

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени К.И. САТПАЕВА

Т.Б. Бегимов, М.Ш. Исмагулова, М.А. Мухамедгалиева

ОПТИКА И АТОМНАЯ ФИЗИКА

(для студентов 1–2 курсов технических специальностей)

Рекомендовано научно-методическим советом
университета в качестве учебного пособия

Алматы 2012

УДК 535:539.1 (075.8)

Б 34

Б 34 Бегимов Т.Б., Исмагулова М.Ш., Мухамедгалиева М.А. Оптика и атомная физика: – Учеб. пособие (для студентов 1–2 курсов всех специальностей КазНТУ). – Алматы: КазНТУ, 2012. 167 с.

ISBN 978–601–228–361–7

Учебное пособие составлено согласно Типовой учебной программе, утвержденной Министерством образования и науки Республики Казахстан, и в соответствии с требованиями ГОСО специальности, а также психолого-педагогических основ организации и проведения лабораторного занятия. Изложенные в пособии методы и средства выполнения лабораторных работ, а также формы представления результатов измерений и вычислений способствуют активизации мыслительной деятельности студентов по усвоению теоретических основ выполняемой лабораторной работы, организуют их самостоятельную работу по приобретению экспериментальных умений и навыков и гарантированно приводят к достижению поставленной в работе цели.

Учебное пособие предназначено для студентов технических специальностей.

УДК 535:539.1 (075.8)

Ил. 88. Табл. 24. Библиогр. – 11 назв.

Рецензенты: *Мухамбетов Д.Г.*, д-р физ.-мат. наук, проф. каф. физики, проректор по инновационным технологиям ААЭиС
Шоканов А. К., нач. управления науки, проф. КазГПУ им. Абая

Печатается по плану Министерства образования и науки Республики Казахстан на 2012 год

ISBN 978–601–228–361–7 © КазНТУ имени К.И. Сатпаева, 2012

ВВЕДЕНИЕ

В учебном пособии представлены руководства к выполнению двенадцати лабораторных работ по основным разделам оптики и атомной физики.

Главная цель данной разработки – оказать помощь студентам в освоении основных узловых вопросов курса на основе экспериментального изучения различных оптических явлений, в процессе которого они знакомятся с разнообразными оптическими приборами и установками, приобретают навыки опыта в обращении с современным физическим оборудованием (лазеры, спектрометры, пирометры, цифровые приборы и т. п.).

Руководство к выполнению каждой лабораторной работы содержит цель работы, теоретическое введение, методику выполнения работы, основанную на теоретических сведениях, описание экспериментальной установки, порядок выполнения заданий, а также описание методов обработки экспериментальных измерений. Для самопроверки знаний предложены контрольные вопросы.

Значительное внимание уделено выводу расчётных формул, а также форме представления результатов измерений и вычислений при проведении эксперимента. Методы математической обработки экспериментальных результатов измерений, оценка измеряемой величины приводятся в конце данного пособия – в приложении.

Физический практикум позволит студентам первого и второго курсов приобщиться к работе со специальной литературой, сознательно пользоваться современными приборами и методами измерений.

Описание к работам не претендует на то, чтобы создать у студентов полное представление об изучаемых явлениях, поэтому кроме описания лабораторной работы рекомендуется использовать литературу, приведенную в конце данного пособия.

При подготовке к выполнению лабораторной работы каждый студент в свой лабораторный журнал должен внести:

- номер, название работы;
- принципиальную и рабочую схему установки;
- таблицы, расчетные формулы и формулы расчета погрешностей;
- порядок выполнения работы.

При работе с установками или их отдельными деталями следует соблюдать правила техники безопасности.

Выполнение лабораторной работы требует от студента отчетливого представления о тех действиях, которые необходимо произвести при работе с установками, причем в том порядке, который рекомендуется в описании.

В процессе измерений следует систематически записывать результаты в лабораторный журнал и таблицы, указанные в описаниях. Графические построения проводятся в процессе выполнения работы.

1. ИЗУЧЕНИЕ ЦЕНТРИРОВАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Цель работы: Изучение методов измерения фокусных расстояний тонких линз.

1. Теоретическое введение

Раздел оптики, в котором при изучении распространения света пренебрегают длиной электромагнитных волн, называют геометрической оптикой. Распространение света в геометрической оптике описывают с помощью световых лучей. *Световой луч* – это линия, вдоль которой распространяется световая энергия. Световые лучи в однородной прозрачной среде представляют собой прямые. При прохождении границы раздела двух прозрачных сред световые лучи меняют своё направление (преломляются).

Объекты, от которых исходят световые лучи, называют *источниками*. Реальный источник можно считать *точечным*, если его размеры малы по сравнению с расстояниями между элементами оптической схемы. Источник конечных размеров можно представить как совокупность точечных источников. Точечный источник – это точка пространства, из которой исходит бесконечно много световых лучей. Поэтому, наряду с понятием светового луча для описания распространения света используют понятие светового пучка. *Световой пучок* представляет собой совокупность бесконечного числа световых лучей, идущих от какого-либо источника.

1.1. Тонкие линзы

Линзой (от латинского *lens* – чечевица) называется прозрачное тело, ограниченное двумя сферическими поверхностями. В зависимости от формы различают собирающие (рис. 1.1, а) и рассеивающие (рис. 1.1, б) линзы. После прохождения через собирающую линзу угол расхождения светового пучка уменьшается. После прохождения рассеивающих линз расхождение пучка световых лучей увеличивается. Эти определения применимы для

линз, имеющих бóльший показатель преломления, чем среда, из которой падают лучи.

К группе собирающих линз обычно относят линзы, у которых середина толще их краёв (рис. 1.1, а), к группе рассеивающих линз относят линзы, у которых края толще середины (рис. 1.1, б). Повторяем, что это верно, только если показатель преломления у материала линзы больше, чем у окружающей среды. Если показатель преломления линзы меньше, ситуация будет обратной. Например, пузырёк воздуха в воде – двояковыпуклая рассеивающая линза.

Материалами для линз служат: в видимой области – стекло различных марок; в ультрафиолетовой области – кварц, флюорит; в инфракрасной области – кварц, каменная соль, сильвин и т. д.

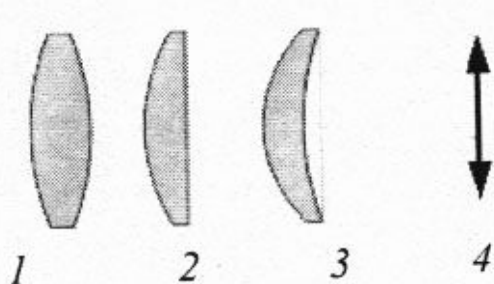


Рис. 1.1, а. Виды собирающих линз: 1 – двояковыпуклая, 2 – плоско-выпуклая, 3 – вогнуто-выпуклая, 4 – обозначение собирающих линз

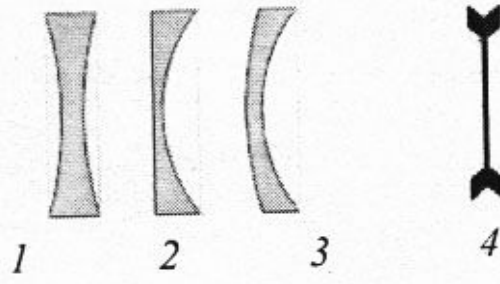


Рис. 1.1, б. Виды рассеивающих линз: 1 – двояковогнутая, 2 – плоско-вогнутая, 3 – выпукло-вогнутая, 4 – обозначение рассеивающих линз

Линзу, у которой толщина пренебрежимо мала по сравнению с радиусами кривизны поверхностей, ограничивающих линзу, называют *тонкой* (рис. 1.2).

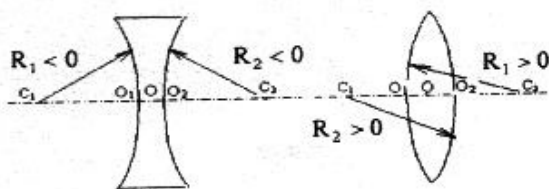


Рис. 1.2. Тонкие линзы
 $O_1O_2 \ll R_1$, $O_1O_2 \ll R_2$

У тонких линзах точки O_1 и O_2 настолько близки, что путь луча внутри линзы бесконечно мал и пространственного смещения луча не происходит. Поэтому можно считать, что лучи испытывают не два преломления, а одно – на плоскости, проходящей через среднюю точку O .

Основные понятия, используемые для описания хода лучей через линзы

1. *Главная оптическая ось* – прямая, проходящая через центры кривизны C_1 и C_2 (рис. 1.3).

2. *Оптический центр линзы* – центральная точка O (рис. 1.3), через которую лучи проходят, не изменяя направление. Все прямые, проходящие через оптический центр, – *побочные оптические оси* (рис. 1.3).

3. *Фокус линзы* (F) – точка на главной оптической оси, в которой пересекаются после преломления лучи (или их продолжения), падающие на линзу параллельно главной оптической оси. Фокусы у собирающей линзы действительные, т. к. в них пересекаются сами лучи (рис. 1.3, *a*). Фокусы у рассеивающей линзы мнимые, т. к. в них пересекаются продолжения лучей (рис. 1.3, *b*). У любой линзы – два фокуса, симметрично расположенные относительно линзы на главной оптической оси.

4. *Фокусное расстояние* f – расстояние от оптического центра (точка O) до фокуса F . У собирающей линзы $f > 0$, у рассеивающей – $f < 0$.

5. *Фокальная плоскость* Φ – плоскость, проходящая через главный фокус линзы перпендикулярно главной оптической оси (рис. 1.3). Побочная ось пересекается с фокальной плоскостью в побочном фокусе.

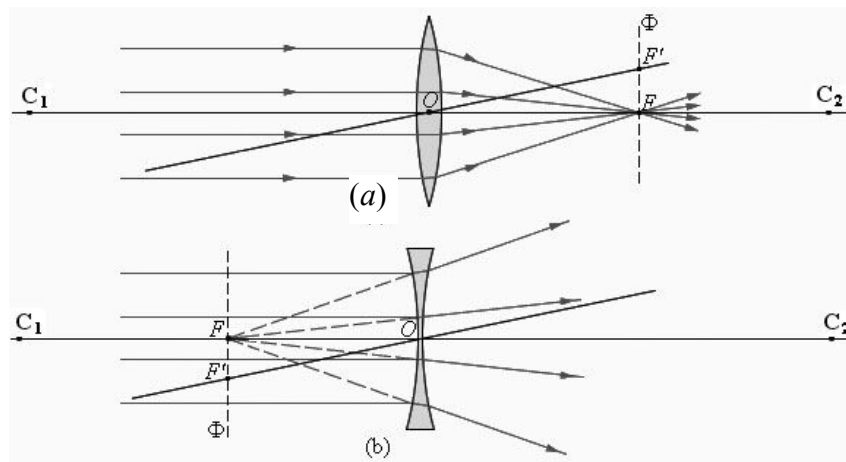


Рис. 1.3. Преломление параллельного пучка лучей в собирающей (а) и рассеивающей (б) линзах:

Точки O_1 и O_2 – центры сферических поверхностей; O_1O_2 – главная оптическая ось; O – оптический центр; F – главный фокус; F' – побочный фокус; OF' – побочная оптическая ось; Φ – фокальная плоскость

6. *Оптическая сила линзы D* – величина, обратная фокусному расстоянию

$$D = \frac{1}{f}. \quad (1.1)$$

У собирающей линзы $D > 0$, у рассеивающей $D < 0$. Единица измерения оптической силы линзы – диоптрия. $1 \text{ дптр} = 1 \text{ м}^{-1}$.

1.2. Лучи, используемые для построения изображения в тонких линзах

На линзу падает бесчисленное множество лучей. Рассмотрим *параксиальные* (приосевые) лучи, т. е. лучи, образующие с главной оптической осью малые углы. Только при использовании параксиальных лучей получается *стигматическое* изображение: каждая точка в пространстве предметов изображается только одной сопряженной с ней точкой в пространстве изображений.

Для построения изображения обычно используют следующие удобные лучи.

Луч, проходящий через оптический центр линзы, после прохождения через линзу не меняет своего направления (рис. 1.4).

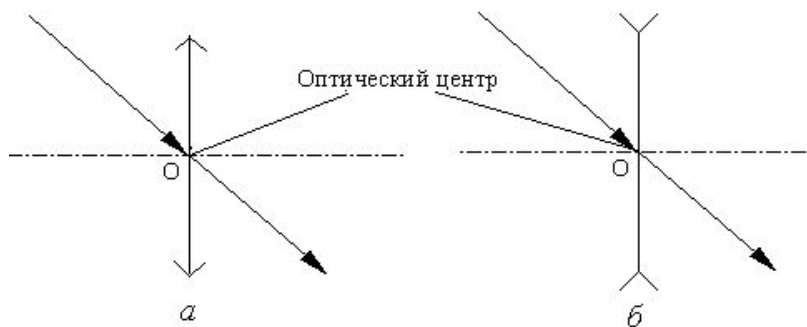


Рис. 1.4. Ход луча, проходящего через оптический центр линзы

2. Луч, идущий параллельно главной оптической оси, после прохождения через линзу идет:

а) для собирающей линзы – через фокус, расположенный по другую сторону линзы (рис. 1.5, а);

б) для рассеивающей линзы так, что продолжение луча проходит через фокус, расположенный по ту же сторону линзы, откуда падает луч (рис. 1.5, б).

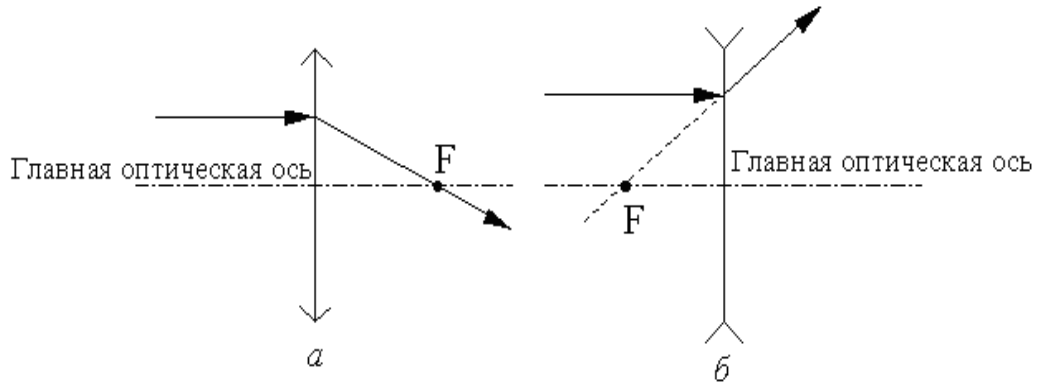


Рис. 1.5. Ход луча, идущего параллельно главной оптической оси

3. После прохождения через линзу луч идет параллельно главной оптической оси, если он падает на линзу так, что:

а) проходит через "ближний" фокус для собирающей линзы (рис. 1.6, а),

б) его продолжение проходит через "дальний" фокус для рассеивающей линзы (рис. 1.6, б).

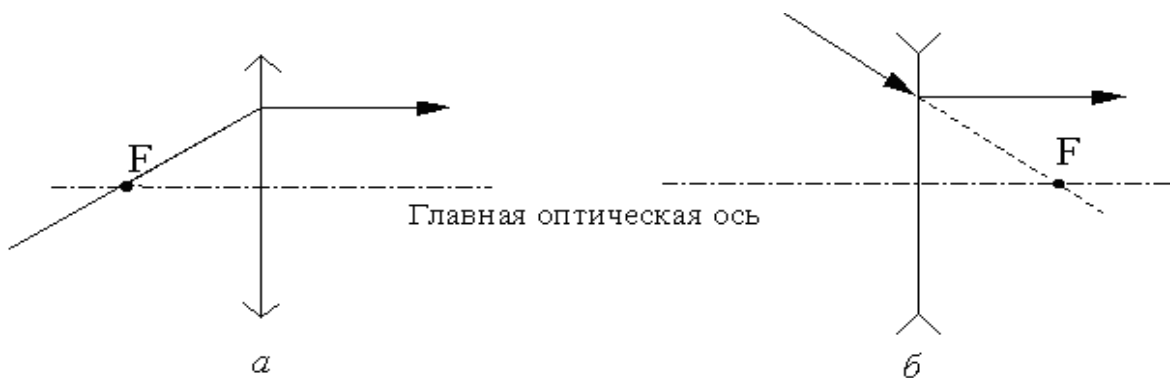


Рис. 1.6. Ход луча, идущего параллельно главной оптической оси после прохождения линзы

Основное свойство линз – способность давать *изображения предметов*. Изображения бывают *прямыми* или *перевернутыми*, *действительными* или *мнимыми*, *увеличенными* или *уменьшенными*.

Изображение называется *действительным*, если прошедшие через линзу лучи образуют сходящийся пучок и пересекаются в одной точке (действительное изображение может быть получено на экране). Изображение называется *мнимым*, если прошедшие через линзу лучи образуют расходящийся пучок, изображение находится в точке пересечения продолжения лучей (мнимое изображение не может быть получено на экране).

