

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ  
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Физический факультет

Кафедра общей физики

**ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ГАЗА  
С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ-ПЕРО.**

обучающий комплекс для новых  
лабораторных работ

Новосибирск  
2012

**Бурмасов В.С., Поздняков Г.А.** Обучающий комплекс для новых лабораторных работ. Измерение показателя преломления газа с помощью интерферометра Фабри-Перо: пособие / Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск, 2012. 26 с.

Обучающий комплекс содержит краткий обзор теорий – физической феноменологической оптики и электронной теории Лоренца оптических явлений и экспериментальную установку. Экспериментальная часть работы заключается в определении зависимости длины оптического пути в газе от его давления. Измерения производятся с помощью интерферометра Фабри – Перо, помещенного в барокамеру с изменяемым давлением газа. По полученным результатам измерений, используя выводы приведенных теорий, предлагается вычислить показатель преломления газа.

Рецензент

д-р. физ.-мат. наук, доцент В.М Бойко

Обучающий комплекс новых лабораторных работ подготовлен в рамках реализации Программы развития НИУ-НГУ на 2009-2018 г.г.

© Новосибирский государственный университет, 2012.

© В.С. Бурмасов, Г.А. Поздняков

Раздел 1.

Обоснование необходимости создания установки для обучающего комплекса для новых лабораторных работ «Измерение показателя преломления газа с помощью интерферометра Фабри-Перо».

Основное назначение практикумов – обучение студентов самостоятельной исследовательской работе. Одним из качеств, необходимых для успешной работы, является способность принимать нестандартные решения. Поэтому представляется важным продемонстрировать студентам примеры таких решений.

Одним из таких примеров является использование интерферометра Фабри-Перо для измерения показателя преломления газов, в отличие от стандартной методики измерения  $n$  с помощью интерферометра Рэлея.

Идея использования интерферометра Фабри-Перо (в работе использован прибор ИТ51-30) вызвала необходимость изготовления барокамеры для размещения там интерферометра, как показано на фотографии рис.1. Нестандартная схема измерений показателя преломления потребовала применения специальных схемных решений для регистрации зависимости длины оптического пути (эффективного значения длины базы интерферометра) от давления. На рис. 2 показана фотография установки, имеющей в составе измерительный комплекс на базе цифрового осциллографа HS3 производства голландской фирмы «Tie-Pie». Давление в барокамере измеряется тензодатчиком давления, яркость центрального пятна интерференционной картины измеряется с помощью фотодиода. В установке применены оригинальные усилители соответствующих сигналов, встроенные в корпус коллиматора, используемого для наблюдения за изменениями интерференционной картины при изменении давления в барокамере. В приложении к методическому пособию приведено краткое техническое описание устройства установки и принципов работы датчиков. Описано также устройство прибора ИТ51-30 с фотографиями и краткой инструкцией по его сборке и настройке. Приложение предназначено, в основном, студентам, желающим в дальнейшем заниматься экспериментальными исследованиями.



Рис. 1. Вид барокамеры со снятой крышкой.

1 – Корпус интерферометра Фабри-Перо, 2 – прижимы крепления интерферометра к днищу барокамеры, 3 – юстировочный винт, 4 – винты крепления зеркал, 5 – винты тонкой регулировки параллельности зеркал, 6 – резиновая уплотнительная прокладка, 7 – корпус барокамеры, 8 – входной патрубок датчика давления.



Рис. 2. Фотография установки для измерения показателя преломления: 1- барокамера с интерферометром, 2 – лазер, 3 – коллиматор, 4 – блок питания лазера, 5 –осциллограф, 6 – компьютер, общий лабораторной работой 3.6., с 7 – блок питания установки, 8 – баллон с исследуемым газом, 9 – сетевой автомат, 10 – натекатель, 11 – редуктор.

Раздел 2.  
Текст пособия.

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ  
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Физический факультет

Кафедра общей физики

**ИЗМЕРЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ГАЗА  
С ПОМОЩЬЮ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ-ПЕРО.**

обучающий комплекс для новых  
лабораторных работ

Новосибирск  
2012

**Бурмасов В.С., Поздняков Г.А.** Обучающий комплекс для новых лабораторных работ. Измерение показателя преломления газа с помощью интерферометра Фабри-Перо: пособие / Новосиб. гос. ун-т. Новосибирск, 2012. 26 с.

Обучающий комплекс содержит краткий обзор теорий – физической феноменологической оптики и электронной теории Лоренца оптических явлений и экспериментальную установку. Экспериментальная часть работы заключается в определении зависимости длины оптического пути в газе от его давления. Измерения производятся с помощью интерферометра Фабри – Перо, помещенного в барокамеру с изменяемым давлением газа. По полученным результатам измерений, используя выводы приведенных теорий, предлагается вычислить показатель преломления газа.

Рецензент

д-р. физ.-мат. наук, доцент В.М Бойко

Обучающий комплекс новых лабораторных работ подготовлен в рамках реализации Программы развития НИУ-НГУ на 2009-2018 г.г.

© Новосибирский государственный университет, 2012.

© В.С. Бурмасов, Г.А. Поздняков



## Введение

Показатель преломления среды является одним из немногих параметров, легко наблюдаемых в достаточно сложном процессе взаимодействия электромагнитного излучения с веществом. В оптике, изучающей такое взаимодействие в диапазоне частот от  $3 \cdot 10^{12}$  до  $3 \cdot 10^{15}$  Гц, показатель преломления является определяющей оптической характеристикой вещества для большого числа оптических явлений и эффектов. Некоторые из них иллюстрируются лабораторными работами, предлагаемыми к выполнению на практикуме. Среди них – явления отражения (формулы Френеля) и преломления света (закон Снелля<sup>1</sup>) на границе раздела<sup>2</sup>, явление двойного лучепреломления<sup>3</sup> и тесно связанным с ним генерированием гармоник излучения на нелинейных кристаллах<sup>4</sup>; эффекты Фарадея<sup>5</sup>, Поккельса, Керра, фотоупругости и оптической активности вещества.

*Показателем преломления<sup>6</sup>  $n$*  называют отношение скорости электромагнитного излучения в вакууме  $c$  к фазовой скорости излучения  $v$  в данной среде. Другой важной характеристикой вещества является (*главный*) *показатель поглощения  $\chi$* , определяющий уменьшение интенсивности излучения в веществе. Величины  $n$  и  $\chi$  называются *оптическими постоянными*. Связь между оптическими постоянными, электрическими и магнитными характеристиками среды является важнейшим выводом электромагнитной теории света.

---

<sup>1</sup> Willenbord Snellius (1591–1626) – русская транскрипция в тексте заимствована из «Физического энциклопедического словаря», М.: Сов. энцикл., 1983.

<sup>2</sup> Дифракция на ультразвуке Лабораторная работа № 1.6.

<sup>3</sup> Лабораторная работа № 3.2 и № 3.1.

<sup>4</sup> Лабораторная работа № 4.

<sup>5</sup> Лабораторная работа № 3.6.

<sup>6</sup> Вполне понятно, что подобное название этой характеристики вещества возникло в геометрической оптике в связи с отчетливо наблюдаемым явлением преломления оптического луча, падающего наклонно к поверхности раздела двух сред. Для физической оптики более правильным названием было бы «индекс замедления», что соответствовало бы данному выше определению. Однако легко показать, что оба они отражают один и тот же физический механизм явления. Покажите это при сдаче работы.

Теоретические закономерности таких связей изучаются, в основном, методами физической оптики, являющейся по существу разделом классической электродинамики высокочастотных полей.

Базирующаяся на феноменологических (макроскопических) уравнениях Максвелла, классическая электродинамика оставляет открытым физическую сущность возникновения электрических и магнитных характеристик вещества. Здесь они определяются из опыта. В результате классическая электродинамика не в состоянии объяснить наблюдаемую экспериментально зависимость характеристик вещества (в том числе показателя преломления) от длины волны (частоты) электромагнитного излучения. Такая зависимость называется *дисперсией*. Последовательное изложение теории дисперсии показателя преломления можно осуществить только с позиций *классической электронной теории*, или *микроскопической электродинамики Лоренца*, базирующихся на уравнениях Лоренца – Максвелла.

