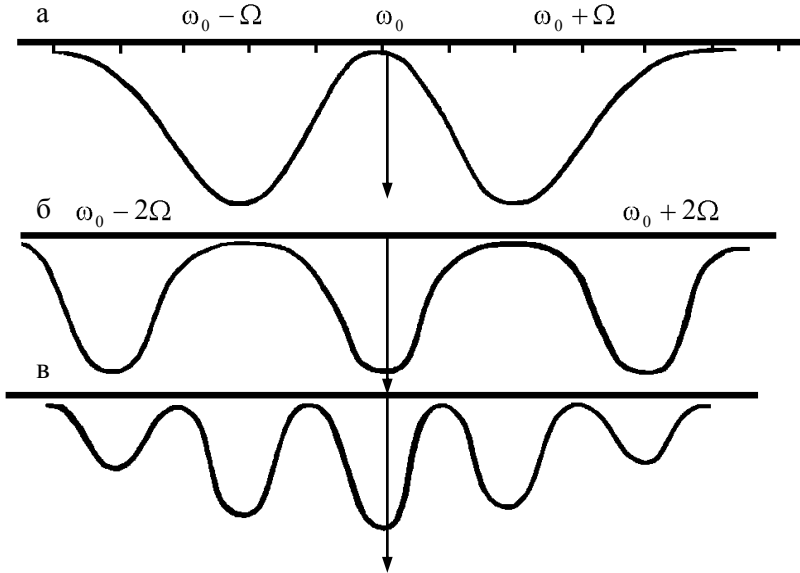


Рис. 7. Осциллограммы спектров излучения с амплитудной модуляцией, зарегистрированные с помощью сканирующего интерферометра Фабри-Перо для случая $\varphi_0 = 0$. а - анализатор скрещен с поляризатором, б - анализатор открыт, в - угол между анализатором и поляризатором близок к 45°

На рис. 7 приведены спектры, демонстрирующие эти особенности амплитудной гармонической модуляции.

Фазовая модуляция, возникающая при отсутствии анализатора, также может быть получена при различных φ_0 и ориентациях поляризатора и модулятора. Остановимся здесь лишь на одной из возможностей. Пусть, например, поляризатор пропускает компоненту, параллельную оси z кристалла LiNbO_3 . Тогда после модулятора свет остается линейно поляризованным, но с

плоскостью поляризации, повернутой на угол $\frac{\pi}{2}$ относительно первоначального положения. После модулятора напряженность электрического поля принимает вид

$$E_x = E_0 \cos \left(\omega_0 t + \frac{\Gamma}{2} \sin \Omega t + \psi_0 \right) = E_0 J_0 \left(\frac{\Gamma}{2} \right) \cos \omega_0 t + \\ + E_0 \sum_{n=1}^{\infty} J_n \left(\frac{\Gamma}{2} \right) \left[\cos \omega_0 t + n \Omega t + \psi_0 + (-1)^n \cos \omega_0 t - n \Omega t + \psi_0 \right] \quad (16)$$

Из выражения (16) следует, что спектр, проанализированный с помощью интерферометра Фабри-Перо, будет содержать комбинационные частоты со всеми гармониками частоты модуляции Ω . Интенсивность компоненты с номером n пропорциональна $J_n^2 \left(\frac{\Gamma}{2} \right)$. На рис. 8 приведен спектр для рассмотренного случая. Из сравнения соотношений (16) и (12-14) можно видеть, что при электрооптической модуляции спектральный интервал, занимаемый излучением с амплитудной модуляцией, практически не уширяется при переходе к фазовой модуляции. Это отличие от ситуации в радиосвязи [7, §79] – следствие отмеченной выше нелинейности амплитудной электрооптической модуляции.