1.3. Построение изображения в собирающей линзе

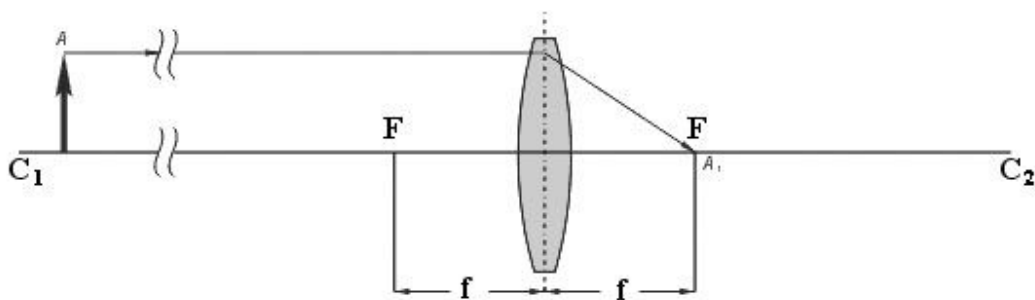


Рис. 1.7. Построение изображения в собирающей линзе, если предмет находится на бесконечно далёком от линзы расстоянии

1. Если предмет находится на бесконечно далёком от линзы расстоянии, то его изображение получается в заднем фокусе линзы F *действительным, перевёрнутым и уменьшенным до подобия точки* (рис. 1.7).

2. Если предмет находится на расстоянии, превышающем двойное фокусное расстояние линзы (рис. 1.8), то изображение его будет *действительным, перевёрнутым и уменьшенным* и расположится за главным фокусом на отрезке между ним и двойным фокусным расстоянием. Такой ход лучей наблюдается в глазе.

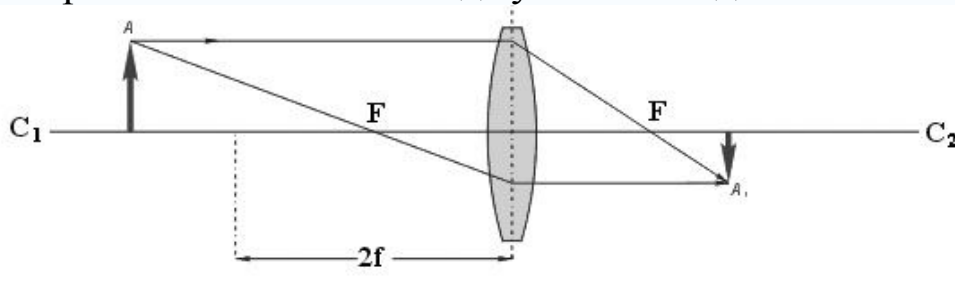


Рис. 1.8. Построение изображения в собирающей линзе, если предмет находится на расстоянии, превышающем двойное фокусное расстояние

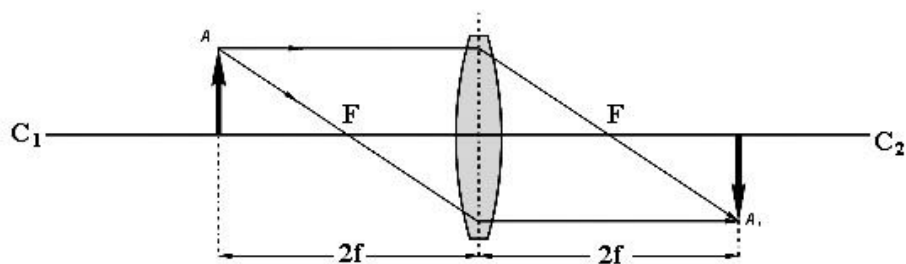


Рис. 1.9. Построение изображения в собирающей линзе, если предмет находится на двойном фокусном расстоянии

3. Если предмет помещён на двойном фокусном расстоянии от линзы (рис. 1.9), то полученное изображение находится по другую сторону линзы на двойном фокусном расстоянии от неё. Изображение получается *действительным, перевёрнутым и равным по величине* предмету.

4. Если предмет помещён между передним фокусом и двойным фокусным расстоянием (рис. 1.10), то изображение будет получено за двойным фокусным расстоянием и будет *действительным, перевёрнутым и увеличенным*. Такой ход лучей характерен для проекционных аппаратов.

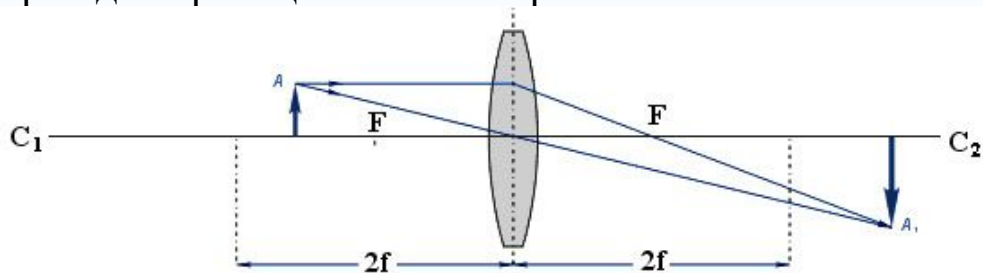


Рис. 1.10. Построение изображения в собирающей линзе, если предмет находится между передним фокусом и двойным фокусным расстоянием

6. Если предмет находится в плоскости переднего главного фокуса линзы (рис. 1.11), то лучи, пройдя через линзу, пойдут параллельно, и изображение может получиться лишь в бесконечности.

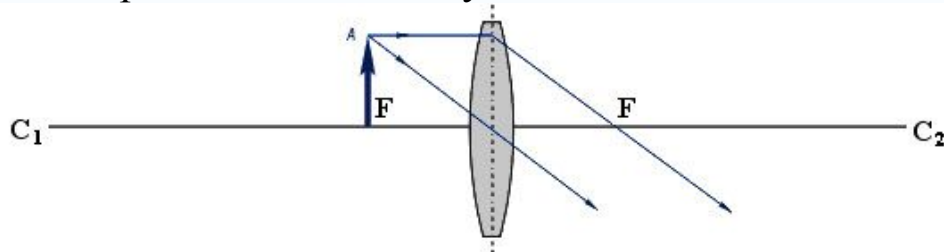


Рис. 1.11. Построение изображения в собирающей линзе, если предмет находится в плоскости переднего главного фокуса линзы

7. Если предмет поместить на расстоянии, меньшем главного фокусного расстояния (рис. 1.12), то лучи выйдут из линзы расходящимся пучком, нигде не пересекаясь. Изображение при этом получается мнимое, прямое и увеличенное, т. е. в данном случае линза работает как лупа.

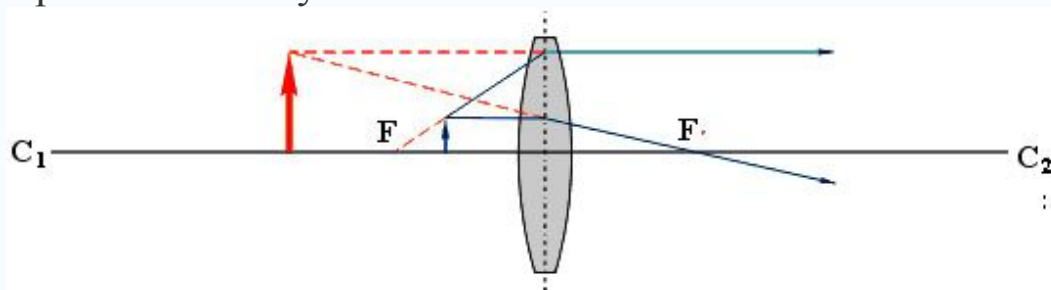


Рис. 1.12. Построение изображения в собирающей линзе, если предмет находится на расстоянии, меньшем главного фокусного

1.4. Построение изображения в рассеивающей линзе

У рассеивающей линзы при любом расположении предмета изображение будет прямым, уменьшенным и мнимым.

Следует обратить внимание на то, что некоторые из стандартных лучей, использованных на рис. 1.13 для построения изображений, не проходят через линзу. Эти лучи реально не участвуют в образовании изображения, но они могут быть использованы для построений

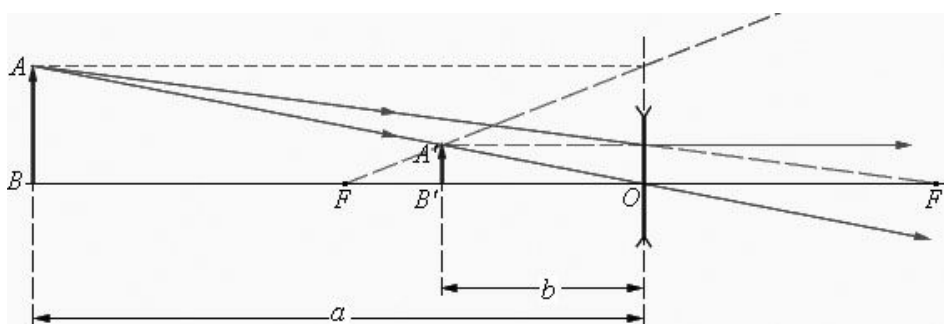


Рис. 1.13. Построение изображения в рассеивающей линзе

1.5 Формулы тонкой линзы

Изображения можно также рассчитать с помощью формулы тонкой линзы. Если расстояние от предмета до линзы обозначить

через a , расстояние от линзы до изображения через b , а фокусное расстояние через f (рис. 1.14), то формулу тонкой линзы можно записать в виде

$$\pm \frac{1}{a} \pm \frac{1}{b} = \pm \frac{1}{f} = \pm D. \quad (1.2)$$

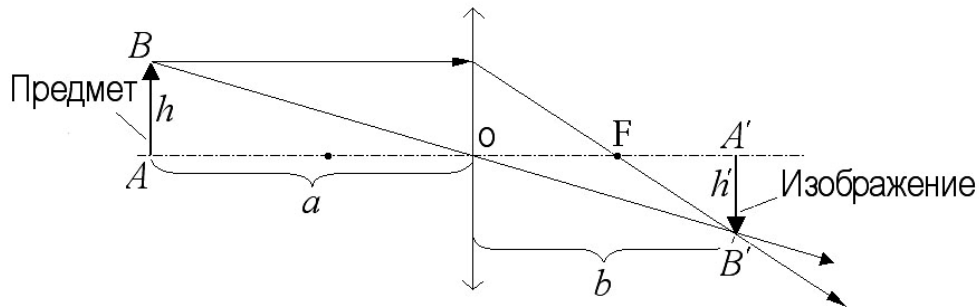


Рис. 1.14. К расчету формулы линзы

В формуле (1.2) величинам a, b, f приписываются определенные знаки. Фокусные расстояния собирающих линз $f > 0$, фокусные расстояния рассеивающих линз $f < 0$. Величины a и b также подчиняются определенному правилу знаков: $a > 0$ и $b > 0$ – для действительных предметов (т. е. реальных источников света, а не продолжений лучей, сходящихся за линзой) и изображений; $a < 0$ и $b < 0$ – для мнимых источников и изображений.

В зависимости от положения предмета по отношению к линзе изменяются линейные размеры изображения. *Линейным увеличением* линзы Γ называют отношение линейных размеров изображения h' и предмета h . Величине h' удобно приписывать знаки плюс или минус в зависимости от того, является изображение прямым или перевернутым. Величина h всегда считается положительной. Поэтому для прямых изображений $\Gamma > 0$, для перевернутых $\Gamma < 0$. Из подобия треугольников из рис. 1.14 легко получить формулу для линейного увеличения тонкой линзы

$$\Gamma = \frac{h'}{h} = \frac{b}{a}. \quad (1.3)$$

Оптическая сила D линзы зависит как от радиусов кривизны R_1 и R_2 ее сферических поверхностей, так и от показателя

преломления n материала, из которого изготовлена линза. Радиус кривизны выпуклой поверхности считается положительным, вогнутым – отрицательным (рис. 1.15). Эта формула используется при изготовлении линз с заданной оптической силой.

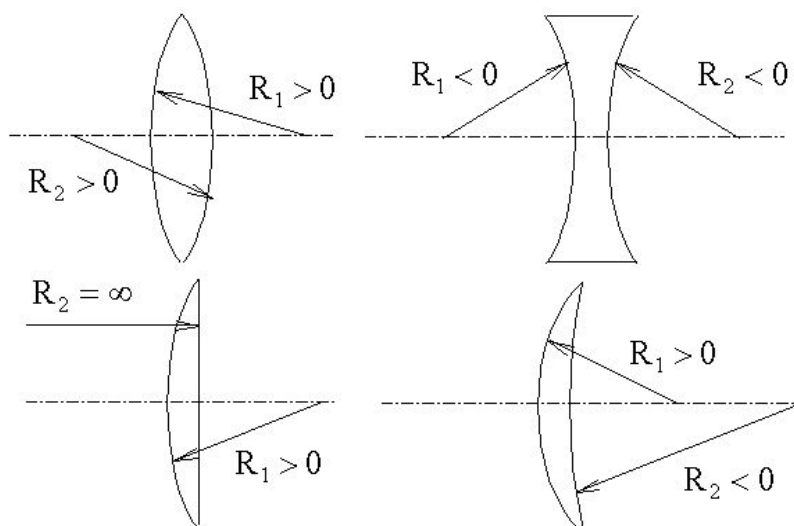


Рис. 1.15. Радиусы кривизны линзы

В курсе оптики доказывается следующая формула для тонкой линзы:

$$D = \frac{1}{f} = (n_{21} - 1) \left(\pm \frac{1}{R_1} \pm \frac{1}{R_2} \right), \quad (1.4)$$

где n_{21} – относительный показатель преломления линзы, который равен

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2}, \quad n_1 = \frac{c}{v_1}, \quad n_2 = \frac{c}{v_2}, \quad (1.5)$$

где n_2, n_1 – абсолютные показатели преломления линзы и среды, v_1, v_2 – скорости света, соответственно в линзе и в среде, c – скорость света в вакууме.

1.6. Комбинация нескольких линз (центрированная система)

Линзы могут комбинироваться друг с другом для построения сложных оптических систем. Оптическая сила системы из двух линз может быть найдена как простая сумма оптических сил

каждой линзы (при условии, что обе линзы можно считать тонкими и они расположены вплотную друг к другу на одной оси)

$$D = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} = D_1 + D_2. \quad (1.6)$$

Если линзы расположены на некотором расстоянии друг от друга и их оси совпадают (система из произвольного числа линз, обладающих таким свойством, называется *центрированной системой*), то их общую оптическую силу можно найти по формуле

$$D = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{l}{f_1 f_2}, \quad (1.7)$$

где l – расстояние между главными плоскостями линз.

Общее линейное увеличение Γ системы из двух линз равно произведению линейных увеличений обеих линз

$$\Gamma = \Gamma_1 \cdot \Gamma_2. \quad (1.8)$$

1.7. Недостатки простой линзы

В современных оптических приборах к качеству изображения предъявляют высокие требования. Изображение, даваемое простой линзой, в силу целого ряда недостатков не удовлетворяет этим требованиям. Устранение большинства недостатков достигается соответствующим подбором ряда линз в центрированную оптическую систему – *объектив*. Изображения, полученные при помощи простых линз, имеют различные недостатки. Недостатки оптических систем называются *абберациями*, которые делятся на следующие виды.

- Геометрические абберации:
 - Сферическая абберация;
 - Кома;
 - Астигматизм;
 - Дисторсия;
 - Кривизна поля изображения;
- Хроматическая абберация;

- Дифракционная aberrация (эта aberrация вызывается другими элементами оптической системы и к самой линзе отношения не имеет).

Главные из них – *сферическая* и *хроматическая aberrации*. *Сферическая* aberrация проявляется в следующем. Формула тонкой линзы справедлива только для параксиальных лучей. В случае широких световых пучков, непараксиальные лучи, далекие от главной оптической оси, пересекают ее не в фокусе. Поэтому изображение удаленного точечного источника, создаваемое широким пучком лучей, преломленных линзой, оказывается размытым. *Хроматическая* aberrация возникает вследствие того, что показатель преломления материала линзы зависит от длины волны света λ . Это свойство прозрачных сред называется *дисперсией*. Фокусное расстояние линзы оказывается различным для света с разными длинами волн, что приводит к размытию изображения при использовании немонохроматического света.

Поэтому в современных оптических приборах применяются не тонкие линзы, а сложные многолинзовые системы, в которых удастся приближенно устранить различные aberrации.

1.8. Применение линз

Линзы являются универсальным оптическим элементом большинства оптических систем.

Традиционное применение линз – бинокли, телескопы, оптические прицелы, теодолиты, микроскопы и фотовидеотехника. Одиночные собирающие линзы используются как увеличительные стёкла

Другая важная сфера применения линз *офтальмология*, где без них невозможно исправление недостатков зрения – близорукости, дальнозоркости, неправильной аккомодации, астигматизма и других заболеваний. В таких приспособлениях используют очки и контактные линзы.