Цель настоящей работы – с одной стороны, изучение основных положений феноменологической теории Максвелла, приводящих к понятию показателя преломления, а с другой – изучение модельных представлений микроскопической электродинамики Лоренца, которые наиболее полно отражают физику показателя преломления на уровне взаимодействия атомов среды с излучением. В практическом плане в предлагаемой лабораторной работе требуется измерить с помощью интерферометра Фабри - Перо показатель преломления газа при различных длинах волн и связать полученный результат с существующей теорией. Кроме того, при защите работы требуется четкое знание теории многолучевого интерферометра Фабри - Перо<sup>7</sup>.

В целом работа призвана дать более фундаментальное восприятие материала выполняемых студентами в оптическом практикуме лабораторных работ, перечисленных выше в подстраничных замечаниях. В некотором смысле настоящее описание можно считать вводным пособием к этим работам.

---

<sup>7</sup> Лабораторная работа № 4.1.

## Теоретические основы физической феноменологической оптики

Теоретическое описание явлений в физической оптике базируется на уравнениях Максвелла (Maxwell James Clark, 1831–1879 гг.). Приведем основные положения теории, существенные для объяснения показателя преломления. Дифференциальная система уравнений Максвелла, описывающих поле в каждой точке пространства, выглядит следующим образом (система Гаусса):

Для полноты описания сюда добавляют формулу для вектора Пойнтинга:

$$\begin{aligned}\vec{S} &= \frac{c}{4\pi} \text{rot}[\vec{E}\vec{H}]. \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j} \\ \text{rot} \vec{E} &= - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{div} \vec{D} &= 4\pi \rho \\ \text{div} \vec{B} &= 0\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  и  $\vec{D}$ ,  $\vec{B}$  – напряженности и индукции электрического и магнитного полей, а  $\vec{j}$  и  $\rho$  – плотности токов и заряда. Как видно, приведенные уравнения не зависят от свойств среды и поэтому являются универсальными, применимыми для сред любого агрегатного состояния, однородных и неоднородных, изотропных и анизотропных, стационарных и нестационарных, линейных и нелинейных.

Однако приведенная система (1) не замкнута (число переменных больше числа уравнений), и, следовательно, с ее помощью нельзя однозначно рассчитать электромагнитные процессы в среде. Систему необходимо дополнить уравнениями, устанавливающими связи между  $\vec{D}$  и  $\vec{E}$ ,  $\vec{B}$  и  $\vec{H}$ ,  $\vec{j}$  и  $\vec{E}$ :

$$\vec{D} = \vec{D}(\vec{E}), \quad \vec{B} = \vec{B}(\vec{H}), \quad \vec{j} = \vec{j}(\vec{E}). \quad (2)$$

Приведенные уравнения (2) называют *уравнениями состояния*, или *материальными уравнениями*. Они описывают электромагнитные свойства среды, а для каждой конкретной имеют определенную форму, так, например, в вакууме  $\vec{D} \equiv \vec{E}$ , а  $\vec{B} \equiv \vec{H}$ . Совокупность уравнений поля (1) и уравнений состояния (2) образуют полную систему уравнений.

Уравнения состояния в общем случае очень сложны, так как векторы  $\vec{D}$ ,  $\vec{B}$  и  $\vec{j}$  в данной точке пространства и в данный момент времени могут зависеть от полей  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  во всех точках пространства во все предыдущие моменты времени. Однако для большинства изотропных сред, вплоть до весьма значительных полей, уравнения состояния имеют простую линейную форму:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H}, \quad \vec{j} = \sigma \vec{E} + \vec{j}_{\text{ср.}} \quad (3)$$

Здесь  $\varepsilon(x, y, z)$  – диэлектрическая, а  $\mu(x, y, z)$  – магнитная проницаемости среды;  $\sigma(x, y, z)$  называется удельной электропроводностью, а  $\vec{j}_{\text{ср.}}$  – плотность так называемых сторонних токов.

## Показатель преломления в теории феноменологической оптики

При отыскании решений системы уравнений (1)–(2) (или (1)–(3)) значения параметров среды  $\varepsilon$ ,  $\mu$ ,  $\sigma$  считаются известными, полученными, как правило, из эксперимента. Именно это положение (соглашение, допущение) является отличительной особенностью *феноменологической (макроскопической)* теории Максвелла (от слов феномен – «явление», логос – «наука»: воздействуем на среду полем и получаем индукцию как явление, при этом не вникаем в природу взаимодействия). Решая далее систему уравнений в том или ином виде, находим напряженности и индукции полей и их зависимости от координат и времени. Таким образом, в феноменологической теории Максвелла макроскопические характеристики электромагнитных свойств среды должны быть найдены либо экспериментально, либо каким-нибудь другим независимым способом. Тем самым выключается из рассмотрения сложный механизм взаимодействия электромагнитного поля с заряженными частицами среды.

Задача феноменологической электромагнитной теории состоит в том, чтобы найти (установить, обосновать) такие функциональные зависимости в материальных уравнениях, которые позволили бы преобразовать систему (1) к более простому виду и решить ее. При этом используются какие-либо физические модели среды. Так, например, в оптической области спектра используется тот факт, что вследствие больших значений частот материальное уравнение для магнитной компоненты поля значительно упрощается:

$$\vec{B} = \vec{H} \quad (3a)$$

То есть среды полагаются немагнитными ( $\mu = 1$ ).

Более существенно упростить задачу можно, допустив, что диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon = \text{const}$ , а  $\sigma = 0$ ,  $\rho = 0$ , т. е. среда является непроводящей и, следовательно, является диэлектриком. Система (1) для такой среды преобразуется к виду:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{H} &= \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} & \text{rot } \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \text{div } \vec{D} &= 0, & \text{div } \vec{H} &= 0. \end{aligned}$$

Продифференцировав по времени первое уравнение и подставив в него значение  $\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$  из второго, получим

$$c \cdot \text{rotrot } \vec{E} = \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}.$$

Учитывая, что  $\text{rotrot } \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E} + \text{graddiv } \vec{E}$ , а  $\text{div } \vec{E} = 0$ , получим *волновое уравнение* для электрического поля:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \frac{c^2}{\varepsilon} \nabla^2 \vec{E} = 0.$$

Множитель, стоящий перед координатным членом в волновом уравнении, равен квадрату скорости распространения волны. Отсюда следует, что скорость распространения поля в среде  $v$  отличается от скорости его распространения в вакууме  $c$  и равна

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}.$$

*Показателем преломления* среды  $n$  называют отношение скоростей распространения оптического излучения в вакууме  $c$  и в среде  $v$ , т. е.

$$n = \sqrt{\varepsilon \mu}.$$

Иногда это отношение называют *абсолютным* показателем преломления.

Перейдем от примера к более общему случаю [1]. Рассмотрим линейные среды, для которых выполняется условие (3). Вследствие инерционности любых материальных систем, в том числе и заряженных частиц, связь между электрической индукцией и полем должна иметь интегральную форму:

$$\vec{D}(t, \vec{r}) = \vec{E}(t, \vec{r}) + \int_{-\infty}^t f(t, t') \vec{E}(t', \vec{r}) dt', \quad (4)$$

где верхний предел интегрирования определен принципом причинности. Формула (4) отражает известное соотношение для вектора электрической индукции  $\vec{D} : \vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} = \vec{E} + 4\pi \vec{P} = \vec{E} + 4\pi \alpha \vec{E}$ , и, следовательно, интегральный член в (4) пропорционален поляризуемости  $\vec{P}(t, r)$  единицы объема среды:

$$\vec{P}(t, \vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^t f(t, t') \vec{E}(t', \vec{r}) dt, \quad (5)$$

Функцию  $f(t, t')$  называют *функцией влияния*, или *переходной функцией*, или *функцией Грина*. Физический смысл ее становится ясным, если представить поле в виде бесконечно короткого импульса  $\vec{E}(t', \vec{r}) = E_0(\vec{r}) \delta(t' - t_0)$ , тогда из (5) находим:

$$\vec{P}(t, \vec{r}) = \frac{1}{4\pi} f(t, t_0) \vec{E}_0(\vec{r}).$$

Следовательно, функция влияния пропорциональна диэлектрической восприимчивости среды и описывает поляризуемость среды в момент времени  $t$ , возникшую в результате действия бесконечно короткого импульса поля в момент времени  $t_0$ . Вид функций Грина для некоторых сред приведен в пособии по физической оптике [1].