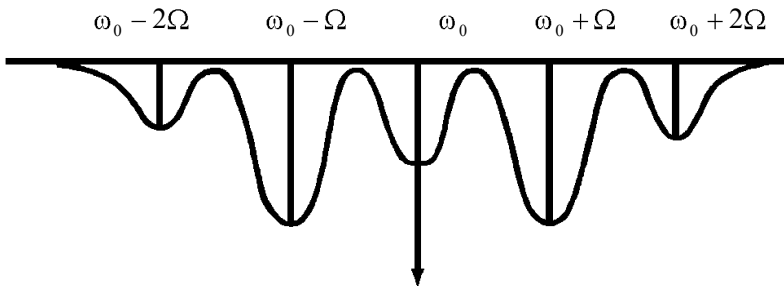


Рис. 8. Спектр фазовой модуляции. Вертикальные линии - расчет для $\Gamma/2 = 1,8$.

Следует обратить внимание на сходство спектральных распределений излучения с фазовой временной модуляцией и пространственного распределения поля в зоне Фраунгофера при дифракции на фазовой гармонической решетке.

Такая пространственная фазовая модуляция в практикуме реализуется при дифракции света на ультразвуковой волне в режиме тонкой решетки. Распределение пространственных частот при этом обеспечивается их дисперсией при распространении в свободном пространстве. Вблизи от решетки, где пространственные составляющие спектра еще не успели существенно сместиться, распределение интенсивности света не отличается от исходного равномерного распределения. Для схемы нашей работы это соответствует случаю регистрации фотодетектором 8 излучения, не разложенного в спектр (до интерферометра). В работе можно убедиться, что интенсивность излучения с фазовой модуляцией не содержит переменной составляющей.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

2.1. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Лабораторная установка собрана в соответствии со схемой, представленной на рис. 6. В качестве источника света применен одномодовый одночастотный He-Ne лазер, излучение которого линейно поляризовано в вертикальной плоскости. Одночастотный режим лазера достигается за счет малой длины резонатора. Известно, что частотный интервал между соседними продольными модами $\Delta\nu$ определяется выражением $\Delta\nu = c/2L$, где L – длина резонатора лазера (расстояние между зеркалами), c – скорость света.

В применяемом лазере $L = 15$ см и $\Delta\nu = 1000$ МГц, что близко к доплеровской полуширине линии усиления $\Delta\nu \sim 1000$ МГц. Это означает, что при точной настройке генерируемой моды на центр линии усиления (что достигается подачей на пьезокерамику зеркала постоянного корректирующего напряжения) соседние моды справа и слева "попадают мимо" линии усиления и генерация их

невозможна. В этом случае реализуется одночастотный режим генерации. Понятно, что возможен режим генерации и двух частот. Указанный режим возникает при симметричной настройке двух соседних продольных мод относительно максимума линии усиления.

Для изменения направления поляризации применяется пленочный поляризатор. На модулятор типа МЛ-5 подается переменное напряжение частотой около 100 МГц от генератора и постоянное напряжение до 300 В от источника. Для осуществления амплитудной модуляции применен анализатор. В качестве спектрометра применен сканирующий интерферометр Фабри-Перо ([6], с. 112), имеющий область свободной дисперсии $\Delta\nu_0 \sim 1$ ГГц. Диапазон перемещения зеркала позволяет перекрывать 2÷3 порядка интерференции. Свет, прошедший через интерферометр, направляется на фотодиод, размещенный в одном блоке с интерферометром. Электрический сигнал с фотодиода подается на вход осциллографа, синхронизированного напряжением, подаваемым на пьезоэлемент интерферометра. Измерение амплитуды высокочастотного напряжения, подаваемого на модулятор, может производиться с помощью осциллографа или высокочастотного вольтметра.

В качестве курсовой работы можно рекомендовать изучение модуляции света, когда в качестве фотодетектора используется фотодиод и сигнал его подается в осциллограф, см. рис. 6. Наблюдая на экране осциллографа временную характеристику интенсивности модулированного по амплитуде света, можно проследить вид зависимостей, описываемых выражениями (12') и (13'). Изменяя рабочую точку модулятора постоянным напряжением и отмечая модуляцию света в режиме удвоения частоты можно также определить полуволновое напряжение модулятора. Можно также убедиться, что в режиме фазовой модуляции интенсивность излучения не содержит переменной составляющей, о чем говорилось ранее.