2. Экспериментальная часть

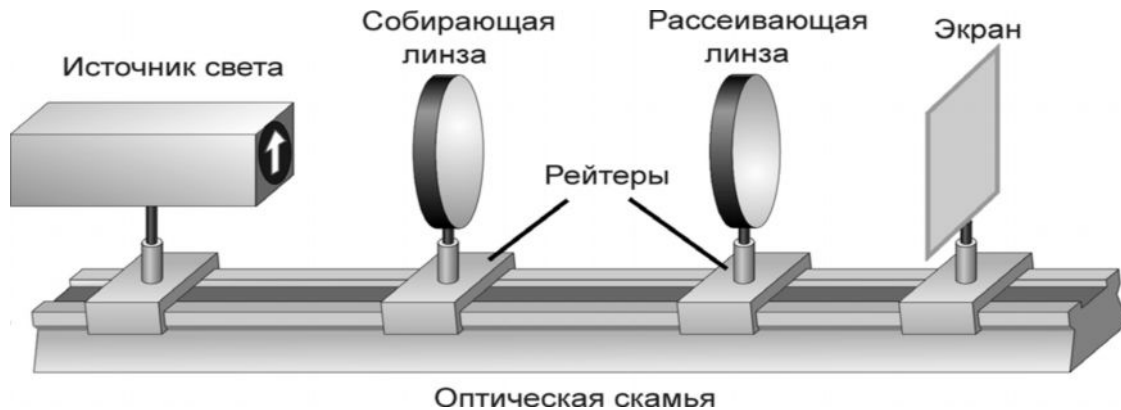


Рис. 1.16. Экспериментальная установка для определения фокусных расстояний собирающей и рассеивающей линз

2.1. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

Задание 1. Определение главного фокусного расстояния собирающей линзы по величинам a и b

1) Расположите приборы на оптической скамье, экран поместите на достаточно большом расстоянии от осветителя (рис. 1.16).

2) Между экраном и источником света установите собирающую линзу. Перемещая линзу, найдите положение отчетливого изображения предмета на экране и отсчитайте по линейке величины a и b (рис. 1.14).

3) Меняя положение экрана и линзы, повторите измерения 3 раза. Полезно проделать часть измерений при увеличенном, а часть при уменьшенном изображении.

4) Для каждого отдельного измерения по формуле

$$f = \frac{ab}{a+b} \quad (1.9)$$

вычислите фокусное расстояние линзы. Данные сведите в табл. 1.1.

Таблица 1.1

Определение главного фокусного расстояния собирающей линзы по величинам a и b .

$a, м$	$b, м$	$f_i, м$	$\Delta f_i, м$	$\Delta f, м$	$\varepsilon = \frac{\Delta f}{\langle f \rangle} \cdot 100\%$	$f = \langle f \rangle \pm \Delta f, м$
Среднее значение						

5) Произведите математическую обработку результатов экспериментов по методике расчета погрешностей для прямых измерений.

Задание 2. Определение главного фокусного расстояния собирающей линзы по размерам предмета h и изображения h' и по расстоянию от изображения до линзы b

1) Расположение приборов остается таким же, как и в первом случае.

2) На экране найдите сильно увеличенное $A'B'$ изображение предмета AB .

3) Измерьте размеры предмета $AB = h$, изображения $A'B' = h'$ и расстояние от изображения предмета до линзы b (рис. 1.12). Меняя положение экрана и линзы, повторите измерения 3 раза. Результаты сведите в табл. 1.2.

Таблица 1.2

Определение главного фокусного расстояния собирающей линзы по величинам h , h' и b

$b, м$	$h, м$	$h', м$	$f_i, м$	$\Delta f_i, м$	$\Delta f, м$	$\varepsilon = \frac{\Delta f}{\langle f \rangle} \cdot 100\%$	$f = \langle f \rangle \pm \Delta f, м$
Среднее значение							

4) С помощью формул (1.3) и (1.10) можно получить

$$f = b \frac{h}{h' + h} . \quad (1.10)$$

Для каждого отдельного измерения по формуле (1.10) вычислите f .

5) Произведите математическую обработку результатов экспериментов по методике расчета погрешностей для прямых измерений.

Таблица 1.3

Определение главного фокусного расстояния собирающей линзы по величинам h , h' и b

$b, м$	$h, м$	$h', м$	$f_i, м$	$\Delta f_i, м$	$\Delta f, м$	$\varepsilon = \frac{\Delta f}{\langle f \rangle} \cdot 100\%$	$f = \langle f \rangle \pm \Delta f ,$ $м$
Среднее значение							

Задание 3. Определение фокусного расстояния способом Бесселя

Если расстояние от предмета до изображения, которое обозначим через A , больше $4f$, то всегда найдутся два таких положения линзы, при которых на экране получится отчетливое изображение предмета: в одном случае уменьшенное, а в другом – увеличенное (рис. 1.17).

Нетрудно видеть, что при этом оба положения линзы будут симметричны относительно середины расстояния между предметом и изображением. Действительно, из уравнения (1.9) можно для первого положения линзы написать

$$f = \frac{(A - \ell - x)(x + \ell)}{A} , \quad (1.11)$$

а для второго положения линзы

$$f = \frac{(A - x)x}{A} . \quad (1.12)$$

Приравнивая правые части этих уравнения, найдем

$$x = \frac{A - \ell}{2} . \quad (1.13)$$

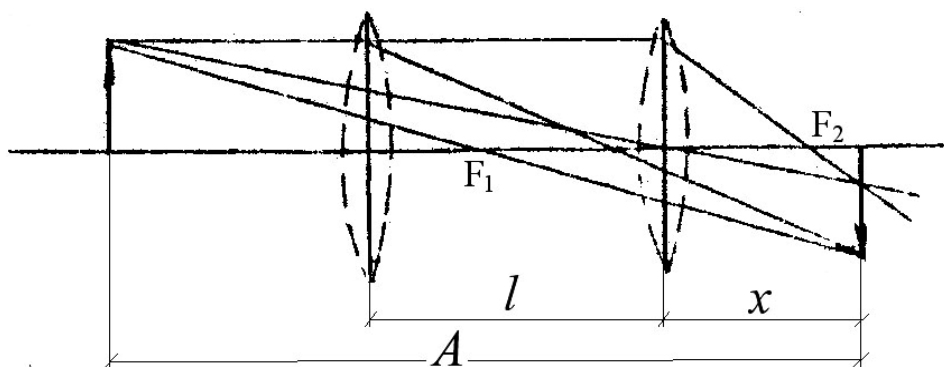


Рис. 1.17. Схема способа Бесселя

Чтобы получить выражение для фокусного расстояния, рассмотрим одно из положений линзы, например, первое. Используя значения x найдем a и b

$$a = A - l - x = \frac{A - l}{2}, \quad b = l + x = \frac{A + l}{2}.$$

Подставляя эти величины в формулу (1.9), находим

$$f = \frac{A^2 - l^2}{4A}. \quad (1.14)$$

Этот способ является пригодным как для толстых, так и для тонких линз.

1) Установите предмет и экран на расстоянии $A > 4f$ так, чтобы при неизменном положении экрана и предмета можно было получить два отчетливых изображения на экране при разных положениях линзы. Отметьте первое положение линзы, дающее увеличенное изображение предмета. Измерения повторите 3 раза, результаты занесите в табл. 1.3.

Таблица 1.4

Определение фокусного расстояния способом Бесселя

Положение линзы		$l_i, \text{м}$	$A, \text{м}$	$f_i, \text{м}$	$\Delta f_i, \text{м}$	$\Delta f, \text{м}$	$\varepsilon = \frac{\Delta f}{\langle f \rangle} \cdot 100\%$	$f = \langle f \rangle \pm \Delta f, \text{м}$
I	II							
Среднее значение								

2) Передвигая линзу, добейтесь получения уменьшенного отчетливого изображения предмета и вновь отметьте положение линзы по шкале. Измерения повторите 3 раза, результаты занесите в табл. 1.3.

3) Измерив расстояние A между экраном и предметом, а также определив перемещение линзы l между двумя положениями, вычислите фокусное расстояние линзы по формуле (1.14). Результаты занесите в табл. 1.3.

4) Произведите математическую обработку результатов экспериментов по методике расчета погрешностей для прямых измерений.

Задание 4. Определение фокусного расстояния рассеивающей линзы с помощью собирающей линзы

С помощью одной рассеивающей линзы невозможно получить действительное изображение действительного источника, дающего всегда расходящийся пучок лучей. Чтобы получить действительное изображение, на рассеивающую линзу нужно послать сходящийся пучок лучей, что эквивалентно созданию мнимого источника (рис. 1.18). Для этой цели используется собирающая линза.

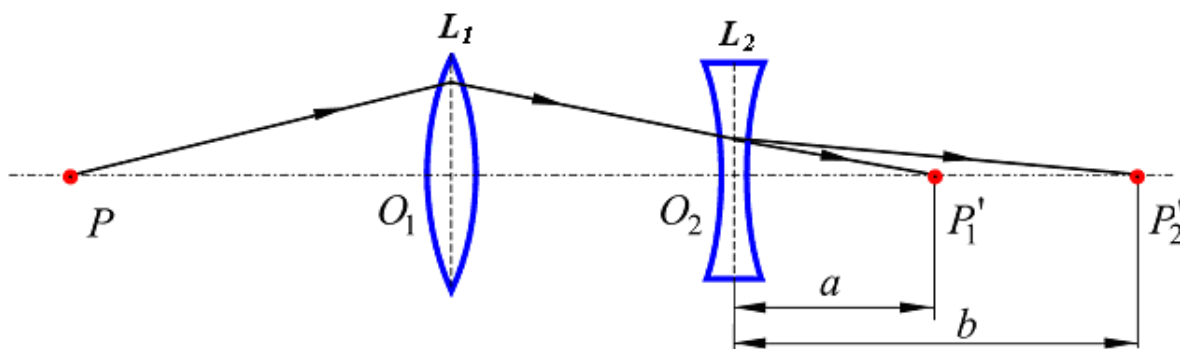


Рис. 1.18. Определение фокусного расстояния рассеивающей линзы с помощью собирающей линзы

Получите резкое изображение с помощью одной собирающей линзы L_1 и отметьте положение экрана при этом P_1' . Точка будет мнимым источником для рассеивающей линзы. Поместите на пути лучей рассеивающую линзу L_2 и, двигая экран, добейтесь резкого изображения (положение P_2' на рис. 1.18) Определите по шкале расстояния $a=OP_1'$ и $b=OP_2'$.

Принимая во внимание, что f и b имеют в данном случае отрицательный знак, получим

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{b} = -\frac{1}{f}, \text{ отсюда } f = \frac{ab}{a-b}. \quad (1.15)$$

1) Соберите схему как в первом опыте для собирающей линзы.

2) Отметьте точку P_1' – положение экрана, когда получается резкое изображение предмета (рис. 1.18).

3) Между собирающей линзой O и точкой P_1' поместите рассеивающую линзу L_2 . Перемещением экрана и рассеивающей линзы добейтесь резкого изображения предмета на экране, которое из P_1' перейдет в точку P_2' . Для линзы L_2 предметом является изображение в точке P_1' , даваемое линзой L_1 от предмета P . Пользуясь обратимостью хода лучей в системах линз, можно рассматривать эти лучи света как распространяющиеся от предмета в точке P_2' . Тогда в точке P_1' получается мнимое изображение предмета, находящегося в точке P_2' , следовательно, $a=OP_1'$ и $b=OP_2'$. Найдите эти расстояния не менее трех раз. Все полученные данные внесите в табл. 1.4.

4) Для каждого отдельного измерения по формуле (1.15) вычислите f .

5) Произведите математическую обработку результатов экспериментов по методике расчета погрешностей для прямых измерений.

Таблица 1.4

Определение главного фокусного расстояния рассеивающей линзы по величинам a и b

$a, \text{ м}$	$b, \text{ м}$	$f_b, \text{ м}$	$\Delta f_b, \text{ м}$	$\Delta f, \text{ м}$	$\varepsilon = \frac{\Delta f}{f_{cp}} \cdot 100\%$	$f = f_{cp} \pm \Delta f, \text{ м}$
Среднее значение						

3. Контрольные вопросы

1. Тонкие линзы. Собирающие и рассеивающие линзы.
2. Оптическая ось линзы. Оптический центр линзы. Фокус линзы. Фокальная плоскость.
3. Построение изображения в собирающей линзе.
4. Построение изображения в рассеивающей линзе.
5. Формулы линзы. Увеличение линзы. Оптическая сила линзы.
6. Способы определения фокусного расстояния линзы.

2. ИЗУЧЕНИЕ СВЕТОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИСТОЧНИКА СВЕТА

Цель работы: Определение характеристик источника света и экспериментальная проверка закона освещенности.

1. Теоретическое введение

Раздел оптики, связанный с измерением энергии оптического излучения, называется фотометрией.

Фотометрические величины характеризуют энергию оптического излучения.

Следует различать общие энергетические величины и специфические фотометрические или световые величины:

– энергетические величины характеризуют любое электромагнитное излучение, не интересуясь его действием на приемник излучения;

– световые величины характеризуют действие света и оцениваются по воздействию на глаз (исходя из средней чувствительности глаза) или на другие приемники излучения (фотоэлементы, термоэлементы).

1.1. Энергетические фотометрические величины

1. Энергия излучения – W (Дж).

2. Основным энергетическим понятием фотометрии является *лучистый поток* $d\Phi_{\text{э}}$, имеющий смысл мощности, переносимой электромагнитным излучением

$$d\Phi_{\text{э}} = \frac{dW}{dt} \quad (\text{Вт}). \quad (2.1)$$

Непрерывный спектр, из которого состоит данный лучистый поток $d\Phi_{\text{э}}$, можно разбить на узкие (монохроматические) участки, содержащие интервалы длин волн $d\lambda$ вблизи длины волны λ . Тогда элементарный лучистый поток будет

$$d\Phi_{\text{э}\lambda} = \Phi_{\text{э}\lambda} d\lambda, \quad (2.2)$$

где $\Phi_{\text{э}\lambda}$ – лучистый поток, приходящийся на единичный интервал длин волн вблизи данной длины волны λ , $\Phi_{\text{э}\lambda}$ – носит

название функции распределения лучистого потока по длинам волн. Полный лучистый поток получим, если проинтегрируем выражение (2.2) по всем длинам волн от 0 до ∞

$$\Phi_{\vartheta} = \int_0^{\infty} \Phi_{\vartheta\lambda} d\lambda. \quad (2.3)$$

3. Объекты, излучающие свет (источники), разделяют на точечные и неточечные (протяженные). *Точечным* называют источник, размерами которого можно пренебречь в условиях задачи. Чаще всего это возможно, если размеры источника много меньше (в 10 или более раз) расстояния до точки наблюдения.

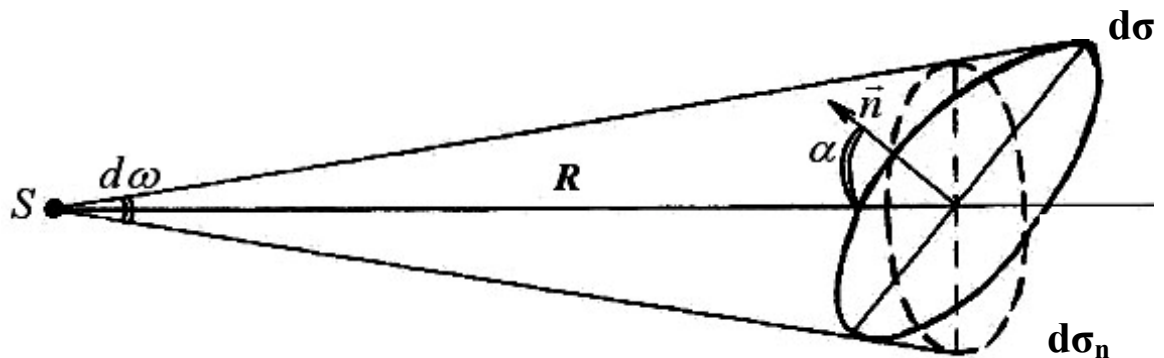


Рис. 2.1. Распространение света от точечного источника внутри телесного угла

Поместим точечный источник света в вершине телесного угла (рис. 2.1). Лучи света, попавшие в пространственный угол $d\omega$ в однородной среде, будут распространяться внутри него, а лучи, не попавшие в этот угол, в дальнейшем не могут в него попасть (закон прямолинейного распространения света). *Телесный угол* характеризуется отношением площади поверхности $d\sigma$, вырезаемой на сфере конусом с вершиной в центре сферы, к квадрату её радиуса R

$$d\omega = d\sigma_n / R^2 = d\sigma \cos \alpha / R^2. \quad (2.4)$$

Единица пространственного угла – стереометрический радиан (стерадиан – ср) – телесный угол, опирающийся на часть сферы, площадь которой равна квадрату радиуса сферы. Полный телесный угол

$$\omega_0 = \frac{4\pi R^2}{R^2} = 4\pi.$$

Силой излучения или энергетической силой света J_ϑ называется отношение потока излучения $d\Phi_\vartheta$, распространяющегося по данному направлению в некотором телесном угле $d\omega$ к величине этого угла

$$J_\vartheta = \frac{d\Phi_\vartheta}{d\omega} \left(\frac{Bm}{cp} \right). \quad (2.5)$$

Эта величина полностью характеризует излучение точечного источника.