Представим для справки общий вид замкнутой системы уравнений электромагнитного поля для диэлектриков (6). Здесь первые два уравнения Максвелла преобразованы в одно волновое уравнение, исходя из условия (3а), следовательно, система описывает явления в оптической области частот.

В средах с конечной проводимостью ток  $\vec{j}$  не равен нулю, и система (1) должна быть дополнена материальным уравнением для  $\vec{j}$ . Для слабых полей [1]  $\vec{j}(t, \vec{r}) = \int_0^{\infty} d\tau \int d\rho \varphi(\tau, \vec{\rho}) \vec{E}(t - \tau, \vec{r} - \vec{\rho})$ .

Видно, что система (6) принципиально позволяет определить динамику электромагнитной волны в среде, при условии нахождения решений материальных уравнений.

### Микроскопическая трактовка показателя преломления. Основы электронной теории Лоренца оптических явлений

$$\begin{aligned} \Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} - \nabla(\nabla \vec{E}) &= 0, \\ \operatorname{div} \vec{E} &= 0, \quad \operatorname{div} \vec{H} = 0, \\ D_i(t, \vec{r}) &= \vec{E}_i(t, \vec{r}) + \int_{-\infty}^t dt' \int d\vec{r}' f_{i,j}(t, t', \vec{r}, \vec{r}') \vec{E}_j(t', \vec{r}'), \\ \vec{S} &= \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \vec{H}]. \end{aligned} \quad (6)$$

Итак, в феноменологической теории показатель преломления среды считается определенным из опыта. Если же отклик среды на волну находится расчетным путем, то в рамках той или иной модели среды сначала определяется функция Грина, а затем находится индукция и показатель преломления. Принципиальная зависимость индукции от времени  $t$  (см. (6)) указывает на то, что фурье составляющие показателя преломления должны зависеть от частоты.

Действительно, эксперимент показывает, что такая зависимость существует. Последовательное объяснение физической природы зависимости  $n(\nu)$  дано в микроскопической электродинамике Лоренца. Здесь детально рассматривается воздействие световой волны на электрические заряды атомов среды (электроны, ионы): электромагнитные волны возбуждают колебания зарядов, происходящие с частотой колебаний электрического вектора; вследствие этих колебаний атомы среды излучают вторичные электромагнитные волны. Интерференция всех вторичных волн с первичной волной приводит к возникновению отраженной и преломленной волн.

Фундаментальными уравнениями электродинамики, определяющие микроскопические электромагнитные поля, создаваемые отдельными заряженными частицами, являются уравнения Лоренца – Максвелла (Lorentz Hendrik Antoon, 1853–1928). Теория, базирующаяся на уравнениях Лоренца – Максвелла называется *электронной теорией*, или *классической микроскопической электродинамикой*<sup>8</sup>. Основным постулат теории Лоренца, построенной им в конце XIX – начале XX в., состоит в предположении, что *уравнения классической (феноменологической, или макроскопической) электродинамики Максвелла точно описывают поля в любой точке пространства (в том числе межатомные и внутриатомные) в любой момент времени  $t$ .*

В дифференциальной форме в гауссовой системе единиц уравнения Лоренца – Максвелла в самосогласованной электронной теории имеют вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{h} &= \frac{4\pi}{c} \rho \vec{v} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{e}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot} \vec{e} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{h}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \vec{h} &= 0, \quad \operatorname{div} \vec{e} = 4\pi \rho, \\ \vec{f} &= \rho \left( \vec{e} + \frac{1}{c} [\vec{v} \vec{h}] \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $\vec{e}, \vec{h}$  – микроскопические напряженности электрического и магнитного полей;  $\rho$  – плотность заряда частицы,  $v$  – его скорость ( $\vec{j} = \rho \vec{v}$ );  $\vec{f}$  – объемная плотность силы (сила Лоренца), через которую осуществляется воздействие электромагнитной волны на заряды среды. Система (7) еще не является замкнутой, поскольку действующая на частицу сила должна зависеть от ее структуры. Основной вклад во взаимодействие электромагнитной волны со средой из всех заряженных частиц дают электроны как

<sup>8</sup> Отметим для справки, что электродинамика, учитывающая квантовые эффекты при взаимодействии электромагнитного поля с заряженными частицами, называется *квантовой электродинамикой*. Взаимодействие же на уровне кварков описывается *квантовой хромодинамикой*.

наиболее легкие и, следовательно, более подвижные. В результате с хорошим приближением можно считать, что структура заряда является точечной, а система (7) при этом приобретает вид

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{h} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{e}}{\partial t} &= \frac{4\pi}{c} \sum_i q_i \vec{v}_i(t) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i(t)), \\ \operatorname{div} \vec{e} &= 4\pi \sum_i q_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i(t)), \\ \operatorname{rot} \left( \vec{e} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{h}}{\partial t} \right) &= 0, \quad \operatorname{div} \vec{h} = 0, \\ m_i \ddot{\vec{r}}_i &= \int \sum_{j \neq i} q_j \delta(\vec{r} - \vec{r}_j(t)) \left( \vec{e} + \frac{1}{c} [\vec{v}_j \vec{h}] \right) d\vec{r}. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $\delta(\vec{r} - \vec{r}_i(t))$  –  $\delta$ -функция Дирака,  $m_i$ ,  $r_i$  – масса и координата  $i$ -той частицы.

Под влиянием внешнего электромагнитного поля электроны, находящиеся первоначально в атомах или молекулах среды в положении равновесия, смещаются на расстояние  $r$ . В результате смещения  $i$ -того электрона возникает электрический момент (диполь) величиной  $p_i = r_i e$ , направленный вдоль электрического поля  $\vec{E}$  электромагнитной волны. Воздействием со стороны магнитного поля волны в первом приближении можно пренебречь, так как магнитная составляющая силы Лоренца примерно на два порядка меньше электрической составляющей. Это обусловлено тем, что характерная скорость электрона в атоме при нормальных условиях более чем в сто раз меньше скорости света и составляет величину около  $10^8$  см/с.

Если в единице объема среды находится  $N_0$  атомов, то электрический суммарный момент единичного объема среды, или поляризуемость среды, будет равен  $P = \sum N_0 p_i = \sum N_0 e r_i$  ( $i \leq N_0$ ). Зная электрическую поляризуемость среды, можно вычислить следующие феноменологические параметры среды: вектор электрической индукции, диэлектрическую проницаемость и показатель преломления среды. Действительно,  $D = \varepsilon E = E + 4\pi \sum N_0 e r_i$ ,  $n = \sqrt{\varepsilon \mu}$ .

Таким образом, формально задача микроскопической оптики сводится к определению смещения электрона под действием внешнего, периодически меняющегося поля. При этом необходимо учитывать силы, действующие на электрон со стороны других частиц атома и его окружения, и, следовательно, определение смещения электрона сводится к задаче вычисления амплитуды вынужденных колебаний электрона. Следует иметь в виду, что речь идет об электронах, частоты движения которых в атоме  $\omega_0$  имеют тот же порядок величины, что и частота световой волны  $\omega$ . Только такие электроны испытывают достаточно большое смещение и дают заметный вклад в диэлектрическую проницаемость среды. Часто такие электроны называют *оптическими*.