2.2. ВЫПОЛНЕНИЕ РАБОТЫ

Упражнение 1. Получение статической характеристики модулятора

1. При отсутствии напряжения на модуляторе, с помощью поляризатора (см. рис. 6) добиться полного перекрывания света анализатором. При отсутствии поляризатора добиться полного перекрывания света анализатором, подавая напряжение 40-60 В на модулятор.
2. Подавая на модулятор постоянное напряжение и изменяя его в пределах до 300 В, снять характеристику пропускания света. (см. рис. 5) В качестве интенсивности света можно взять амплитуду сигнала в осциллографе. Построить график.
3. Определить полуволновое напряжение.

Упражнение 2. Определение поляризационного состояния света, прошедшего через кристалл

1. Изменяя направление оси анализатора, снять зависимость пропускания света при отсутствии постоянного напряжения и для некоторых его значений. Интенсивность прошедшего излучения контролировать по сигналу с фотодиода в блоке интерферометра Фабри-Перо.
2. Представить в полярной диаграмме "угол - мощность излучения" полученные результаты и объяснить их. Сделать выводы о состоянии поляризации излучения в каждом случае. Сравнить с характером поляризации приведенной на рис. 4.
3. Получить после модулятора свет с круговой поляризацией.

Упражнение 3. Измерение спектрального состава излучения при фазовой и амплитудной модуляции

1. Собрать схему, приведенную на рис. 6.
2. Для осуществления фазовой модуляции света убрать анализатор. Зарисовать с экрана спектр при отсутствии напряжения на модуляторе. Подать высокочастотное напряжение и для нескольких значений его амплитуд зарисовать спектр колебаний. Используя данные п. 1.3 и формулы (16), для каждого случая определить

коэффициент модуляции Г. Графики функций Бесселя $J_0(x)$ и $J_1(x)$ проведены в приложении.

3. Установить анализатор и определить его направления, при которых сигнал с интерферометра соответствует полному перекрыванию или максимальному пропусканию света. Для этих положений анализатора, а также для промежуточного между ними зарисовать спектр с экрана осциллографа. Прodelать то же самое, подав на модулятор высокочастотный сигнал от генератора (тем самым осуществляется амплитудная модуляция излучения). Измерения проделать для разных амплитуд ВЧ напряжения. Сравнить результаты с выражениями (15). Вывести формулы для случаев $\varphi_0 \neq 0$ и сравнить с ними полученные осциллограммы.

КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Что такое естественное и искусственное двойное лучепреломление? Что такое обыкновенный и необыкновенный лучи?
2. Почему линейный электрооптический эффект возможен только в анизотропных средах?
3. Вывести выражение (10).
4. Какой режим работы модулятора наиболее удобен для передачи информации?

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ГЛАВЕ 6

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2005.
3. Байбородин Ю.В., Гаража С.А. Электрооптический эффект в кристаллах. -М.: Машиностроение, 1967.
4. Сонин А.С., Василевская А.С. Электрооптические кристаллы. - М.: Атомиздат, 1971.
5. Мустель Е.П., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света. - М.: Наука, 1970.

6. Спектральный физический практикум. - М.: Изд-во МГУ, 1977. Ч.3.

7. Мешков И.Н., Чириков Б.В. Электромагнитное поле. - Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1987.

ПРИЛОЖЕНИЕ К ГЛАВЕ 6

Графики функций Бесселя J_0 и J_1

$x := 0, 0.1..5$

$$J_0(x) := \frac{2}{\pi} \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos(x \cdot \sin(\phi)) \, d\phi$$

$$J_1(x) := \frac{2}{\pi} \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin(x \cdot \sin(\phi)) \cdot \sin(\phi) \, d\phi$$