Если источник излучает по всем направлениям равномерно, то полный поток излучения $\Phi_\vartheta = 4\pi J_\vartheta$. Полный поток излучения характеризует данный источник; этот поток нельзя увеличить никакими оптическими системами, его можно только перераспределить.

Для характеристики протяженного источника вводят ещё две энергетические величины: яркость и светимость.

4. *Энергетической светимостью* R_ϑ называется отношение потока излучения, исходящего от элемента поверхности источника по всем направлениям, к площади этого элемента dS :

$$R_\vartheta = \frac{d\Phi_\vartheta}{dS} \left(\frac{Bm}{m^2} \right). \quad (2.6)$$

5. *Энергетическая яркость* B_ϑ определяется потоком излучения $d\Phi_\vartheta$, посылаемым единицей видимой поверхности источника по данному направлению θ внутрь единичного телесного угла (рис. 2.2).

$$B_\vartheta = \frac{d\Phi_\vartheta}{dS \cdot \cos \theta \cdot d\omega} = \frac{J_\vartheta}{dS \cos \theta} \left(\frac{Bm}{m^2 cp} \right). \quad (2.7)$$

Из всех фотометрических характеристик источника света яркость наиболее непосредственно связана со зрительными ощущениями, т. к. освещенность изображения источника света на сетчатке глаза пропорциональна яркости излучающей поверхности по направлению наблюдения. Если человек смотрит на источник света (свеча, фонарь, Солнце, освещенный объект и др.), то его зрительное ощущение зависит от количества энергии,

попадающего на сетчатку глаза. В этом случае площадка dS на рис. 2.2 определяется размером глазного зрачка.

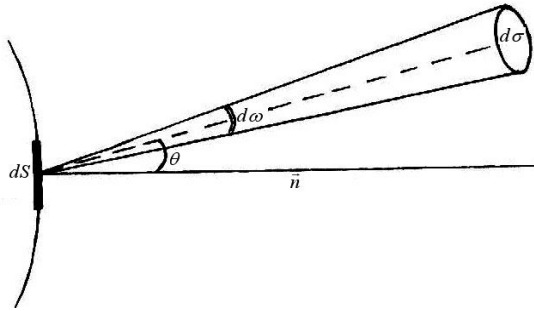


Рис. 2.2. К понятию яркости

Источники, яркость которых одинакова по всем направлениям, называются ламбертовскими. В этом случае $J_{\vartheta} = B_{\vartheta} dS \cdot \cos \theta$, т. е. сила излучения пропорциональна видимой по данному направлению площади $dS \cdot \cos \theta$ элемента светящейся поверхности. Закону Ламберта подчиняется только абсолютно черное тело.

6. *Энергетической освещенностью* E_{ϑ} некоторой поверхности называют отношение потока излучения, приходящегося на элементарный участок поверхности, к площади этого участка $d\sigma$:

$$E_{\vartheta} = \frac{d\Phi_{\vartheta}}{d\sigma} \left(\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right). \quad (2.8)$$

Освещенность показывает, какая энергия попадает в единицу времени на единицу освещаемой поверхности. Если поверхность освещается точечным источником, то освещенность поверхности обратно пропорциональна квадрату расстояния от источника до поверхности (рис. 2.1)

$$E_{\vartheta} = \frac{d\Phi_{\vartheta}}{d\sigma} = \frac{J_{\vartheta} d\omega}{d\sigma} = \frac{J_{\vartheta} d\sigma \cdot \cos \alpha}{R^2 d\sigma} = \frac{J_{\vartheta} \cdot \cos \alpha}{R^2}, \quad (2.9)$$

где α – угол, образованный нормалью $\vec{n}$ к площадке $d\sigma$ с направлением на источник (угол падения).

Для того чтобы оценить количество энергии в потоке излучения, необходимо его зафиксировать каким-либо приемником.

Все приведённые характеристики связаны с объективным восприятием энергии, например термоэлементом. Но гораздо чаще свет воспринимается селективными приборами, такими как фотоэлемент, фотопластинка и, особенно, человеческий глаз.

Такие приборы имеют различную чувствительность к разным частям спектра.

Поэтому приходится считаться с тем, что одна и та же мощность на разных частотах вызывает совершенно различную реакцию приёмника.

1.2. Спектральная чувствительность глаза

Наиболее старый метод измерения энергии излучения в видимой области – визуальный. Здесь приемником излучения является глаз, а основным способом количественных измерений – визуальное уравнивание яркости двух фотометрических полей: стандартного и измеряемого. В этом случае необходимо принимать во внимание тот факт, что глаз воспринимает только узкий участок длин волн от 380 до 780 нм, называемый "светом". Поэтому обычно говорят не о восприятии энергии глазом, а о световом восприятии и вводят специальную фотометрическую систему единиц (световые величины), приспособленную к свойствам глаза человека.

Чувствительность глаза к свету различной длины волны можно охарактеризовать кривой видности $V(\lambda)$ (рис. 2.3).

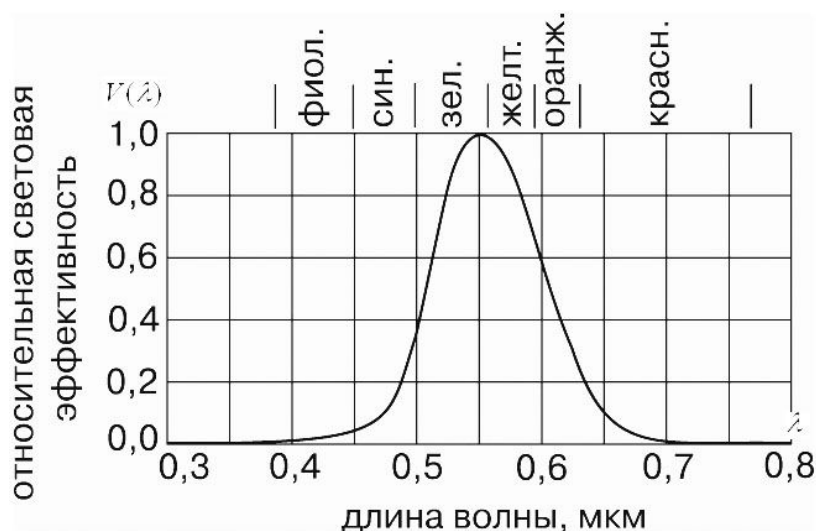


Рис. 2.3. Чувствительность глаза к свету разного цвета

Так изменяется доля света, воспринимаемая глазом человека. Свет с длиной волны менее 0,38 мкм называется ультрафиолетовым,

а с длиной волны более 0,78 мкм – инфракрасным. Тот и другой невидимы для человеческого глаза.

Поскольку чувствительность глаза к разным длинам волн у людей неодинакова, в фотометрии принят ряд условностей. В 1931 г. Международная комиссия по освещению (МКО) ввела понятие "стандартного наблюдателя" как некоего среднего для людей с нормальным восприятием. Этот эталон МКО – не что иное, как таблица значений относительной световой эффективности излучения с длинами волн в диапазоне от 0,380 до 0,780 мкм через каждые 0,001 мкм. На рис. 2.4 представлен график, построенный по данным этой таблицы, причем на нем указаны интервалы длин волн, соответствующие цветам солнечного спектра.

Наиболее чувствителен глаз к излучению с $\lambda = 555$ нм (желто-зелёный свет). Реакция глаза для этой длины волны условно принимается за единицу. Для красно-оранжевого света ($\lambda = 610$ нм) $V(\lambda) = 0,5$, т. е. для получения одинакового с зеленым зрительного ощущения поток излучения должен быть вдвое мощнее. Для $\lambda = 760$ нм, $V(\lambda) = 0,00006$, т. е. одинаковое по силе с зеленым светом ощущение вызывается мощностью в $\sim 20\,000$ раз большей.

1.3. Световые фотометрические величины

1. Основной величиной является *световой поток* Φ , определяемый как поток лучистой энергии, оцениваемый по зрительному ощущению, который измеряется в люменах (лм)

$$d\Phi = V(\lambda)\Phi_{\lambda}d\lambda = V(\lambda)d\Phi_{\lambda}. \quad (2.10)$$

Полный световой поток равен

$$\Phi = \int_0^{\infty} V(\lambda)\Phi_{\lambda}d\lambda = \int_0^{\infty} V(\lambda)d\Phi_{\lambda}. \quad (2.11)$$

Таким образом, световой поток — это часть лучистого потока, воспринимаемая человеком как свет.

Для $\lambda = 555$ нм (максимум чувствительности глаза) световому потоку в 1 лм соответствует мощность равная $\sim 0,00160$ Вт.

Для реализации определенного светового потока служит условный световой эталон. В качестве эталона выбрано излучение абсолютно черного тела при температуре затвердевания чистой платины (2046,6 К).

2. Сила света

$$J = \frac{d\Phi}{d\omega} \quad (2.12)$$

Единица силы света J – *кандела* (кд). В международной системе единиц "СИ" в разделе светотехнических величин она принята в качестве основной световой единицы и по ГОСТу определяется так:

Кандела – это сила света в заданном направлении источника, испускающего монохроматическое излучение частотой $540 \cdot 10^{12}$ Гц, энергетическая сила света которого составляет 1/683 Вт/ср.

За один люмен принимается световой поток от точечного источника силой света 1 кд, распространяющийся в пределах телесного угла 1 ср (1 люмен – это единица светового потока зеленого излучателя на длине волны 555 нм мощностью 1/683 Вт)

$$1 \text{ лм} = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ ср}.$$

В общем случае сила света зависит от направления. Если сила света не зависит от направления, источник света называется изотропным. Для изотропного источника

$$J = \frac{\Phi}{4\pi}, \quad (2.13)$$

где Φ – полный световой поток, излучаемый источником по всем направлениям.

3. Важными характеристиками источников света, имеющих конечные размеры, являются *яркость* и *светимость*. Элемент поверхности источника света dS обладает в направлении нормали n к нему силой света dJ . Величина

$$B = \frac{dJ}{dS}$$

называется яркостью источника света в направлении нормали к светящейся поверхности. Если наблюдение ведется не по направ-

лению нормали, а под некоторым углом θ к ней, то проекция светящейся площадки на плоскость, перпендикулярную лучу, будет равна (рис. 2.3)

$$B = \frac{d\Phi}{dS \cdot \cos \theta \cdot d\omega} = \frac{J}{dS \cos \theta} \left(\frac{\text{кд}}{\text{м}^2} = \text{нт} \right). \quad (2.14)$$

Единицей измерений яркости в системе СИ служит нит (нт) – яркость источника, каждый квадратный метр излучающей поверхности которого имеет в данном направлении силу света, равную одной канделе.

4. Полный световой поток, испускаемый с единицы поверхности светящегося тела, называют светимостью источника и обозначают R

$$R = \frac{d\Phi_{\text{исп}}}{dS} \left(\frac{\text{лм}}{\text{м}^2} \right). \quad (2.15)$$

За единицу светимости принимается светимость источника, каждый квадратный метр которого дает световой поток один люмен ($\text{лм}/\text{м}^2$).

Для *ламбертовских* источников между светимостью и яркостью имеет место следующее соотношение:

$$R = \pi B. \quad (2.16)$$

5. Световой поток, падая на какую-либо поверхность, вызывает ее *освещение*. Освещенность численно равна поверхностной плотности светового потока, падающего на данную поверхность, т. е. потока, приходящегося на единицу площадки

$$E = \frac{d\Phi_{\text{пад}}}{d\sigma} \left(\frac{\text{лм}}{\text{м}^2} = \text{лк} \right). \quad (2.17)$$

Освещенность измеряется в люксах (лк). Один люкс – освещенность площади в 1 м^2 равномерно распределенным потоком в 1 лм.

6. *Световая отдача* — эффективность источника излучения, показывающая, сколько света вырабатывается на 1 Вт. Измеряется в лм/Вт. Максимальная теоретически возможная световая отдача равна 683 лм/Вт у источника света с длиной волны 555 нм, преобразующего потребляемую энергию в свет без потерь.

7. Удельная мощность γ , т. е. мощность, потребляемая электролампой на единицу силы света:

$$\gamma = \frac{P}{J}, \quad (2.18)$$

где P – мощность, потребляемая электролампой.

Принимая во внимание, что электрическая мощность равна произведению силы тока I на напряжение U на зажимах лампы, получим

$$\gamma = \frac{IU}{J} \left[\frac{Bm}{\kappa d} \right]. \quad (2.19)$$

Удельная мощность лампы накаливания определяется устройством лампы, материалом и конфигурацией нити накала и меняется с изменением температуры нити.

1.4. Законы освещенности

Первый закон освещенности: освещенность поверхности точечным источником прямо пропорциональна силе света источника и обратно пропорциональна квадрату расстояния от источника до освещаемой поверхности

$$E_0 = \frac{J}{R^2}. \quad (2.20)$$

Второй закон освещенности: освещенность поверхности прямо пропорциональна косинусу угла падения лучей

$$E = E_0 \cos \alpha. \quad (2.21)$$

Объединенный закон освещенности: освещенность, создаваемая точечным источником на некоторой площадке, прямо пропорциональна силе света источника и косинусу угла падения лучей и обратно пропорциональна квадрату расстояния от источника до площадки

$$E = \frac{J}{R^2} \cos \alpha. \quad (2.22)$$

По формуле (2.22) вычисляется освещенность поверхности, находящейся на расстоянии r от источника, сила света J

которого известна, α – угол между нормалью к поверхности и лучом.

Формулу (2.20) можно записать иначе

$$J_{\varphi} = J_0 \cos \varphi, \quad (2.23)$$

где J_{φ} – сила света в направлении φ ; J_0 – сила света в нормальном направлении; φ – угол между нормалью к светящейся площадке и направлением, светового пучка. Формула (2.22) выражает закон освещенности от точечного источника, а формула (2.23) закон Ламберта.

В табл. 2.1 представлены энергетические и световые характеристики источников света, а также единицы их измерения с СИ. Здесь dS – площадь источников света, а $d\sigma$ – площадь освещаемых поверхностей.

Таблица 2.1

Сопоставление энергетических и световых характеристик

Энергетические величины			Световые величины		
Наименование	Формулы	Единицы измерения	Наименование	Формулы	Единицы измерения
Поток излучения	$d\Phi_{\varphi} = \frac{dW}{dt}$	Вт Ватт	Световой поток	$\Phi = \int_0^{\infty} V(\lambda) d\Phi_{\varphi}$	лм=кд·ср люмен
Энергетическая сила света	$J_{\varphi} = \frac{d\Phi_{\varphi}}{d\omega}$	$\frac{Вт}{ср}$	Сила света	$J = \frac{d\Phi}{d\omega}$	кандела
Энергетическая светимость	$R_{\varphi} = \frac{d\Phi_{\varphi}}{dS}$	$\frac{Вт}{м^2}$	Светимость	$R = \frac{d\Phi_{исч}}{dS}$	$\frac{лм}{м^2}$
Энергетическая яркость	$B_{\varphi} = \frac{J_{\varphi}}{dS \cos \theta}$	$\frac{Вт}{м^2 ср}$	Яркость	$B = \frac{J}{dS \cos \theta}$	нт=кд/м ² нит
Энергетическая освещенность	$E_{\varphi} = \frac{d\Phi_{\varphi}}{d\sigma}$	$\frac{Вт}{м^2}$	Освещенность	$E = \frac{d\Phi_{пад}}{d\sigma}$	$\frac{лм}{м^2} = лк$ люкс

1.5. Метод определения световых характеристик источника света

Визуальные фотометрические измерения сводятся к сравнению освещенностей двух световых полей: эти освещенности создаются двумя источниками света, один из которых является эталонным. Человеческий глаз на основании зрительного ощущения не может установить, во сколько раз один световой поток больше другого, но с большой степенью точности определяет равенство освещенностей двух соседних полей при условии, что они освещены светом одинакового спектрального состава. Приборы, позволяющие создавать такие рядом расположенные поля, освещаемые разными источниками, носят название фотометров. Для достижения равенства освещенностей применяются разнообразные приемы, ведущие к ослаблению освещенности, создаваемой более сильным источником. Наиболее простым методом является изменение расстояния от источника до фотометра.

Во всяком фотометре рассматривается некоторое поле, одна часть которого освещена только одним источником, а другая – только другим. При этом надо позаботиться о том, чтобы обе части освещались источниками под одним и тем же углом; глаз наблюдателя также должен рассматривать оба поля под одинаковыми углами.

На рис. 2.4 изображена схема простейшего горизонтального фотометра. Внутри зачерненной трубки помещена белая призма ABC, освещаемая источниками S_1 и S_2 . Меняя расстояния r_1 и r_2

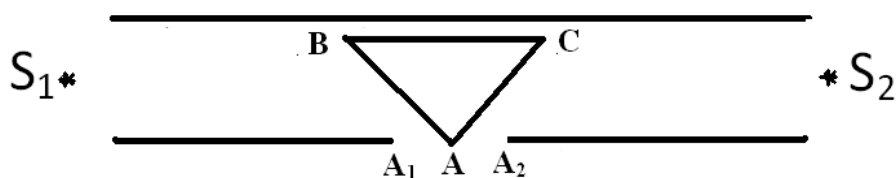


Рис. 2.4. Схема фотометра

от источников до призмы (рис. 2.5), можно уравнивать освещенности граней AB и AC. Перемещая фотометр по оптической скамье, легко установить условие, при котором

освещенность половины экрана A_1A (или освещенность грани AB) и освещенность половины экрана A_2A (или освещенность грани AC) фотометра будет одинаковой от обеих ламп.