Рассмотрим кратко силы, действующие на оптические электроны [2].

Во-первых, это *сила, удерживающая* электрон в атоме (молекуле кристалле и т. п.). В упрощенной модели атома, состоящего из положительного ядра и отрицательного электрона, это сила Кулона между точечными зарядами ( $F_{\text{кул.}} = q_1 q_2 / r^2$ ), скомпенсированная центробежной силой и пропорциональная  $r^{-2}$ . Более детальные исследования, однако, показывают, что удерживающая электрон в атоме сила пропорциональна  $r$ , что соответствует силе Кулона, действующей на электрон, если бы он располагался в центре положительно заряженного шара. Из этого следует, что при смещении электрона сила, стремящаяся вернуть его к центру, будет равна  $-br$ , где  $r$  – расстояние от центра такого шара. Следовательно, сила, удерживающая электрон в положении равновесия определяется законом  $F = -br$ . Такая сила называется упругой силой (как сила Гука в механике), а  $b$  называют константой упругой связи.

Таким образом, взаимодействие атома с электромагнитной волной можно описать, рассматривая атом как совокупность гармонических осцилляторов соответствующей частоты, определяемой квазиупругой силой  $-br$ . Уравнение движения электрона, смещенного из положения равновесия и предоставленного действию этой внутриатомной силы, есть

$$m \ddot{r} = -br.$$

Отсюда

$$r = r_0 \cos \omega_0 t,$$

где  $m$  – масса электрона,  $r_0$  – амплитуда, а  $\omega_0 = \sqrt{b/m}$  – круговая частота собственных колебаний электрона.

Кроме рассмотренной упругой силы, на колеблющийся электрон действует *тормозящая сила*. Как показывает опыт, эта сила слабо искажает собственные колебания атома, так что растроченная за один период колебаний энергия составляет ничтожную часть колебательной энергии электрона. При таких условиях можно принять тормозящую силу пропорциональной скорости электрона  $\dot{r}$ , подобно тому как во

многих задачах механики сила трения считается пропорциональной скорости движения тела. Таким образом, в качестве второй силы, действующей на электрон, мы принимаем силу торможения

$$G = -g\dot{r}.$$

И, наконец, *вынуждающая сила*, возникающая в результате воздействия на электрон со стороны электромагнитной (световой) волны – это упоминавшаяся уже сила Лоренца. Можно легко показать, что, как правило, магнитная составляющая волны намного (примерно более чем на 7 порядков) меньше ее электрической составляющей. Поэтому во всех практических задачах можно ограничиться учетом действия лишь электрического поля волны. Исключения составляют задачи по вращению плоскости поляризации света в веществе. Электрическое поле монохроматической волны можно представить в виде  $E = E_0 \cos \omega t$ , и, следовательно, сила будет равна  $eE = eE_0 \sin \omega t$ . Необходимо отметить, что такое представление силы справедливо лишь в том случае, когда можно пренебречь действием окружающих молекул, которые поляризуются под влиянием проходящей волны. Следовательно, такое представление силы справедливо для разреженных газов, когда расстояние между молекулами среды велико. В противном случае необходимо учитывать это влияние (см. формулу Лоренц – Лоренца).

С учетом перечисленных сил напомним уравнение движения для электрона

$$m\ddot{r} = eE - br - g\dot{r}.$$

Упростим его, приняв  $g = 0$ . Решением такого уравнения будет следующее соотношение:

$$r = A \sin \omega t = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \sin \omega t.$$

Следовательно,

$$P = N_0 e r = N_0 \frac{e^2}{m} E_0 \frac{\sin \omega t}{\omega_0^2 - \omega^2},$$

где  $N_0$  – число осцилляторов.

Отсюда, учитывая соотношение  $D = \varepsilon E = E + 4\pi P$ , получим окончательное решение упрощенной задачи ( $g = 0$ ):

$$\varepsilon = n^2 = 1 + \frac{4\pi N_0 e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (9)$$

Видно, что в отличие от феноменологической теории, показатель преломления и, следовательно, скорость распространения волны в одной и той же среде зависят от частоты электромагнитной волны. Общепринято эту зависимость называть *дисперсией показателя преломления*, а формулу (9) – *дисперсионным соотношением*. Перенесем в формуле (9) единицу в левую часть и разложив последнюю на сомножители, получим

$$(n-1)(n+1) = \frac{4\pi N_0 e^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}.$$

Поскольку  $n$  для газов обычно не очень сильно отличается от единицы, то множитель  $(n-1)$  изменяется значительно сильнее, чем  $(n+1)$ . Опыт показывает, что величину  $(n-1)$  с хорошим приближением можно считать пропорциональной плотности или числу атомов  $N_0$  в единице объема. Итак, положим  $N = fN_0$ . Безразмерный коэффициент  $f$  называют *силой осциллятора*. Его вводят, желая подчеркнуть эффективность отдельного атома как осциллятора в явление дисперсии.

Учет затухания ( $g \neq 0$ ) приводит к тому, что показатель преломления становится мнимой величиной  $\tilde{n} = n(1 - i\chi)$ . Здесь  $n$  – действительная часть показателя преломления, определяющая фазовую скорость волны, а  $\chi$  – показатель поглощения, характеризующий убывание амплитуды волны. Приведем окончательные формулы для действительной и мнимой части показателя преломления, получающиеся в результате решения уравнения движения электрона в этом случае:

$$n^2(1 - \chi^2) = 1 + 4\pi \frac{e}{m} N_0 \frac{f(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2(g/m)^2},$$

$$2n^2\chi = 4\pi \frac{e}{m} N_0 \frac{f(g/m)\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2(g/m)^2}.$$

#### Учет действия окружающих молекул. Формула Лоренц – Лоренца

Выше при обсуждении вынуждающей силы мы упростили задачу, когда пренебрегли влиянием окружающих молекул, поляризованных под действием световой волны. Учет этого влияния, вообще говоря, очень труден. Строгое и последовательное изложение этого вопроса можно найти в монографии [3, с. 111].

Для простейшего случая изотропной среды Лоренц показал, что такой учет связи между действующим на электрон полем  $E$ , внешним полем  $E$  и поляризуемостью  $P$  дается следующей зависимостью:

$$E' = E + \frac{4\pi}{3} P.$$

Подставим такое поле в уравнение Ньютона при  $g = 0$  и получим

$$m\ddot{P} + (b - \frac{4\pi N e^2}{3})P = N e^2 E.$$

Определив отсюда  $P$ , найдем  $n^2$ , воспользовавшись соотношением  $\varepsilon E = n^2 E = E + 4\pi P$ ,

$$n^2 - 1 = \frac{(4\pi N_0 e^2 / m) f}{(\omega_0^2 - \omega^2) - (4\pi N_0 e^2 f) / 3m}.$$

Преобразовывая это выражение, выведем формулу, полученную одновременно (1880 г.) Х. А. Лоренцем<sup>9</sup> и Л. Лоренцем<sup>10</sup>:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = N_0 \frac{4\pi e^2 f}{3m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (10)$$

Учитывая, что для данного вещества и данной длины волны величины  $e$ ,  $m$ ,  $\omega_0$  и  $\omega$  постоянны, можно придать формуле Лоренц – Лоренца общепринятый вид:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi N_0 \alpha_{эл}, \quad (11)$$

где  $\alpha_{эл}$  – электронная поляризуемость единицы объема вещества ( $E = \alpha P$ ).

В случае смеси нескольких ( $k$ ) веществ, в правой части стоит сумма  $\frac{4}{3} \pi \sum_{i=1}^k N_i \alpha_{эл}^i$ , каждый член которой

относится к одному из этих веществ. Формуле (10) можно придать следующий вид:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{1}{N_0} = const$$

или

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{1}{\rho} = r. \quad (12)$$

Последнее соотношение называют удельной рефракцией вещества ( $\rho$  – плотность вещества). Согласно (12), удельная рефракция не должна зависеть от плотности вещества. Действительно, нередко она остается постоянной даже при переходе от газообразного состояния в жидкое.