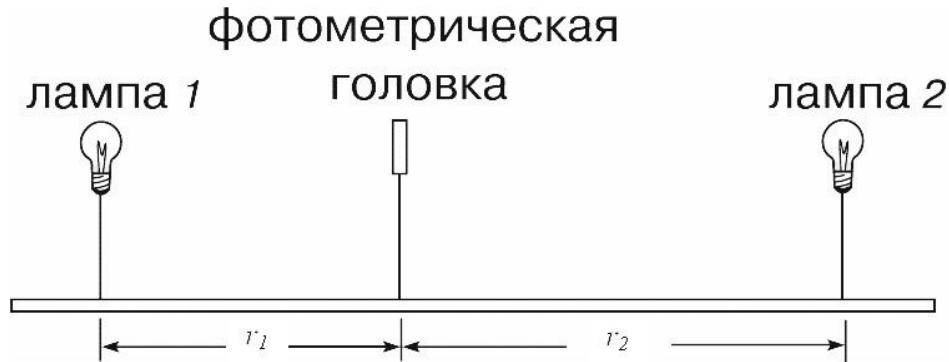


Рис. 2.5. Схема опыта

Освещенности граней AB и AC определяются согласно формуле (2.22) соотношениями

$$E_{AB} = \frac{J_{\text{эт}}}{r_1^2} \cos \alpha_1, \quad E_{AC} = \frac{J}{r_2^2} \cos \alpha_2,$$

где $\alpha_1 = \alpha_2$, благодаря симметрии установки, $J_{\text{эт}}$ — сила света эталонного источника.

Приравнивая эти выражения, получим

$$\frac{J_{\text{эт}}}{r_1^2} = \frac{J}{r_2^2},$$

откуда

$$J = \frac{r_2^2}{r_1^2} \cdot J_{\text{эт}}. \quad (2.24)$$

2. Экспериментальная часть

Работа выполняется на установке, общий вид которой представлен на рис. 2.6.

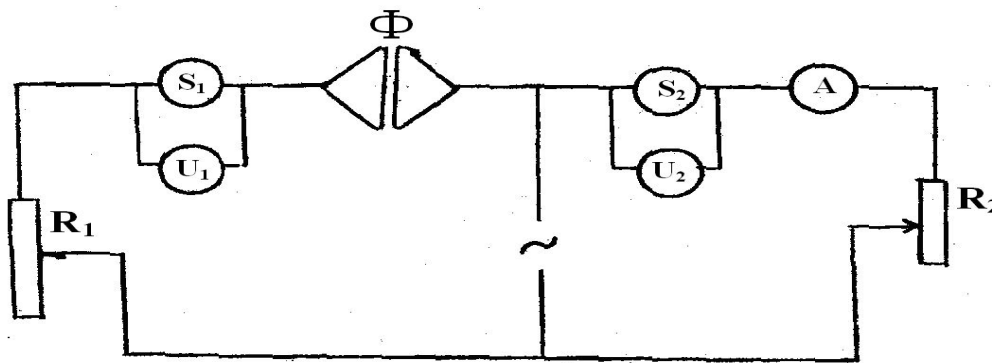


Рис. 2.6. Экспериментальная часть:

S_1 – эталонная лампа, на которую при помощи реостата R_1 подается напряжение 200 В, что отмечает вольтметр U_1 . Это напряжение во время работы поддерживается постоянным; S_2 – исследуемая лампа, на нее подаваемое напряжение меняется при помощи реостата R_2 , что фиксирует вольтметр U_2 ; Φ – визуальный фотометр, передвигаемый по оптической скамье

2.1. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

1. Включите лампу S_1 и движком реостата установите напряжение 200 В.
2. Включите лампу S_2 и движком реостата R_2 на исследуемой лампе установите напряжение $U_2=200$ В.
3. Перемещая фотометр, добейтесь равенства освещенностей двух полей фотометра.
4. Измерьте расстояние от эталонной лампы до фотометра r_1 и от фотометра до исследуемой лампы r_2 .
5. Уменьшая каждый раз напряжение U_2 на лампе S_2 на 10 В, найдите другое положение фотометра, при котором освещенность граней фотометра будет снова одинаковой. Измерьте соответствующие расстояния r_1 и r_2 .
6. Проведите 7–8 измерений и данные занесите в табл. 2.2.

Таблица 2.2

Определение световых характеристик лампы

$U_2, (В)$	$I_2 (А)$	$W_2, (Вт)$	$r_1, (см)$	$r_2, (см)$	$J, (кд)$	$\gamma (Вт/кд)$
200						
190						
180						
170						
160						
150						
140						
130						

Сила света эталонной лампы $I_1 = 30 \text{ кд}$.

6. Определите силу света по формуле (2.24) и удельную мощность γ исследуемой лампы по формуле (2.19). Значение J и γ занесите в таблицу 2.2.

7. Постройте график зависимости силы света J исследуемой лампы от удельной мощности, потребляемой лампой S_2 .

3. Контрольные вопросы

1. Энергетические и фотометрические величины и единицы их измерения.
2. Законы освещенности.
3. Устройство и принцип работы фотометра.

3. ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ СВЕТА

Цель работы: Ознакомление с теорией интерференции света. Изучение экспериментальных методов наблюдения интерференции света: 1) определение радиуса кривизны линзы и длины световой волны с помощью колец Ньютона; 2) определение длины волны лазерного излучения и показателя преломления стеклянной пластинки.

1. Теоретическое введение

Явление интерференции возникает при наложении когерентных или частично когерентных волн одинаковой частоты и заключается в перераспределении потока световой энергии в области пересечения световых пучков. Интерференция является результатом векторного сложения электрических полей взаимодействующих пучков. Вследствие изменения разности хода (разности фаз) между ними происходит усиление колебаний в одних точках пространства и ослабление в других. Получаемое при этом пространственное распределение интенсивности называется интерференционной картиной. Она представляет собой чередующиеся максимумы и минимумы интенсивности. Причем максимальная интенсивность превышает сумму интенсивностей каждой из волн, а минимальная – может оказаться равной нулю. Образование интерференционных полос доказывает, что свет обладает волновыми свойствами.

Первые исследования интерференции света были выполнены И. Ньютоном. Однако Ньютон придерживался корпускулярных представлений о природе света, что затрудняло интерпретацию наблюдаемых явлений. Впервые интерференция света на основе волновых представлений была объяснена Т. Юнгом в 1802 г. Интерференционные явления находят широкое практическое применение. Например:

- в спектроскопии;
- в метрологии (измерение малых углов и перемещений, показателей преломления сред);

– в оптической промышленности (исследование качества поверхностей, просветление оптических элементов, интерференционные светофильтры);

– в научных исследованиях (газодинамика, физика плазмы, импульсные разряды) и т. д.

Физические принципы интерференции лежат в основе голографии – метода регистрации и последующего восстановления волнового фронта, предложенного Д. Габором в 1948 г.

В данной работе представлена элементарная теория интерференции без учета дифракционных явлений (приближение геометрической оптики). Рассматривается идеализированный случай строго монохроматических волн, распространяющихся от двух источников (абсолютно когерентные волны), вводятся понятия временной и пространственной когерентности, представлены некоторые экспериментальные методы наблюдения интерференции света.

1.1. Интерференция световых волн

Согласно теории Максвелла, в световой волне существуют электрическое и магнитное поля, которые распространяются в пространстве в соответствии с волновым уравнением. Поскольку частота их составляет $\sim 5 \cdot 10^{14}$ Гц для видимого света, то регистрировать мгновенные значения электрического и магнитного полей не удастся. Мы можем наблюдать только усредненный по времени результат их взаимодействия с приемником. Опыты Винера с фотографическими эмульсиями, выполненные в 1890 г., показали, что воздействие световых волн связано в основном с электрическим, а не магнитным полем. Это характерно и для флуоресцирующих, фотоэмиссионных и других приемников, что обусловлено взаимодействием света с электронами, которые покоятся или движутся со скоростями, много меньшими скорости света. Силовое воздействие магнитного поля мало, поэтому можно учитывать только электрическое поле световой волны.

В любой точке световой волны вектор Пойнтинга определяет величину и направление потока энергии, за единицу времени

через единичную площадку, нормальную к потоку. Усредненную по времени, большему по сравнению с периодом световых колебаний, величину этого вектора в оптике называют интенсивностью света. Для плоской волны (это соответствует параллельному пучку света)

$$I(x, y, z, t) = \frac{1}{2} v \varepsilon \varepsilon_0 \langle E^2(x, y, z, t) \rangle,$$

где v – скорость света в среде; ε – относительная диэлектрическая проницаемость среды; $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{Ф/м}$ – электрическая постоянная; E – напряженность электрического поля, причем $\frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 E^2$ – объемная плотность энергии электрического поля световой волны.

Это соотношение справедливо как приближение и для волн более общего типа.

Предположим, что две монохроматические световые волны, напряженностями $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$, накладываясь друг на друга, возбуждают в определенной точке пространства колебания одинакового направления. Согласно принципу суперпозиции, напряженность результирующего колебания равна

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2,$$

следовательно,

$$E^2 = (\vec{E}_1 + \vec{E}_2)^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2 \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2, \quad (3.1)$$

где $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 = E_1 \cdot E_2 \cos \delta$ – скалярное произведение векторов $\vec{E}_1$ и $\vec{E}_2$, δ – угол между ними.

Так как интенсивность I имеет смысл энергии колебаний и, как для всякого колебания, $I \sim E^2$, то условие (3.1) запишем в виде

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \langle \cos \delta \rangle, \quad (3.2)$$

Слагаемое $\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2$ носит название интерференционного члена и может иметь два значения: $\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle = 0$ и $\langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2 \rangle \neq 0$. Отсюда следует, что суммарная интенсивность (освещенность экрана) в точке наблюдения может быть равна:

$$a) I = I_1 + I_2, \quad б) I \neq I_1 + I_2.$$

Пусть интенсивности световых волн равны $I_1 = I_2$, тогда для случая а) получим, что $I = 2I_1 = 2I_2$ и освещенность поверхности экрана будет равномерной, что обычно и наблюдается. Для случая б) возможны два варианта, когда $\langle \cos \delta \rangle = 1$ и $\langle \cos \delta \rangle = -1$.

При значении $\langle \cos \delta \rangle = 1$ суммарная интенсивность равна

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} = 4I_1 = 4I_2 = 2 \cdot 2I_1, \quad (3.3)$$

т. е. в данной точке мы имеем удвоенную суммарную интенсивность – на поверхности экрана наблюдается максимум освещенности.

При значении $\langle \cos \delta \rangle = -1$ суммарная интенсивность складываемых волн равна нулю и на поверхности экрана наблюдается минимум освещенности

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 \cdot I_2} = 0 \quad (3.4)$$

Нарушения закона сохранения энергии здесь нет, т. к. среднее значение суммарной интенсивности по обоим вариантам равно $2I_1$.

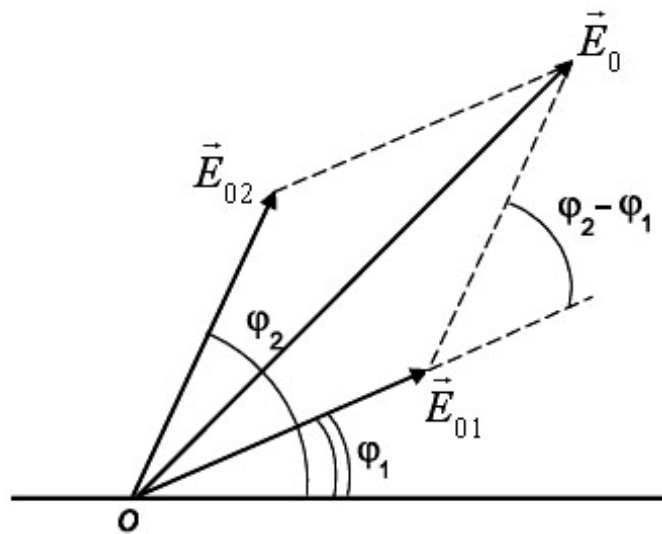


Рис. 3.1. Сложение гармонических колебаний с помощью векторной диаграммы

Пусть в данной точке пространства складываются две монохроматические волны $E_1 = E_{01} \cos(\omega t + \alpha_1)$, $E_2 = E_{02} \cos(\omega t + \alpha_2)$, колебания, которые происходят вдоль одной прямой с равными частотами ω , разными амплитудами E_{01} и E_{02} , и начальными фазами α_1 и α_2 . На рис. 3.1 изображена векторная диаграмма сложения этих колебаний для момента времени $t = 0$. Вектора $\vec{E}_{01}$, $\vec{E}_{02}$ и их векторная сумма $\vec{E}_0 = \vec{E}_{01} + \vec{E}_{02}$ вращаются около начала координат O , а их проекции совершают гармонические колебания вдоль одной прямой.

В момент времени t фазы колебаний равны $\varphi_1 = \omega t + \alpha_1$, $\varphi_2 = \omega t + \alpha_2$, а разность фаз $\delta = \varphi_2 - \varphi_1 = \alpha_2 - \alpha_1$. Соотношение (3.1) можно записать в виде

$$\langle E_0^2 \rangle = \langle E_{01}^2 \rangle + \langle E_{02}^2 \rangle + 2 \langle E_{01} \cdot E_{02} \cdot \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \rangle,$$

или с учетом времени усреднения τ

$$\langle E_0^2 \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau E_0^2 dt = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01} \cdot E_{02} \cdot \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \cos(\alpha_2 - \alpha_1) dt$$

и для интенсивности $I = I_1 + I_2 + 2I_1 \cdot I_2 \cdot \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \cos(\alpha_2 - \alpha_1) \cdot dt$.

Если за время усреднения τ фазы колебаний φ_1 и φ_2 многократно изменялись, то интеграл $\int_0^\tau \cos(\varphi_2 - \varphi_1) dt = \int_0^\tau \cos \delta dt$ обращается в нуль, и суммарная интенсивность равна $I = I_1 + I_2$.

Тогда необходимым условием существования интерференции света является сохранение неизменного значения разности фаз $(\varphi_2 - \varphi_1)$ за время усреднения. Отсюда следует и понятие когерентных колебаний – колебаний, для которых разность фаз за время наблюдения остается постоянной

$$\delta = \varphi_2 - \varphi_1 = \text{const}.$$

Следовательно, при наложении двух (или нескольких) когерентных световых волн происходит пространственное перераспределение светового потока, в результате чего в одних

местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Это явление называется *интерференцией света*.

В общем случае интерференция может наблюдаться и при сложении негармонических колебаний, когда их фазы являются функциями времени: $\varphi_1(t)$ и $\varphi_2(t)$, но соблюдается условие

$$\varphi_2(t) - \varphi_1(t) = \text{const}.$$

Для получения когерентных световых волн применяют метод разделения волны, излучаемой одним источником, на две части, которые после прохождения разных оптических путей накладываются друг на друга, и наблюдается интерференционная картина.

Необходимым условием интерференции волн является их когерентность, т. е. согласованное протекание во времени и пространстве нескольких колебательных или волновых процессов. Этому условию удовлетворяют монохроматические волны – неограниченные в пространстве волны одной определенной и строго постоянной частоты.

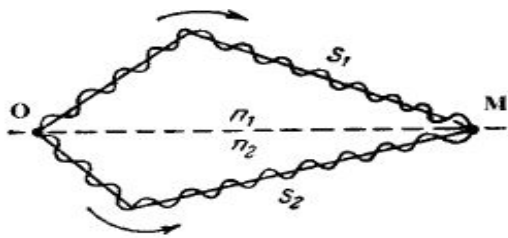


Рис. 3.2. Формирование когерентных волн

Пусть разделение на две когерентные волны происходит в определенной точке O (рис. 3.2). До точки M , в которой наблюдается интерференционная картина, одна волна в среде с показателем преломления n_1 прошла путь S_1 , вторая – в среде с показателем преломления n_2 – путь S_2 .

Если в точке O фаза колебаний равна ωt , то в точке M первая волна возбуждает колебание $E_1 = E_{01} \cos \omega \left(t - \frac{S_1}{v_1} \right)$, вторая волна – колебание $E_2 = E_{02} \cos \omega \left(t - \frac{S_2}{v_2} \right)$, где

$v_1 = \frac{c}{n_1}, v_2 = \frac{c}{n_2}$ – соответственно фазовые скорости первой и второй волны. Разность фаз колебаний, возбуждаемых волнами в точке M , равна

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (S_2 n_2 - S_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta. \quad (3.5)$$

В уравнении (3.5) учли, что $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, где λ_0 – длина волны в вакууме.

Произведение геометрической длины S пути световой волны в данной среде на показатель n преломления этой среды называется *оптической длиной пути* $L = ns$, разность оптических длин проходимых волнами путей $\Delta = L_2 - L_1$ называется *оптической разностью хода*.