Опыт показывает, что формула Лоренц – Лоренца приближенно выполняется не только для изотропных, но и для многих других веществ (допустимость ее применения и степень точности устанавливается экспериментально в каждом отдельном случае). Она неприменима в областях собственных (резонансных ( $\omega = \omega_0$ )) частот.

Поляризуемость вещества можно считать чисто электронной лишь при частотах внешнего поля, соответствующих видимому и ультрафиолетовому излучению. При более медленных колебаниях поля (например, в инфракрасной области) за период колебания успевают сместиться не только электроны, но и ионы в ионных кристаллах и атомы в молекулах. В этом случае необходимо учитывать ионную или атомную поляризуемости. В ряде случаев достаточно в формуле Лоренц – Лоренца заменить  $\alpha_{эл}$  на полную (суммарную) «упругую» поляризуемость  $\alpha$ . В этом случае связь диэлектрической проницаемости с поляризуемостью описывается формулой Клаузиуса – Моссоми<sup>11</sup>, совпадающей по виду с формулой Лоренц – Лоренца. В полярных диэлектриках в еще более длинноволновой, чем ИК, области спектра существенна так называемая ориентационная поляризуемость, обусловленная поворотом «по полю» постоянных дипольных моментов частиц. Зависимость  $n$  от  $\alpha$  в этом случае усложняется и описывается формулой Ланжевена – Дебая<sup>11</sup>.

<sup>9</sup> Сила Лоренца, уравнения Лоренца – Максвелла, преобразования Лоренца и приведенная в тексте формула – все это мы обязаны голландскому физiku Х. А. Лоренцу (Hendrik Antoon Lorentz (1853–1928)).

<sup>10</sup> В русской литературе фамилии обоих ученых (Lorentz и Lorenz) принято транскрибировать одинаково – Лоренц.

<sup>11</sup> Физическая энциклопедия, М., 1990.



## Метод измерения показателя преломления

Практически показатель преломления газов часто измеряется с помощью интерферометрии, в частности, лазерной. При этом исследуется зависимость длины оптического пути в среде  $l$  от показателя преломления  $n$ . Длина оптического пути определяется как  $l = n \cdot d$ , где  $d$  – геометрическая длина пути. Тангенс угла наклона графика полученной зависимости равен показателю преломления среды.

Известен интерферометр Рэлея, специально предназначенный для точного измерения показателя преломления различных прозрачных сред.

Интерферометр Фабри – Перо отличается малыми габаритами при высокой разрешающей способности, что позволяет с успехом проводить измерения показателя преломления на предлагаемой простой установке.

## Экспериментальная установка

В настоящей работе предлагается измерить показатель преломления неизвестного газа с помощью сканирующего интерферометра Фабри – Перо, оптическая схема которого показана на рис. 1.

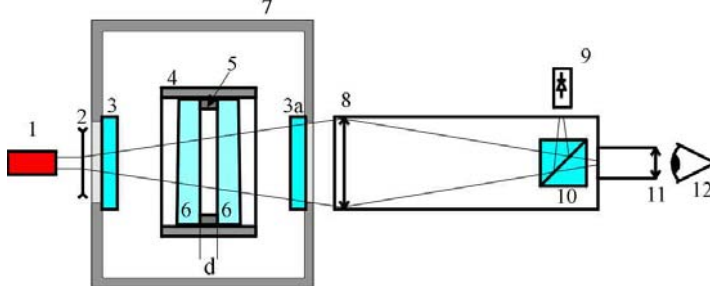


Рис. 1. Оптическая схема установки: 1 – лазер, 2 – рассеивающий объектив, 3, 3а – оптические окна, 4 – корпус интерферометра, 5 – распорное кольцо, 6 – зеркала, 7 – корпус барокамеры, 8 – объектив коллиматора, 9 – фотодиод, 10 – делительный кубик, 11 – окуляр, 12 – глаз.

В качестве источника электромагнитного излучения используется He-Ne лазер (1), мощность которого составляет  $< 3$  мВт. Длина волны генерируемого лазером излучения  $\lambda = 633$  нм. Лазерный луч расширяется с помощью объектива (2). Излучение через оптическое окно (3) вводится в барокамеру (7). Изменение длины электромагнитной волны в газе при варьировании давления измеряется с помощью интерферометра Фабри–Перо, состоящего из корпуса (4), зеркал (6) и распорного кольца (5). Распорное кольцо задает расстояние между зеркалами  $d = 5,996$  мм. Вышедшее через выходное окно (3а) излучение попадает в объектив (8) автocolлиматора. Делительный кубик (10) позволяет одновременно наблюдать интерференционные кольца глазом (12) через окуляр (11) и регистрировать интегральный световой поток вблизи центра интерференционной картины фотодиодом (9). Размер чувствительной площадки фотодиода имеет порядок диаметра центрального пятна интерференционной картины.

Как известно из теории интерферометра Фабри – Перо, (теория прибора описана достаточно подробно в лабораторной работе №4-1 «Спектр гелий-неонового лазера»), коэффициент пропускания интерферометра для когерентного света вычисляется так:

$$T = T_{\max} \cdot (1 + \eta^2 \sin^2 k\Delta)^{-1}, \text{ где } T_{\max} = \left( \frac{\tau}{\tau + \alpha} \right)^2, \quad k = 2\pi / \lambda, \quad \eta = 2\sqrt{\rho} / (1 - \rho),$$

где  $\alpha$ ,  $\rho$  и  $\tau$  – коэффициенты поглощения, отражения и пропускания зеркал. Разность хода между каждой парой лучей (прошедшего и однократно отраженного) вычисляется как

$$\Delta = 2d \cdot n \cdot \cos \theta, \quad (13)$$

где  $\theta$  – угол падения. В сканирующем интерферометре происходит изменение длины оптического пути  $l$ , что достигается либо смещением зеркала, либо, как в нашем случае, изменением показателя преломления среды  $n$ . Очевидно, что изменение длины оптического пути будет приводить к тому, что при когерентном источнике излучения интерференционные кольца будут расходиться или сходиться к центру. При этом центральное пятно будет периодически исчезать. Мы будем регистрировать зависимость  $T(l)$  для центрального пятна интерференционной картины, поэтому следует считать  $\theta = 0$ .

На рис. 2. показана общая схема установки для измерения показателя преломления газов.

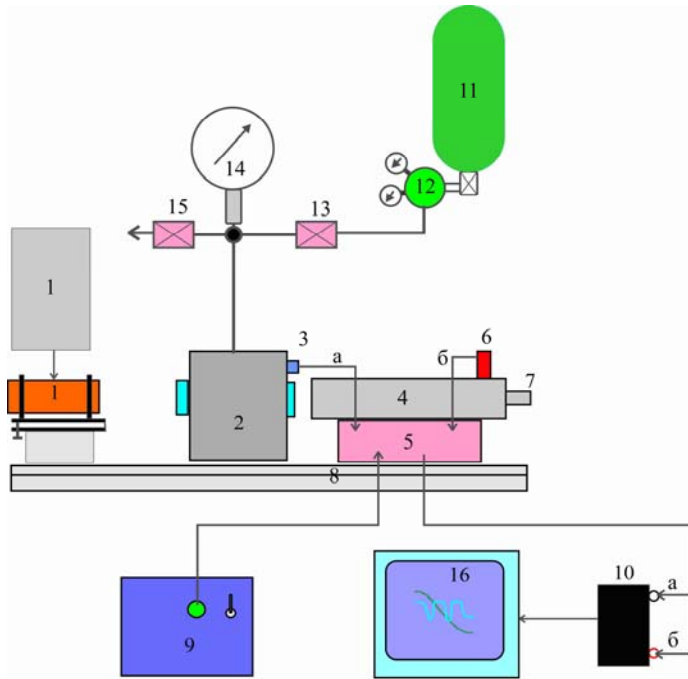


Рис. 2. Общая схема установки для измерения показателя преломления: 1 – лазер, 2 – барокамера с интерферометром, 3 – тензодатчик давления, 4 – автоколлиматор, 5 – подставка автоколлиматора с источниками питания лазера и тензодатчика и предусилителями сигналов с датчика давления и фотоприемника, 6 – фотодатчик фотодиод, 7 – окуляр, 8 – оптический рельс, 9 – источник стабилизированного напряжения +12 и –12 В, 10 – двухканальный цифровой осциллограф, 11 – баллон с газом, 12 – редуктор, 13 – натекатель, 14 – манометр, 15 – выпускной вентиль, 16 – монитор