Если оптическая разность хода Δ равна целому числу длин волн или четному числу полуволен в вакууме, и разность фаз δ кратна четному числу π

$$\Delta = \pm m \lambda_0 = \pm 2m \frac{\lambda_0}{2}, \quad \delta = \pm 2\pi m, \quad (3.6)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$, то колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в одинаковой фазе. Соотношение (3.6) является *условием интерференционного максимума*.

Если оптическая разность хода равна нечетному числу длин полуволен в вакууме, и разность фаз кратна нечетному числу π

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \quad \delta = \pm (2m + 1)\pi \quad (3.7)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$, то разность фаз, и колебания, возбуждаемые в точке M обеими волнами, будут происходить в противофазе. Соотношение (3.7) является *условием интерференционного минимума*.

1.2. Временная и пространственная когерентность

В природе не существует источников света, испускающих когерентные колебания, поскольку каждый атом источника

излучает независимо друг от друга и световые волны приходят в данную точку пространства, имея различные амплитуды, частоты и начальные фазы, претерпевающие случайные изменения.

Так как ни один реальный источник не дает строго монохроматического света, то волны, излучаемые любыми независимыми источниками света, всегда некогерентны. Поэтому на опыте не наблюдается интерференция света от независимых источников, например от двух электрических лампочек.

Понять физическую причину немонохроматичности, а, следовательно, и некогерентности волн, испускаемых двумя независимыми источниками света, можно, исходя из самого механизма испускания света атомами. В двух самостоятельных источниках света атомы излучают независимо друг от друга. В каждом из таких атомов процесс излучения конечен и длится очень короткое время ($\tau \sim 10^{-8}$ с). За это время возбужденный атом возвращается в нормальное состояние и излучение им света прекращается. Возбудившись вновь, атом снова начинает испускать световые волны, но уже с новой начальной фазой и, скорее всего, вовсе не с прежней частотой и ориентацией плоскости поляризации в пространстве. Так как разность фаз между излучением двух таких независимых атомов изменяется при каждом новом акте испускания, то волны, спонтанно излучаемые атомами любого источника света, некогерентны. Таким образом, волны, испускаемые атомами, лишь в течение интервала времени $\sim 10^{-8}$ с, имеют приблизительно постоянную амплитуду и постоянную фазу колебаний. За большой промежуток времени и амплитуда, и фаза изменяются. Прерывистое излучение света атомами в виде отдельных коротких импульсов называется *волновым цугом*.

Описанная модель испускания света справедлива и для любого макроскопического источника, т. к. атомы светящегося тела излучают свет также *независимо друг от друга*. Это означает, что начальные фазы соответствующих им волновых цугов не связаны между собой. Помимо этого, даже для одного и того же атома начальные фазы разных цугов отличаются для двух последующих актов излучения. Следовательно, свет, испускаемый макроскопическим источником, некогерентен.

Любой немонахроматический свет можно представить в виде совокупности сменяющих друг друга независимых гармонических цугов. Средняя продолжительность одного цуга $\tau_{\text{ког}}$ называется *временем когерентности*. Когерентность существует только в пределах одного цуга, и время когерентности не может превышать время излучения. Прибор обнаружит четкую интерференционную картину лишь тогда, когда время разрешения прибора значительно меньше времени когерентности накладываемых световых волн.

Если волна распространяется в однородной среде, то фаза колебаний в определенной точке пространства сохраняется только в течение времени когерентности $\tau_{\text{ког}}$. За это время волна проходит в вакууме расстояние $l_{\text{ейд}} = c \cdot \tau_{\text{ейд}} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с} \cdot 10^{-8} \text{ с} = 3 \text{ м}$, называемое *длиной когерентности* (или *длиной цуга*). Таким образом, *длина когерентности* есть расстояние, при прохождении которого две или несколько волн утрачивают когерентность. Отсюда следует, что наблюдение интерференции света возможно лишь при оптических разностях хода, меньших длины когерентности для используемого источника света.

Чем ближе волна к мономатической, тем меньше ширина $\Delta\omega$ спектра ее частот и, как можно показать, больше ее время когерентности $\tau_{\text{ког}}$, а, следовательно, и длина когерентности $l_{\text{ког}}$. Когерентность колебаний, которые совершаются в одной и той же точке пространства, определяемая степенью мономатичности волн, называется *временной когерентностью* (определение связано с тем обстоятельством, что у мономатических волн строго одинаковы периоды колебаний). Наряду с *временной когерентностью* для описания когерентных свойств волн в плоскости, перпендикулярной направлению их распространения, вводится понятие *пространственной когерентности*. Два источника, размеры и взаимное расположение которых позволяют (при необходимой степени мономатичности света) наблюдать интерференцию, называются *пространственно-когерентными*. Радиусом когерентности (или *длиной пространственной когерентности*) называется максимальное поперечное направлению распространения волны расстояние, на котором возможно проявление интерференции. Таким образом,

пространственная когерентность определяется радиусом когерентности.

Радиус когерентности равен $r_{\text{к}} \sim \frac{\lambda}{\varphi}$, где λ – длина волны света, φ – угловой размер источника. Так, минимально возможный радиус когерентности для солнечных лучей (при угловом размере Солнца на Земле $\varphi \approx 10^{-2}$ рад и $\lambda = 0,5$ мкм – «зеленый свет») составляет $\sim 0,05$ мм. При таком малом радиусе когерентности невозможно непосредственно наблюдать интерференцию солнечных лучей, поскольку разрешающая способность человеческого глаза на расстоянии наилучшего зрения составляет лишь 0,1 мм.

Первое наблюдение интерференции провел в 1802 г. Т. Юнг именно с солнечным светом. Он предварительно пропускал солнечные лучи через очень малое отверстие в непрозрачном экране. При этом на несколько порядков уменьшался угловой размер источника света и тем самым резко увеличивался радиус когерентности (или длина пространственной когерентности).

1.3. Методы наблюдения интерференции света

Для осуществления интерференции света необходимо получить когерентные световые пучки, для чего применяются различные приемы. До появления лазеров, дающих «естественно-когерентное» и очень мощное излучение, во всех приборах для наблюдения интерференции света когерентные пучки получали разделением и последующим сведением световых лучей, исходящих из одного и того же источника.

Существуют два метода получения интерференции волн из одной исходной волны. *Первый метод основан на делении волнового фронта* (опыт Юнга, бипризма Френеля и др.) и пригоден для достаточно малых угловых размеров источника. *Второй метод основан на делении амплитуды волны* (кольца Ньютона, интерферометры Майкельсона, Жамена и др.), может применяться с протяженными источниками и обеспечивать большую интенсивность, чем первый. Практически это можно

осуществить с помощью экранов и щелей, зеркал и преломляющих призм.

Рассмотрим некоторые из этих методов.

1. *Метод Юнга.* Источником света служит ярко освещенная щель S (рис. 3.3), от которой световая волна падает на две узкие равноудаленные щели S_1 и S_2 , параллельные щели-источнику S . Таким образом, щели S_1 и S_2 играют роль когерентных источников.

Интерференционная картина (область BC) наблюдается на экране $\mathcal{E}$, расположенном на некотором расстоянии параллельно S_1 и S_2 .

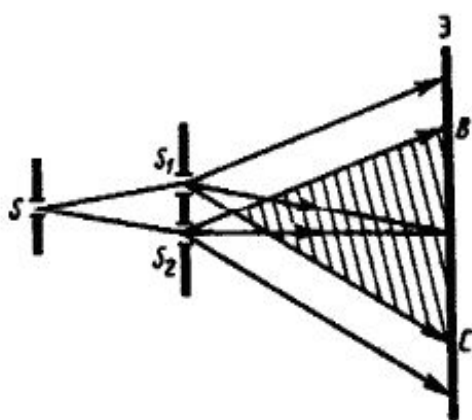


Рис. 3.3. Схема опыта Юнга

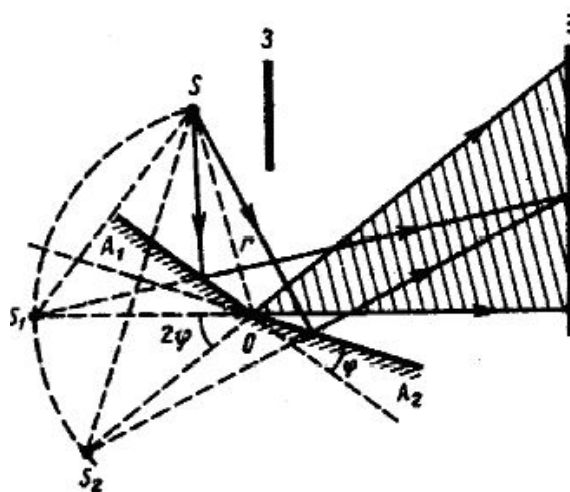


Рисунок 3.4. Зеркала Френеля

2. *Зеркала Френеля.* Свет от источника S (рис. 3.4) падает расходящимся пучком на два плоских зеркала A_1O и A_2O , расположенных относительно друг друга под углом, лишь немного отличающимся от 180° (угол φ мал).

Используя правила построения изображения в плоских зеркалах, можно показать, что и источник и его изображения S_1 и S_2 (угловое расстояние между которыми равно 2φ) лежат на одной и той же окружности радиуса r с центром в точке соприкосновения зеркал O .

Световые пучки, отразившиеся от обоих зеркал, можно считать выходящими из мнимых источников S_1 и S_2 , являющихся мнимыми изображениями S в зеркалах. Мнимые источники S_1 и S_2 взаимно когерентны, и исходящие из них световые пучки,

встречаясь друг с другом, интерферируют в области взаимного перекрытия (на рис. 3.4 она заштрихована). При этом максимальный угол расхождения перекрывающихся пучков не может быть больше 2φ . Интерференционная картина наблюдается на экране Э, защищенном от прямого попадания света заслонкой З.

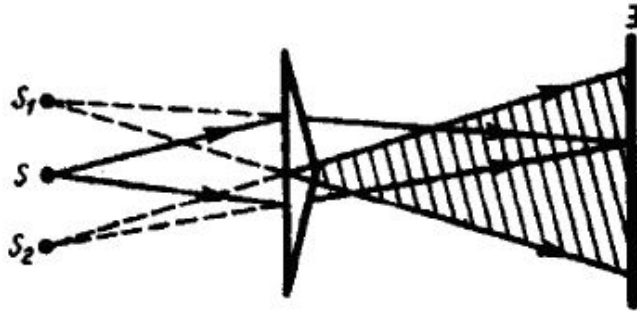


Рис. 3.5. Бипризма Френеля

3. Бипризма Френеля. Она состоит из двух одинаковых, сложенных основаниями призм с малыми преломляющими углами.

Свет от источника S (рис. 3.5) преломляется в обеих призмах, в результате чего за бипризмой распространяются световые лучи, как бы исходящие из мнимых источников S_1 и S_2 , являющихся когерентными.

Таким образом, на поверхности экрана (в заштрихованной области) происходит наложение когерентных пучков и наблюдается интерференция.

1.4. Расчет интерференционной картины от двух источников

Расчет интерференционной картины можно провести, используя две узкие параллельные щели, расположенные достаточно близко друг к другу (рис. 3.6). Щели S_1 и S_2 находятся на расстоянии d друг от друга и являются когерентными (реальными или мнимыми изображениями источника в какой-то оптической системе) источниками света.

Интерференция наблюдается в произвольной точке P экрана, параллельного обеим щелям и расположенного от них на расстоянии l , причем $l \gg d$. Начало отсчета выбрано в точке O , симметричной относительно щелей.

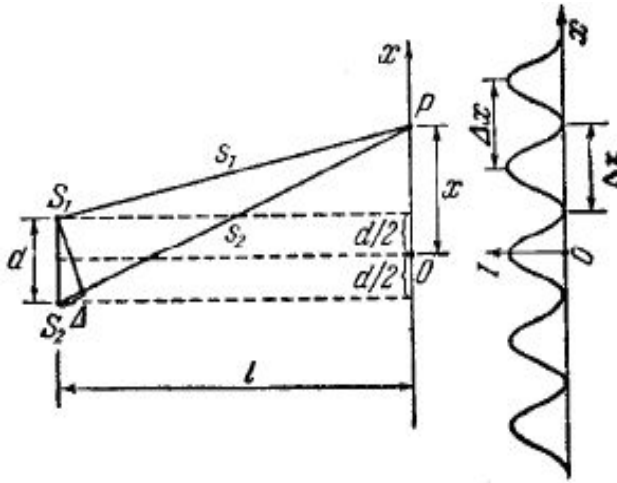


Рис. 3.6. К расчету интерференционной картины от двух параллельных щелевых источников

Интенсивность в любой точке P экрана, лежащей на расстоянии x от O , определяется оптической разностью хода $\Delta = S_2 - S_1$. Исходя из принятых обозначений вычислим координату X в точке P , расположенной на экране, в которой складываются когерентные волны, прошедшие путь S_1 и S_2 :

$$S_1^2 = \ell^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2 \quad \text{и} \quad S_2^2 = \ell^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2,$$

тогда

$$S_2^2 - S_1^2 = (S_2 - S_1)(S_2 + S_1) = 2xd.$$

Исходя из условий опыта $d \ll \ell$ и $x \ll \ell$ имеем $S_2 + S_1 = 2\ell$. При этом условии геометрическая разность хода будет равна

$$S_2 - S_1 = \frac{xd}{\ell}.$$

Если волны распространяются в веществе с показателем преломления n , заполняющим пространство между источниками S_1 и S_2 , и экраном, то оптическая разность хода равна

$$\Delta = (S_2 - S_1)n = \frac{nd}{\ell}x. \quad (3.8)$$

Максимум освещенности в точке P удовлетворяет условию, при котором $\Delta = \pm m\lambda_0$, а минимум — $\Delta = \pm(2m+1)\frac{\lambda_0}{2}$. Отсюда координаты максимумов и минимумов будут следующими:

$$X_{\max} = \frac{m\ell}{d} \cdot \frac{\lambda_0}{n} = m \frac{\ell\lambda}{d} = 2m \frac{\ell\lambda}{2d},$$

$$X_{\min} = (2m+1) \frac{\ell}{2d} \cdot \frac{\lambda_0}{n} = (2m+1) \frac{\ell\lambda}{2d}.$$

Расстояние между двумя соседними максимумами (или минимумами) называется *шириной интерференционной полосы* и равно

$$\Delta x = \frac{\ell}{d} \cdot \lambda. \quad (3.9)$$

Если интенсивность интерферирующих волн одинакова ($I_1 = I_2 = I_0$), то согласно (3.2), результирующая интенсивность в точках, для которых разность фаз равна δ , определяется выражением

$$I = I_{01} + I_{02} + 2\sqrt{I_{01}I_{02}} \cos \delta = 2I_0(1 + \cos \delta) = 4I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2}.$$

Следовательно, интенсивность изменяется вдоль экрана по закону квадрата косинуса. Справа на рис. 3.6 показана зависимость I от x , получающаяся в монохроматическом свете.

Если источники S_1 и S_2 излучают белый свет, то интерференционный максимум будет окрашен, т. к. ширина полосы $\Delta x \sim \lambda$. Края полос, обращенных к середине экрана, будут фиолетового цвета, а противоположные – красного, т. е. наблюдается интерференционный спектр. В середине экрана ($m = 0$) будет белая полоса, так как здесь совпадают максимумы всех цветов. Обычно хорошо различим спектр первого порядка $m = \pm 1$, а спектры высшего порядка ($m > 2$) – перекрывают друг друга.

Рассчитаем расстояние Δx между интерференционными полосами. Пусть непрозрачный экран с двумя щелями S_1, S_2 , расстояние между которыми $d = 0,5$ мм, освещается монохроматическим светом с $\lambda = 0,55$ мкм, а расстояние ℓ от него до экрана равно 1 м.

Тогда

$$\Delta x = \frac{\ell \cdot \lambda}{d} = \frac{1 \text{ м} \cdot 0,55 \cdot 10^{-6} \text{ м}}{0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}} = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 1,1 \text{ мм},$$

а такие полосы вполне различимы невооруженным глазом.

В экспериментах, в которых использовался обычный источник света, устойчивой интерференционной картины не наблюдалось. Это связано с тем, что огромное число атомов

источника излучают световые волны, не зависящие друг от друга и фазы этих волн, никак не коррелируют между собой. Таким образом, от источников S_1 и S_2 идут некогерентные волны, которые не дают интерференционной картины (экран равномерно освещен). Использование современных лазерных источников света позволяет наблюдать четкую устойчивую интерференционную картину. Это происходит от того, что излучение лазера является вынужденным, т. е. излучающие атомы «жестко» связаны по фазе, вследствие чего испускаемые ими волны когерентны.

1.5. Интерференция света в тонких пленках

В природе часто можно наблюдать радужное окрашивание тонких пленок (масляные пленки на воде, мыльные пузыри, оксидные пленки на металлах), возникающее в результате интерференции света, отраженного двумя поверхностями пленки.