Здесь есть несколько элементов, не описанных выше. Тензодатчик давления (3) предназначен для регистрации временной зависимости давления в барокамере, обладает линейной зависимостью выходного сигнала от давления. Редуктор (12) снижает высокое давление, при котором находится газ в баллоне, до рабочего (1–2 ати). Натекатель (13) позволяет медленно и плавно наполнять барокамеру газом. Вентиль (15) предназначен для выпуска газа из барокамеры. Манометр (14) необходим для измерения начального и конечного давления в барокамере (измеряется *избыточное*, но не *абсолютное* давление!). Источник стабилизированного напряжения (9) питает электронные схемы, содержащиеся в подставке автоколлиматора. Цифровой осциллограф HS-3, подключенный с компьютеру через USB-порт, позволяет регистрировать сигналы с фото- и тензодатчика и измерять их временные и амплитудные характеристики. На рис. 2 на мониторе показан возможный вид зависимости давления (зеленый луч) и светового потока (голубой луч) от времени. Цифровой осциллограф может строить на экране зависимость одного сигнала от другого (X–Y-режим). На рис. 3 показана фотография установки для измерения показателя преломления.



Рис. 3. Фотография установки для измерения показателя преломления: 1- барокамера с интерферометром, 2 – лазер, 3 – коллиматор, 4 – блок питания лазера, 5 – осциллограф, 6 – компьютер, общий с лабораторной работой 3.6., 7 – блок питания установки, 8 – баллон с исследуемым газом, 9 – сетевой автомат, 10 – натекатель, 11 – редуктор, 12 – выпускной вентиль.

### Порядок проведения работы

Перед началом работы необходимо убедиться в соответствии электрических соединений со схемами, приведенными в данном методическом материале. Проверить внешний вид и исправность газовой магистрали, крепление баллона, наличие (6 штук!) и состояние болтов крепления крышки барокамеры (затянуть!).

Включить компьютер, при загрузке следить за порядком входа в систему – сначала должен войти студент, выполняющий работу 2.6, а затем – студент, выполняющий работу 3.6. На мониторе появится ярлык, подписанный «2.6». Запустить эту программу, появятся два окна – окно выбора режима работы и окно осциллографа. В пункте меню «ФАЙЛ» выбрать «восстановить настройку прибора» и загрузить установки работы («lab2\_6.set»). Подробно с правилами эксплуатации осциллографа можно ознакомиться по специальной инструкции.

Включить лазер (4) и источник стабилизированного напряжения (7), убедиться в том, что интерферометр настроен и лазер работает – через окуляр (7) (рис. 2) должна наблюдаться центральная область интерференционной картины.

Если центр интерференционной картины находится не по центру поля зрения, необходимо настроить прибор. Для этого следует вынуть фотоприемник из втулки и с помощью специального окуляра убедиться, что на фотоприемник попадает излучение из центра интерференционной картины. Настройка положения втулки осуществляется после освобождения прижимного кольца, крепящегося двумя винтами. После юстировки прижимное кольцо следует зафиксировать. Убедившись в правильности установки втулки, задвинуть фотодиод во втулку до упора.

Проделать пробный напуск газа в камеру. Для этого необходимо выполнить следующие операции (см. рис. 2):

1. Проверить наличие газа в баллоне. Для этого необходимо сначала проверить, свободно ли вращается винт редуктора, который располагается в непосредственной близости от вентиля на баллоне. Если винт редуктора вращается с усилием (~10 Н), тогда вывертывать его до момента, когда прикладываемое усилие резко сократится (~0,1 Н). Затем, обхватив вентиль баллона кистями обеих рук, открыть его. Наличие газа в баллоне при этом определяется по показанию манометра высокого давления на редукторе (должно быть ~60 ат).

2. Закрыть вентиль (15) сброса газа из камеры.
3. Закрыть натекатель (13).

4. Закручивая постепенно винт редуктора, установить по манометру низкого давления на редукторе выходное давление газа, равное 1,5 ати (избыточных атмосфер). Обратите внимание – стрелка манометра при этом должна отойти от ограничителя на полделения, так как шкала этого манометра начинается с 1 ати.

5. Затем, открывая вентиль натекателя, установить по основному манометру требуемое давление в барокамере. **Недопустимо наполнять камеру до давления выше 1,5 ати!**

6. Закрыть натекаТЕЛЬ.

7. Для сброса газа из барокамеры открыть вентиль (15).

8. После окончания работы закрыть вентиль баллона до упора.

В случае необходимости операции 5–7 провести несколько раз.

Во время проведения пробных напусков камеры следует наблюдать в окуляр автоколлиматора за изменениями интерференционной картины и проверять настройку чувствительности каналов осциллографа. Настройка может считаться выполненной, если при изменении давления, которое вызывает смещение луча на высоту экрана, наблюдается не менее двух колебаний положения луча канала фоторегистрации. *Внимание!* Изменение давления в барокамере при проведении измерений должно происходить не быстрее 0,1 бар/с – это связано с инерционностью преусилителя фотодатчика.

Проведение и количество пробных напусков так же определяется необходимостью «промывки» барокамеры рабочим газом с целью удаления остатков воздуха.

Для проведения измерений необходимо установить время развертки (рис. 3) порядка 10–20 с выбором частоты и количества выборок. Запуск осциллографа следует производить сигналом с датчика давления «по уровню с опережением». Время опережения надо установить достаточно большим, чтобы оказался зарегистрированным начальный уровень давления в барокамере. Измерения можно проводить как во время напуска газа, так и во время сброса газа из камеры. Следует подобрать достаточно низкую скорость изменения давления в камере. Однако время измерения не должно быть слишком большим и быть сравнимым со временем спонтанного изменения интерференционной картины, связанной с нестабильностью характеристик лазера.

Предположим, что регистрация сигналов проводится при сбросе давления. После наполнения камеры произвести запись показаний манометра. Установить режим запуска осциллографа – «однократный». После этого повернуть вентиль сброса давления на заранее выбранный угол, такой, чтобы скорость падения давления была не очень высокой. В момент достижения сигналом с датчика давления уровня запуска произойдет запуск осциллографа, причем будет записан сигнал с датчика давления с заданным опережением. При получении качественных сигналов произвести запись конечного значения давления в камере (по манометру).

Занести в таблицу значения давлений в камере для последовательности резких экстремумов сигнала с фотодатчика.

Повторить измерения для различных значений начального и конечного давления в камере.

### Обработка измерений

Переход от одного экстремума к другому происходит в результате изменения разности оптических путей  $\delta L$  на величину длины волны  $\lambda$ . Обратимся к формуле (13). Согласно этой формуле,  $\delta L = 2d\delta n$ .

По числу  $m$  зарегистрированных максимумов при изменении давления газа  $\Delta p$  в барокамере можно вычислить изменение показателя преломления газа:

$$\delta n_{\Delta p} = m \cdot \lambda / 2d.$$

Осциллограф может строить зависимость одного сигнала от другого, для чего в пункте меню «измерение» следует выбрать «X–Y-режим».

Чтобы задокументировать полученную зависимость, нужно воспользоваться курсорами, которые можно включить, выбрав пункт меню «курсоры».

*Упражнение 1.* Определить поведение показателя преломления неизвестного газа в зависимости от давления (построить график). Определить по таблицам справочников сорт газа. Построить график зависимости рефракции от давления.

*Упражнение 2.* Определить по формуле (11) поляризуемость вещества. Найти силу осциллятора.

*Упражнение 3.* Определить область свободной дисперсии сканирующего интерферометра Фабри – Перо, определить его спектральное разрешение.

### Контрольные вопросы

1. Напишите уравнения состояния для анизотропной среды (общий вид). Каким математическим объектом определяется в этом случае диэлектрическая проницаемость среды? Как из нее определить показатель преломления?
2. Вычислите напряженность электрического поля световой волны в промежутке между зеркалами интерферометра.
3. Приведите пример функции Грина.

4. Может ли быть показатель преломления меньше единицы? Как соотносится при этом фазовая скорость света в среде со скоростью света в вакууме?
5. Может ли скорость распространения световой волны в среде зависеть от ее поляризации? Объяснить это с позиций микроскопической теории Лоренца.

#### **Список литературы**

1. Раутиан С. Г. Физическая оптика. Учеб. пособие.: В 3 ч. Новосибирск, 1995. Ч. 1.
2. Ландсберг С. Г. Оптика. 5-е изд. М.: Наука, 1976.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970.

**Техническое описание установки.**

Студентам, предполагающим в дальнейшем посвятить себя экспериментальным исследованиям, полезно более подробно ознакомиться с устройством установки, использованной в работе.

На фотографии рис. 4 показана барокамера со снятой крышкой и с установленным внутри интерферометром Фабри – Перо.



Рис. 4. Вид барокамеры со снятой крышкой.

1 – Корпус интерферометра Фабри-Перо, 2 – прижимы крепления интерферометра к днцу барокамеры, 3 – юстировочный винт, 4 – винты крепления зеркал, 5 – винты тонкой регулировки параллельности зеркал, 6 – резиновая уплотнительная прокладка, 7 – корпус барокамеры, 8 – входной патрубок

Порядок сборки узла барокамеры следующий. Предварительно отъюстированный интерферометр аккуратно устанавливают на дно барокамеры и накидывают прижимы 4. После этого провести настройку оптического тракта установки и получить правильные концентрические кольца интерференционной картины, видимые в окуляре трубы. Закрепить зажимы 2 и закрыть крышку барокамеры. Болты крепления крышки следует затягивать постепенно. Последовательность затягивания болтов: крест-накрест. Такая последовательность соблюдается для мягких уплотнений (резины, поронит и т.п.).

В установке использован стандартный интерферометр Фабри-Перо типа ИТ 51-30. На фотографии рис. 5 показаны детали, из которых состоит интерферометр. Детали расположены так, как они устанавливаются при сборке прибора.

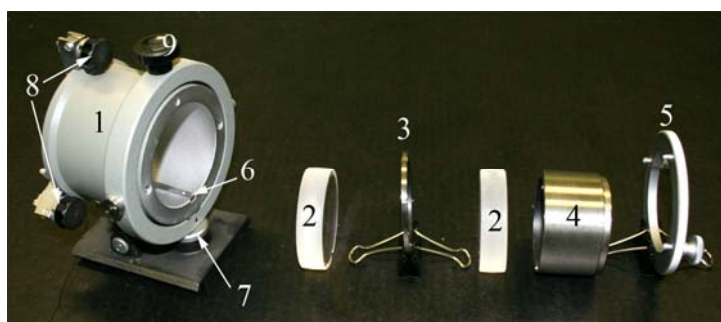


Рис. 5. Детали интерферометра ИТ51-30. 1 – корпус, 2 – зеркала, 3 – промежуточное кольцо, 4 – дополнительное кольцо, 5 – опорное кольцо, 6 – направляющая, 7 – регулирующие винты, 8 – юстировочные винты, 9 – ручка для переноски прибора.

Сборка интерферометра производится в последовательности, ясной из фотографии на рис.5. Зеркала 2 устанавливаются металлизированными поверхностями друг к другу. Кольцо 3 задает базу интерферометра, его точный размер указан в паспорте прибора. Дополнительное кольцо 4 имеет такую длину, чтобы детали 2 – 4 устанавливались в корпусе интерферометра без зазора вдоль оси. Плоскости зеркал не параллельны, они образуют клин с углом  $30'$  при вершине, поэтому паразитная интерференционная картина, возникающая внутри зеркальных пластин, отводится в сторону от оптической оси прибора. Зеркала устанавливаются таким образом, чтобы внешние не зеркальные плоскости были параллельны, тогда свет, проходя через



интерферометр, не отклоняется от первоначального направления распространения. Направляющая  $b$  нужна для того, чтобы зеркала, имеющие соответствующий вырез, устанавливались так, чтобы внешние плоскости были параллельны.

На рис. 6 демонстрируется степень пропускания света через зеркало. На фотографии часть (правая) лампы расположена за зеркалом. Новые зеркала, используемые в приборе ИТ51-30 имеют коэффициент пропускания от 87% до 92%.



Рис.6. Степень пропускания зеркала.

На рис. 7 показано промежуточное кольцо  $1$ , его толщина равна  $d$ . Видны три опорные площадки  $2$ , на которых ложится зеркало. На другой стороне кольца имеются такие же площадки. Площадки отполированы и должны соблюдаться в чистоте. Перед сборкой интерферометра следует проверить состояние поверхностей площадок. Попадание небольшой пылинки или наличие царапины на поверхности площадки не позволит настроить интерферометр. Через вырез  $3$  проходит направляющая  $b$  (рис.5).

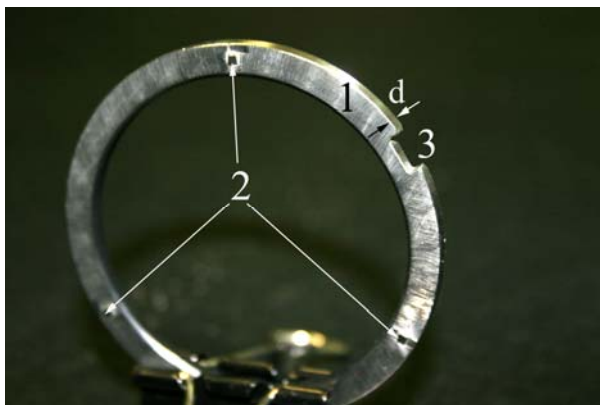


Рис. 7. Промежуточное кольцо.  $1$  – кольцо,  $2$  – опорные площадки,  $3$  – вырез для направляющей.

В комплект прибора входит набор промежуточных и соответствующих дополнительных колец. Фотография такого набора показана на рис. 8.



Рис. 8. Набор колец прибора ИТ51-30.

Набор содержит 18 пар колец. Суммарная длина пары колец постоянна. Семь самых тонких промежуточных колец выполнены из специального сплава с малым коэффициентом температурного расширения. Остальные промежуточные кольца стеклянные. По конструкции все кольца аналогичны, отличие заключается в различной величине  $d$ . Толщина промежуточных колец лежит в диапазоне от 0,3 мм до 30 мм. В интерферометр устанавливается такое кольцо, которое обеспечивает необходимые значения спектрального разрешения и области свободной дисперсии, согласованные с задачей, решаемой исследователем. В качестве упражнения оцените пределы, в которых лежат доступные значения областей свободной дисперсии.

Настройка интерферометра заключается в параллельной установке зеркал и ориентации оптической оси интерферометра вдоль оптической оси зрительной трубы. При этом исследуемый источник света должен находиться на оптической оси зрительной трубы.

Измерения яркости центрального пятна интерференционной картины производится с помощью фотодиода 9 (рис. 1). Фотодиод может быть использован для измерений мощности светового потока в двух режимах – фотогальваническом или фотодиодном.