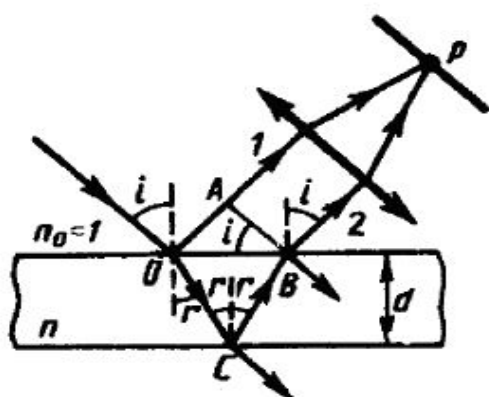


Рис. 3.7. К расчету интерференции в тонких пленках

Пусть на прозрачную плоскопараллельную пленку с показателем преломления n и толщиной d под углом i (рис. 3.7) падает плоская монохроматическая волна. Для простоты рассмотрим один луч. Вышедшие из пластины лучи 1 и 2 после отражения от верхней и нижней поверхностей пластинки параллельны друг другу.

Если оптическая разность хода лучей 1 и 2 мала по сравнению с длиной когерентности падающей волны, то они когерентны, а интерференционная картина определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами.

Оптическая разность хода лучей 1 и 2 равна

$$\Delta = n(OC + CB) - OA,$$

где n – показатель преломления пластинки. Показатель преломления среды окружающей пластинку, принят равным единице ($n_0=1$).

Из рис. 3.7 следует, что

$$OC = CB = d / \cos r, OA = OB \cdot \sin i = 2d \cdot \operatorname{tgr} \cdot \sin i,$$

где i – угол падения, r – угол преломления.

Согласно закону преломления и учитывая, что показатель преломления воздуха $n_0 = 1$, получим $\sin i = n \cdot \sin r$.

При вычислении разности фаз δ между колебаниями в лучах 1 и 2, кроме оптической разности хода нужно учесть возможность изменения фазы волны при отражении. В точке B отражение происходит от границы раздела, оптически менее плотной, со средой оптически более плотной. Поэтому фаза волны претерпевает изменение на π . В точке C отражение происходит от границы раздела среды оптически более плотной со средой оптически менее плотной, так что скачка фазы не происходит. В итоге между лучами 1 и 2 возникает дополнительная разность фаз, равная π . Ее можно учесть, добавив к Δ (или вычтя из нее) половину длины в вакууме. В результате для оптической разности хода получим

$$\Delta = 2d \cdot n \cdot \cos r - \frac{\lambda_0}{2} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2}. \quad (3.10)$$

Если на пути лучей 1 и 2 поставить собирающую линзу, то они, накладываясь друг на друга в одной из точек фокальной плоскости, будут интерферировать. В результате возникает интерференционная картина, которая определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами.

В точке P будет интерференционный максимум, если

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2} = \pm m \lambda_0, \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (3.11)$$

и минимум, если

$$2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2} = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}. \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (3.12)$$

1.6. Плоскопараллельная пластинка

Из соотношений (3.11) и (3.12) следует, что интерференционная картина в плоскопараллельных пластинках (пленках) определяется величинами λ_0 , d , n и углом падения i . Для данных λ_0 , d , и n каждому наклону i лучей соответствует своя интерференционная полоса.

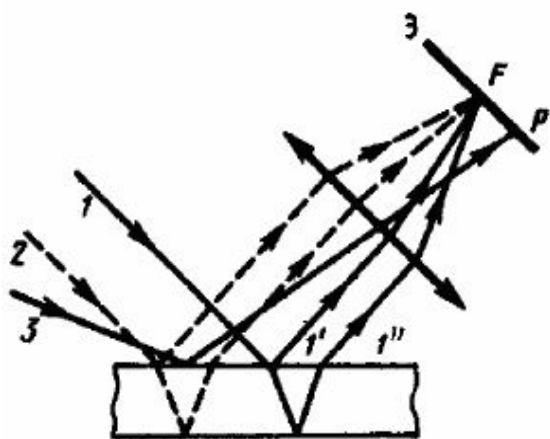


Рис. 3.8. Ход лучей в плоскопараллельной пластинке

Интерференционные полосы, возникающие в результате наложения лучей, падающих на плоскопараллельную пластинку под одинаковыми углами, называются *полосами равного наклона*. Лучи $1'$ и $1''$, отразившиеся от верхней и нижней граней пластинки (рис. 3.8), параллельны друг другу, так как пластинка плоскопараллельная.

Следовательно, интерферирующие лучи $1'$ и $1''$ «пересекаются» только в бесконечности, поэтому говорят, что *полосы равного наклона локализованы в бесконечности*.

Для их наблюдения используют собирающую линзу и экран (Э), расположенный в фокальной плоскости линзы. Параллельные лучи $1'$ и $1''$ соберутся в фокусе F линзы (на рис. 3.8 ее оптическая ось параллельна лучам $1'$ и $1''$), в эту же точку придут и другие лучи (на рис. 3.8 – луч 2), параллельные лучу 1, в результате чего увеличивается общая интенсивность. Лучи 3, наклоненные под другим углом, соберутся в другой точке P фокальной плоскости линзы. Легко показать, что если оптическая ось линзы перпендикулярна поверхности пластинки, то полосы равного наклона будут иметь вид концентрических колец с центром в фокусе линзы.

1.7. Пластинка переменной толщины

Пусть на клин (угол α между боковыми гранями мал) падает плоская волна, направление распространения которой совпадает с параллельными лучами 1 и 2 (рис. 3.9). Из всех лучей, на которые разделяется падающий луч 1, рассмотрим лучи $1'$ и $1''$, отразившиеся от верхней и нижней поверхностей клина.

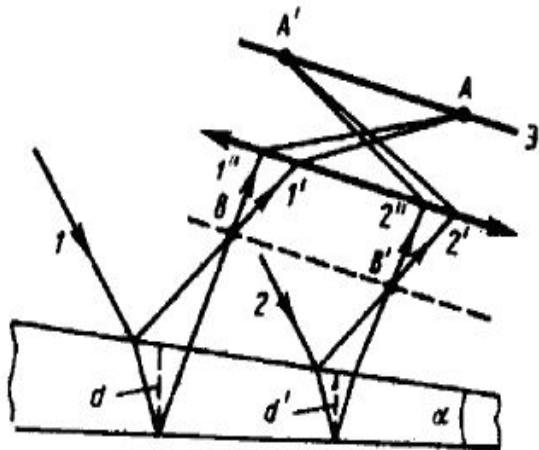


Рис. 3.9. Ход лучей в пластинке переменной толщины

При определенном взаимном положении клина и линзы лучи $1'$ и $1''$ пересекутся в некоторой точке A , являющейся изображением точки B . Так как лучи $1'$ и $1''$ когерентны, они будут интерферировать.

Если источник расположен довольно далеко от поверхности клина и угол α ничтожно мал, то оптическая разность хода между интерферирующими лучами $1'$ и

$1''$ может быть с достаточной степенью точности вычислена по формуле (7), где d — толщина клина в месте падения на него луча.

Лучи $2'$ и $2''$, образовавшиеся при делении луча 2, падающего в другую точку клина, собираются линзой в точке A' . Оптическая разность хода уже определяется толщиной d' . Таким образом, на экране возникает система интерференционных полос. Каждая из полос возникает при отражении от мест пластинки, имеющих одинаковую толщину (в общем случае толщина пластинки может изменяться произвольно). Интерференционные полосы, возникающие в результате интерференции от мест одинаковой толщины, называются *полосами равной толщины*.

Так как верхняя и нижняя грани клина не параллельны между собой, то лучи $1'$ и $1''$ ($2'$ и $2''$) пересекаются вблизи пластинки, в изображенном на рис. 3.9 случае — над ней (при другой конфигурации клина они могут пересекаться и под пластинкой). Таким образом, *полосы равной толщины локализованы вблизи поверхности клина*. Если свет падает на пластинку нормально, то

полосы равной толщины локализуются на верхней поверхности клина.

1.8. Кольца Ньютона

Кольца Ньютона, являющиеся классическим примером полос равной толщины, наблюдаются при отражении света от воздушного зазора, образованного плоскопараллельной пластинкой и соприкасающейся с ней плосковыпуклой линзой с большим радиусом кривизны $R \approx 10$ м (рис. 3.10). Такая экспериментальная установка была предложена Гукем.

Пусть параллельный пучок света падает нормально на плоскую поверхность линзы. При этом он частично отражается от верхней и нижней поверхности воздушного зазора между линзой и пластинкой.

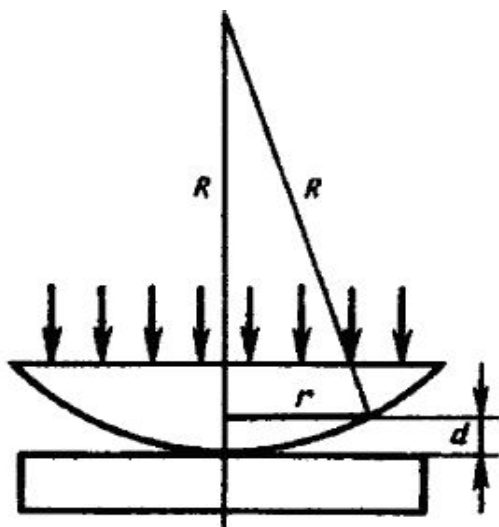


Рис. 3.10. К расчету колец Ньютона

Интерференционная картина представляет собой концентрические темные и светлые кольца, наблюдаемые через микроскоп. Ньютон установил связь между радиусами колец r_m и радиусом кривизны линзы R .

И только в XIX в. Юнг объяснил природу образования интерференционных колец, в частности, почему в центре картины в отраженном свете наблюдается темное пятно, а в проходящем – светлое.

Из рис. 3.10 следует, что

$$R^2 = r_m^2 + (R - d)^2 = r_m^2 + R^2 - 2Rd + d^2,$$

отсюда

$$r_m^2 \approx 2Rd. \quad (3.13)$$

В отраженном свете оптическая разность хода (с учетом потери полуволны при отражении), согласно (3.7), при условии, что показатель преломления воздуха $n = 1$, а $i = 0$, равна

$$\Delta = 2AB + \frac{\lambda_0}{2} = 2d + \frac{\lambda_0}{2}.$$

Так как постоянное значение воздушной прослойки d сохраняется по окружности радиуса r_m , то полосы равной толщины будут иметь вид концентрических колец.

Для светлых колец (максимумы) имеем разность хода $\Delta = m\lambda_0$, тогда $m\lambda_0 = 2d + \frac{\lambda_0}{2}$ и, следовательно,

$$d = \left(m - \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda_0}{2}. \quad (3.14)$$

Из (3.13) и (3.14) следует, что радиусы светлых колец равны

$$r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right) R \lambda_0} = \sqrt{(2m - 1) R \frac{\lambda_0}{2}}, \quad (3.15)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$.

Для темных колец (минимумы) имеем разность хода $\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}$,

тогда $(2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} = 2d + \frac{\lambda_0}{2}$ и, следовательно, $2d = m\lambda_0$.

Радиусы темных колец будут равны

$$r_m = \sqrt{m R \lambda_0} = \sqrt{2m R \frac{\lambda_0}{2}}, \quad (3.16)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$.

В центральной части толщина клина d ничтожно мала, поэтому $2AB < \lambda_0 / 2$ и разность хода для отраженных лучей равна $\Delta = \lambda_0 / 2$. Следовательно, в центре интерференционной картины в отраженном свете должен быть минимум интенсивности, что и наблюдается в виде темного пятна.

Измеряя радиусы соответствующих колец, можно (зная радиус кривизны линзы) определить длину волны λ_0 и, наоборот, по известной длине волны λ_0 найти радиус кривизны R линзы.

Пусть r_n – радиус n -го темного кольца, r_m – радиус m -го темного кольца. Используя формулу (3.16), получим

$$r_n^2 - r_m^2 = \lambda R(n - m). \quad (3.17)$$

Отсюда радиус кривизны сферической поверхности линзы равен

$$R = \frac{r_n^2 - r_m^2}{\lambda(n - m)}, \quad (3.18)$$

а длина волны равна

$$\lambda = \frac{r_n^2 - r_m^2}{R(n - m)}. \quad (3.19)$$

Как для полос равного наклона, так и для полос равной толщины положение максимумов зависит от длины волны λ_0 . Поэтому система светлых и темных полос получается только при освещении монохроматическим светом. При наблюдении в белом свете получается совокупность смещенных друг относительно друга полос, образованных лучами разных длин волн, и интерференционная картина приобретает радужную окраску.

Все рассуждения были проведены для света, отраженного от оптически более плотной среды, с учетом изменения фазы отраженного колебания на π , для чего и вводилась величина $\lambda_0/2$.

Интерференцию можно наблюдать и в проходящем свете, причем в этом случае не наблюдаются потери полуволны. Тогда оптическая разность хода для проходящего и отраженного света отличается на λ_0 . Математические выражения максимумов и минимумов меняются местами. Максимумам интерференции в отраженном свете соответствуют минимумы в проходящем свете и наоборот.

Ниже будут рассмотрены некоторые экспериментальные методы наблюдения интерференции света.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 3 а

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ЛИНЗЫ И ДЛИНЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ С ПОМОЩЬЮ КОЛЕЦ НЬЮТОНА

2. Экспериментальная часть

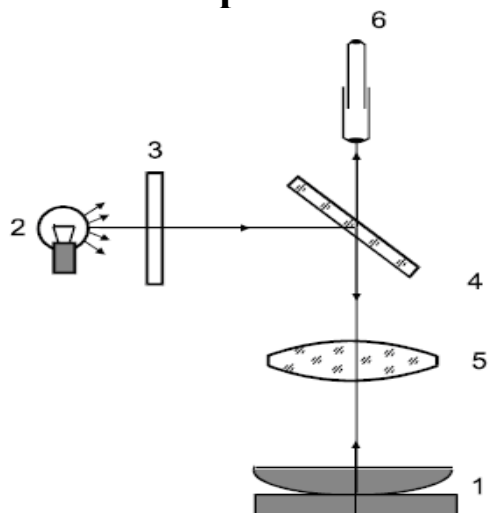


Рис. 3.11. Схема установки для наблюдения колец Ньютона

Принципиальная схема установки для наблюдения колец Ньютона представлена на рис. 3.11. Линза и плоская стеклянная пластинка 1 зажимаются установочными винтами между двумя оправами.

Осветитель состоит из лампочки накаливания 2 и сменных светофильтров 3. Свет от источника падает на стеклянную пластинку 4 под углом 45° и, отражаясь от нее, попадает в систему 1. Увеличенное изображение колец Ньютона (в отраженном свете) рассматривается через микроскоп или микроскопическую трубку 6.

2.1. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

Задание 1. Определение радиуса кривизны R сферической поверхности линзы.

1) Установите систему 1 на предметном столике так, чтобы центр колец лежал на оси трубки микроскопа.

2) Включите осветитель. Установите на нем красный светофильтр и изменением наклона стеклянной пластинки 4 и положения осветителя добейтесь равномерного освещения системы 1.

3) Передвижением окуляра микроскопической трубки 6 добейтесь резкого изображения колец. Центр колец при этом должен совпадать с серединой шкалы окуляра.

4) Измерьте радиусы четырех – пяти темных колец, начиная с третьего (в делениях шкалы) и отмечая одновременно номера колец.

5) Определите цену деления шкалы окулярного микрометра. Для этого поместите вместо системы пластинка – линза миллиметровую линейку и вычислите цену деления как отношение числа делений миллиметровой линейки к соответствующему числу делений шкалы окуляра.

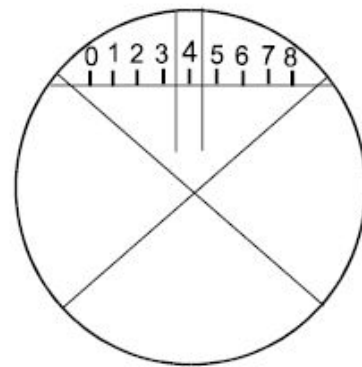


Рис. 3.12. Вид шкалы окулярного микрометра

6) Вычислите радиусы измеренных колец Ньютона.

7) Значения радиусов колец с учетом увеличения микроскопа занесите в табл. 3.1.

8) Комбинируя кольца попарно (взять 5–6 пар), вычислите радиус кривизны линзы по формуле (3.18) $R = \frac{r_n^2 - r_m^2}{\lambda(n - m)}$. Длина волны используемого красного светофильтра равна $\lambda = 0,64$ мкм.

9) Найдите среднее значение $\langle R \rangle$.

10) Вычислите абсолютную ΔR и относительную $\varepsilon = \frac{\langle \Delta R \rangle}{\langle R \rangle}$ погрешности измерений по методике подсчета погрешностей прямых измерений.

11) Окончательный результат представьте в виде $R = \langle R \rangle \pm \langle \Delta R \rangle$.

12) Все полученные величины занесите в табл. 3а.1.

Таблица 3а.1

Определение радиуса кривизны линзы

№ кольца	№ измер.	r , м	$\langle r \rangle$, м	R , м	$\langle R \rangle$, м	ΔR , м	$\langle \Delta R \rangle$, м	ε , %	$R = \langle R \rangle \pm \langle \Delta R \rangle$ м
	1								
	2								
	3								
	...								
	1								
	2								
	3								
	...								

Продолжение табл. 3а.1

1	2	3	4	5	6	7	8	9
	1							
	2							
	3							
	...							