Фотодиод представляет собой пластинку полупроводникового материала, внутри которого имеются области примесной электронной ( $n$  – область) и дырочной ( $p$  – область) проводимостей. Границу между этими областями называют контактным  $p$ - $n$  переходом (рис. 9). Электронная и дырочная области снабжены невыпрямляющими контактами с присоединенными к ним выводами, с помощью которых осуществляется связь с внешней цепью. С целью предохранения чувствительного слоя фотодиода от воздействия внешней среды он покрывается лаком или монтируется в герметичном корпусе, изготовленном или из металла (со стеклянным входным окном) или из пластмасс.

Кратко поясним принцип работы фотодиода [1]. В полупроводниковом диоде, как известно, имеется  $p$  –  $n$  переход, и в нем возникает диффузия основных носителей тока: диффузионные токи электронов из  $n$  – области в  $p$  – область и дырок из  $p$  – области в  $n$  – область. Приконтактные области обедняются основными носителями. Это приводит к появлению объемных зарядов вблизи границы, образованных неподвижными зарядами ионизированных атомов примеси. По мере нарастания объемных зарядов нарастает электрическое поле, противодействующее диффузии основных носителей (возникает потенциальный барьер движению основных носителей и диффузионные токи основных носителей уменьшаются). Разность потенциалов этого поля называют контактной разностью потенциалов, знак ее соответствует обеднению приконтактных областей основными носителями тока. Неосновные носители тока, наоборот, ускоряются контактной разностью потенциалов и образуют ток. Величина этого тока определяется мощностью источников неосновных носителей тока. При облучении полупроводника его атомы ионизируются и количество неосновных носителей тока возрастает. Таким образом, неосновные фотоносители создают внутри  $p$ - $n$  перехода дополнительный ток, который называют фототоком.



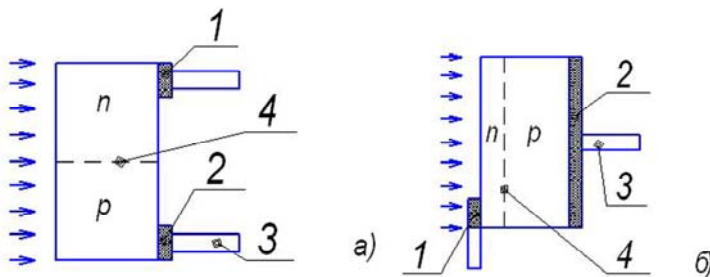


Рис. 9. Принципиальная схема фотодиода. а) – направление светового пучка параллельно плоскости  $p - n$  перехода; б) – световой пучок и плоскость  $p - n$  перехода взаимно перпендикулярны. 1 – контакт  $n$  – области; 2 – контакт  $p$  – области; 3 – выходы; 4 –  $p - n$  переход.

При разомкнутой внешней цепи фотоносители накапливаются: основные в той области, где они возникли, неосновные – в другой. Эти фотоносители образуют объемный заряд и, следовательно, фото ЭДС. Полярность фото ЭДС обратна контактной разности потенциалов, соответствует обогащению областей основными носителями и совпадает со знаком напряжения, приложенного к  $p-n$  переходу в прямом направлении ( $-$  к  $n$  – области,  $+$  к  $p$  – области). В результате возникновения фото ЭДС разность потенциалов (потенциальный барьер) уменьшается, что вызывает приращение потока основных носителей через  $p-n$  переход, направленного навстречу фототоку внутри  $p-n$  перехода.

Фото ЭДС возрастает до тех пор, пока не наступит состояние динамического равновесия между потоками основных и неосновных носителей через  $p-n$  переход.

При коротком замыкании внешней цепи фотоносители, разделенные электрическим полем  $p-n$  перехода, будут уходить во внешнюю цепь, создавая в ней фототок. Этот режим работы фотодиода называется фотогоальваническим.

Подключив фотодиод через резистор к источнику напряжения в обратном направлении, получим фотодиодный режим работы. В этом режиме при облучении фотодиода уменьшается его сопротивление, что приводит к перераспределению падения потенциалов между нагрузочным резистором и фотодиодом – на фотодиоде напряжение уменьшается.

В работе используется фотодиодный режим работы. Сигнал с фотодиода через емкость (схема с закрытым входом) поступает на усилитель с коэффициентом усиления  $\sim 100$ .

Принцип работы тензодатчика давления, используемого для регистрации изменяющегося в барокамере давления, основан на зависимости проводимости вещества от деформации. В качестве чувствительного элемента можно использовать, например, тонкую проволоку из висмута. Одни из первых тензодатчиков давления представляли собой мембрану, деформируемую измеряемой силой, с наклеенной на ее поверхность висмутовой проволочкой. Измеряя электрическое напряжение на проволочке, подключенной к генератору постоянного тока, по известной тарировочной зависимости, можно было определять силу, деформирующую мембрану (или другой упругий элемент).

В настоящее время в тензодатчиках используются полупроводники, в основном, кремний, который обладает большим тензоэффектом. Кроме этого, кремний обладает превосходными механическими свойствами, поэтому упругий элемент целиком изготавливают из него. Например, мембраны тензодатчиков давления содержат небольшие легированные участки, являющиеся чувствительными тензоэлементами. Обычно на мембране имеется четыре тензоэлемента, включаемые по мостовой схеме и элемент для температурной компенсации. Выпускаются датчики, рассчитанные на измерение давлений от нескольких килопаскалей до десятков мегапаскалей и более. Чувствительность тензодатчиков давления составляет порядок  $1 \text{ мВ}$  на весь номинальный динамический диапазон, поэтому сигнал с тензодатчиков необходимо усиливать.

На рис. 10 приведена принципиальная схема усилителя, использованного в работе. Тензодатчик  $S$  через два одинаковых стабилитрона подключен к биполярному источнику питания. Номинал стабилитронов выбран таким, чтобы напряжение питания моста датчика не превышало  $3 \text{ В}$ . Сигнал разбаланса моста подается на дифференциальный усилитель, собранный на спаренном операционном усилителе 574УД2. Далее сигнал дополнительно усиливается с помощью операционного усилителя DA3, подключенного к источнику питания через переходы эмиттер-база комплементарной пары транзисторов КТ973-КТ972. Такая схема позволяет понизить выходное сопротивление до  $50 \text{ Ом}$  и обеспечивает согласование с сопротивлением линии передачи сигнала.

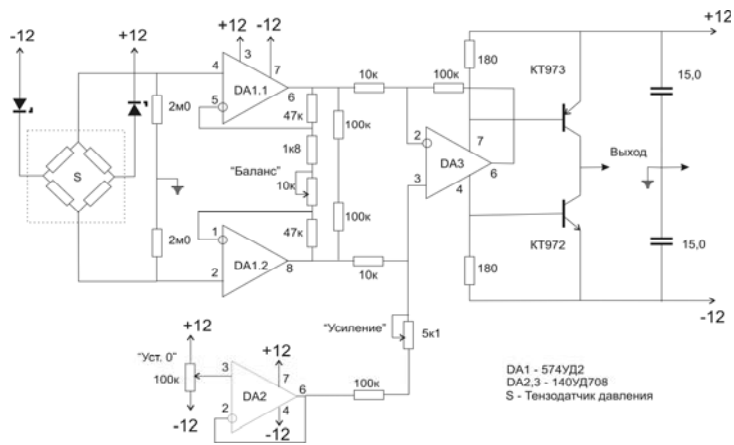


Рис. 10. Принципиальная схема усилителя сигнала с тензодатчика давления

### Список литературы приложения:

1. *Спирidonов И.Н., Аполлонова И.А., Кудрин К.Г.* Измерение основных характеристик приемников оптического излучения. Лабораторная работа №3 «Оптические системы связи в биотелеметрии», МГТУ им. Н.Э. Баумана, М., 2005.