Задание 2. Определение длины световой волны

1) Включите осветитель. Замените красный светофильтр зеленым с неизвестной длиной волны.

2) Измерьте радиусы четырех–пяти темных колец, начиная с третьего (в делениях шкалы) и отмечая одновременно номера колец.

3) Вычислите радиусы измеренных колец Ньютона

4) Значения радиусов колец с учетом увеличения микроскопа занесите в табл. 3.2.

5) Комбинируя попарно радиусы колец, вычислите по формуле (3.19) $\lambda = \frac{r_n^2 - r_m^2}{R(n - m)}$ длину неизвестной световой волны.

6) Вычислите среднее значение длины волны $\langle \lambda \rangle$.

7) Вычислите абсолютную погрешность $\Delta\lambda$.

8) Вычислите относительную погрешность $\varepsilon = \frac{\langle \Delta\lambda \rangle}{\langle \lambda \rangle} 100\%$.

9) Окончательный результат представьте в виде $\lambda = \langle \lambda \rangle \pm \Delta\lambda$.

10) Все полученные вычисления занесите в таблицу 3а.2.

Таблица 3а.2

Определение неизвестной длины световой волны

№ коль- ца	№ из- мер.	r , м	$\langle r \rangle$, м	λ , м	$\langle \lambda \rangle$, м	$\Delta\lambda$, м	$\langle \Delta\lambda \rangle$, м	ε , %	$\lambda = \langle \lambda \rangle \pm \langle \Delta\lambda \rangle$, м
	1								
	2								
	3								
	...								
	1								
	2								
	3								
	...								

Продолжение табл. 3а.2

1	2	3	4	5	6	7	8	9
	1 2 3 ...							

3. Контрольные вопросы

1. Интерференция световых волн.
2. Методы наблюдения интерференции света.
3. Расчет интерференционной картины от двух источников.
4. Интерференция в тонких пластинах и пленках.
5. Полосы равной толщины. Кольца Ньютона.
6. Вывод рабочих формул для определения радиуса кривизны и длины волны света.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 36

ИЗУЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ВОЛНЫ ОТ СТЕКЛЯННОЙ ПЛАСТИНЫ

2. Экспериментальная часть

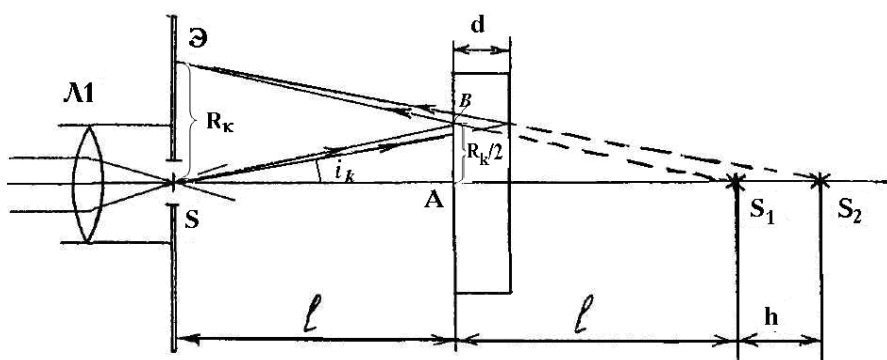


Рис. 3.13. Оптическая схема интерференции лазерного излучения при отражении волны от стеклянной пластины

Пусть излучение точечного источника S , сформированного линзой $Л1$ (рис. 3.13), отражается от плоскопараллельной пластины $П$. Волны, отраженные от передней и задней поверхностей пластины, дают на экране $Э$ интерференционную картину в виде концентрических темных и светлых колец с центрами на оси пучка. Эту картину можно рассматривать как результат сложения волн, испущенных источниками S_1 и S_2 , являющимися изображениями источника S в передней и задней поверхностях пластины.

Интерференционное условие k -ого минимума в отраженных лучах плоскопараллельной пластины можно записать в виде

$$2d \cdot n \cdot \cos r_k = k\lambda, \quad (3.20)$$

где r_k – угол преломления k -ого луча света в пластине; k – порядок интерференции; n – показатель преломления стеклянной пластины, λ – длина волны света. Для малых углов преломления r_k , разлагая функцию $\cos r_k$ в ряд Тейлора и ограничиваясь первым приближением, получим

$$|\cos r_k| = 1 - \frac{r_k^2}{2}. \quad (3.21)$$

Из закона преломления света следует, что показатель преломления пластины для малых углов

$$n = \frac{\sin i_k}{\sin r_k} \approx \frac{i_k}{r_k}. \quad (3.22)$$

Из $\triangle SAB$ рис. 3.13 следует, что угол падения

$$i_k = \frac{R_k}{2l}, \quad (3.23)$$

где R_k – радиус темного кольца k -ого порядка, l – расстояние от пластины до экрана. Из соотношений (3.22) и (3.23) запишем для угла преломления

$$r_k = \frac{i_k}{n} = \frac{R_k}{2l \cdot n}. \quad (3.24)$$

Учитывая соотношения (3.21) и (3.24), преобразуем формулу (3.20) к виду

$$2dn \left(1 - \frac{r_k^2}{2} \right) = k\lambda \quad \text{или} \quad 2dn \left(1 - \frac{R_k^2}{8l^2 n^2} \right) = k\lambda.$$

Откуда радиус R_k кольца, соответствующий k -ому порядку, равен

$$R_k^2 = l^2 \left(8n^2 - k \frac{4n\lambda}{d} \right). \quad (3.25)$$

Из формулы (3.25) следует, что радиус R_k^2 кольца линейно зависит от порядка k . При выводе соотношения (3.25) учитывали, что $l \gg d$.

Пронумеровав последовательно кольца, получим линейную зависимость R_{k+N}^2 от номера кольца N . Угловой коэффициент графика зависимости R_{k+N}^2 от номера кольца N равен

$$K = \frac{\Delta R_{k+N}^2}{\Delta N} = \frac{4n\lambda l^2}{d}, \quad (3.26)$$

где n – показатель преломления пластинки, а λ – длина волны лазерного света, откуда показатель преломления пластины

$$n = \frac{Kd}{4\lambda l^2}. \quad (3.27)$$

В данной работе источником света является газовый лазер. Его излучение обладает высокой степенью монохроматичности и когерентности, большой яркостью и малой угловой расходимостью.

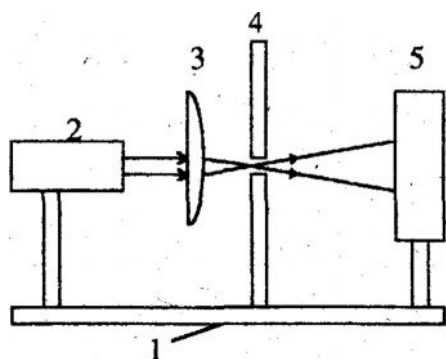


Рис. 3.14. Схема экспериментальной установки:

- 1) оптическая скамья; 2) лазер;
- 3) объектив; 4) экран с круглым отверстием;
- 5) плоскопараллельная пластинка

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3.14. На оптической скамье 1 устанавливаются с помощью рейтеров лазер 2 с объективом 3, экран с круглым отверстием 4 и плоскопараллельная пластинка 5. Плоскопараллельная пластинка освещается расходящимся пучком лазерного света. Когерентные волны, отраженные от передней и задней поверхностей пластины 5, интерферируют между собой и дают на экране интерференционные полосы равного наклона.

Они имеют вид концентрических светлых и темных колец. На рис. 3.13 d – толщина пластинки и l – расстояние между экраном и пластинкой 5.

2.1. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

Задание. Определение показателя преломления стеклянной пластины

1) Включите лазер с помощью лаборанта. Помните, что попадание лазерного луча в глаз опасно для зрения.

2) Получите светлое пятно отраженного лазерного излучения в центре экрана Э. Ориентацией лазерного луча получите на экране систему темных и светлых концентрических колец.

3) Перемещая пластину 5 вдоль оптической скамьи, добейтесь четкой картины радиусов интерференционных колец на экране.

4) Измерьте линейкой расстояние от пластины до экрана l .

5) Измерьте радиусы всех видимых на экране темных колец в порядке возрастания. Для измерения каждого радиуса темного кольца произведите 5 отсчетов по шкалам экрана (сверху, снизу, справа и слева от центра экрана) и усредните результат. Результатом считать среднее арифметическое этих выражений. Все значения занесите в табл. 3б.

Таблица 3б

Определение показателя преломления стеклянной пластины

N номер кольца	R_{k+N} слева	R_{k+N} спра- ва	R_{k+N} свер- ху	R_{k+N} сни- зу	$\langle R_{k+N} \rangle$	$\langle R_{k+N} \rangle^2$	n	Δn	$\varepsilon \%$	$n = \langle n \rangle \pm \langle \Delta n \rangle$
1										
2										
3										
4										
5										
Средние значения							$\langle n \rangle$	$\langle \Delta n \rangle$		

6) Вычислите квадраты средних радиусов колец R_{k+N}^2 и постройте график зависимости R_{k+N}^2 от номера кольца N . График должен иметь вид прямой линии. Масштаб следует выбрать таким, чтобы прямая линия составила с осями угол, близкий к 45° .

7) Из наклона прямой вычислите (отношение) угловой коэффициент $K = \frac{\Delta R_{k+N}^2}{\Delta N}$.

8) Вычислите показатель преломления пластины по формуле (3.27) $n = \frac{Kd}{4\lambda l^2}$, где толщина пластины $d=623,8$ нм, $\lambda = 632,8$ нм.

9) Вычислите погрешности измерений показателя преломления Δn , $\langle \Delta n \rangle$, ε и результаты занесите в табл. 3б.

10) Окончательный результат представьте в виде $n = \langle n \rangle \pm \langle \Delta n \rangle$.

3. Контрольные вопросы

1. Интерференция световых волн.
2. Временная и пространственная когерентность.
3. Расчет интерференционной картины от двух источников.
4. Интерференция в тонких пластинах и пленках.
5. Пластина переменной толщины.
6. Вывод рабочей формулы для определения показателя преломления стеклянной пластины в данной работе.

4. ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА

Цель работы: Ознакомление с теорией дифракции Фраунгофера.

1) Определение длины волны при помощи дифракционной решетки. Изучение параметров дифракционной решетки.

2) Ознакомление со схемой дифракции Фраунгофера от N щелей в когерентном свете лазера и определение параметров системы.

1. Теоретическое введение

Совокупность явлений, которые обусловлены волновой природой света и наблюдаются при его распространении в среде с резко выраженной неоднородностью (например, при прохождении через отверстия в экранах, вблизи границ непрозрачных тел и т. п.), называется *дифракцией света*. Дифракция света наблюдается при огибании световыми волнами встречающихся препятствий с размерами, соизмеримыми с длиной волны.

Различают два случая дифракции света:

1) *Дифракция Френеля* или дифракция в сходящихся лучах, когда на препятствие падает плоская или сферическая волна, и дифракционная картина наблюдается на экране, находящемся на конечном расстоянии от него.

2) *Дифракция Фраунгофера* или дифракция в параллельных лучах, когда на препятствие падает плоская волна, и дифракционная картина наблюдается на экране, который находится в фокальной плоскости собирающей линзы, установленной на пути прошедшего через препятствие света.

Природа и основные принципы дифракции могут быть установлены с помощью принципа Гюйгенса-Френеля.

В 1678 г. Гюйгенс сформулировал правило, называемое принципом Гюйгенса: каждая точка, до которой доходит волна, является источником (центром) одной из вторичных волн, а огибающая этих волн задает положение волнового фронта в следующий момент времени.

Френель в 1815 г. дополнил принцип Гюйгенса, введя представление о когерентности вторичных волн и интерференции их между собой.

Принцип Гюйгенса-Френеля можно выразить в виде двух основных положений:

1) Каждая малая по сравнению с длиной волны λ площадка dS поверхности волнового фронта может рассматриваться как элементарный источник вторичных сферических волн. Фронт волны в любой момент времени представляет собой огибающую волну этих источников.

2) Вторичные волны интерферируют между собой. Результирующая амплитуда в каждой точке пространства находится векторным сложением (с учетом разности фаз) сложением амплитуд волн, создаваемых элементарными источниками в этой точке.

Изучение дифракции Фраунгофера от N щелей целесообразно начать с рассмотрения дифракции от одной щели.

1.1. Дифракция Фраунгофера от одной щели

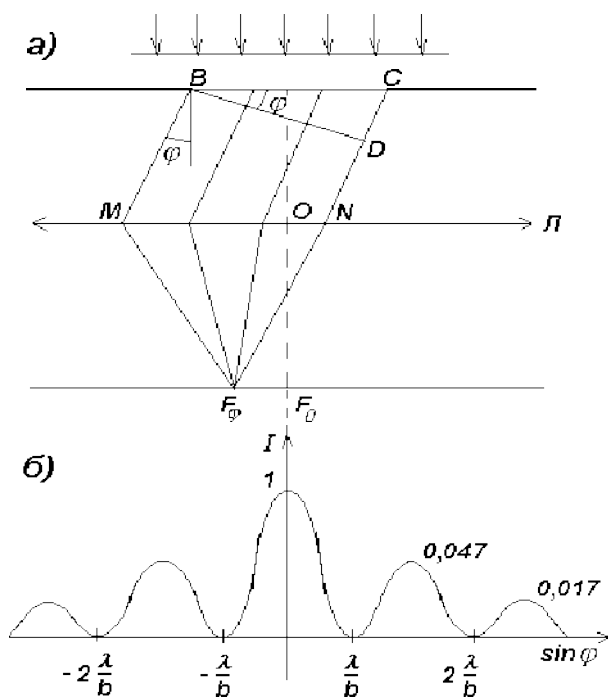


Рис. 4.1. Дифракция Фраунгофера от одной щели (а), дифракционная картина (б)

Пусть параллельный пучок монохроматического света падает нормально на непрозрачный экран, в котором прорезана узкая бесконечно длинная щель BC , имеющая постоянную ширину b и длину $l \gg b$ (см. рис. 4.1,а). Так, например, при ширине в 0,01–0,05 мм длина в несколько миллиметров может считаться бесконечной. Линза L собирает параллельные пучки дифрагированных лучей в соответствующих точках экрана, расположенного в ее фокальной плоскости. Недифрагирующие лучи соберутся в точке F_0 , а лучи, дифрагирующие влево под углом φ , соберутся в точке F_φ .

Оптическая разность хода между крайними лучами BM и CN , идущими от щели под углом φ к оптической оси OF_0 линзы L , $\Delta = CD = b \sin \varphi$.

Разобъем щель BC на зоны Френеля, имеющие вид полос, параллельных ребру B щели. В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля каждая полоска будет играть роль вторичного источника. Вследствие идентичности полосок амплитуды волн в плоскости щели будут одинаковыми. Ширина каждой зоны выбирается (согласно методу зон Френеля) так, чтобы разность хода от краев этих зон была равна $\lambda/2$. Всего на ширине щели

уместится $\frac{\Delta}{\lambda/2}$. Так как параллельный пучок света падает нормально к плоскости щели, то фронт волны будет совмещен с плоскостью щели, т. е. все точки фронта волны в плоскости щели будут колебаться с одинаковой фазой.

Из приведенного построения (рис. 4.1) следует, что при интерференции света от каждой пары соседних зон амплитуда результирующих колебаний равна нулю, т.к. эти зоны вызывают колебания с одинаковыми амплитудами, но противоположными фазами.

Для расчета интенсивности света, распространяющегося по разным направлениям за щелью, используем принцип Гюйгенса-Френеля для волны, посылаемой каждым элементом волнового фронта, и просуммируем действие всех элементов. Амплитуда волны, обусловленной одним таким элементом, пропорциональна его ширине dx .

Возмущение, вызванное каждой полоской в плоскости щели, описывается уравнением $dE = c dx \cos \omega t$, где c — постоянная величина. Если амплитуду падающей волны, соответствующей всей ширине щели, обозначить через E_0 , то очевидно, что

$$E_0 = \int_0^b c dx = cb, \text{ откуда } c = E_0 / b.$$

Следовательно, световое возмущение в соответствующем участке щели выразится соотношением

$$dE = \frac{E_0}{b} dx \cos \omega t. \quad (4.1)$$

Для нахождения результирующей амплитуды в любой точке экрана наблюдения, определяемой углом дифракции φ , необходимо знать распределение фаз всех колебаний, приходящих в эту точку. Распределение фазы в точке F_φ будет таким же, как в плоскости BC , образующей с плоскостью щели угол φ .

Рассмотрим элементарную полоску, расположенную на расстоянии x от точки B , т. е. от левого края щели BC . Для лучей, дифрагировавших под углом φ , средняя точка этой полоски перемещается в какую-либо точку вдоль плоскости BD . Возмущение, обусловленное произвольной полоской шириной dx , расположенной на расстоянии x от точки B (в плоскости BD), выразится уравнением

$$dE = \frac{E_0}{b} dx \cos(\omega t - k \cdot x \sin \varphi), \quad (4.2)$$

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} - \text{волновое число.}$$

Интегрируя выражение (4.2) по всей ширине щели от нуля до b , получим

$$E = \int_0^b dE = \int_0^b \frac{E_0}{b} \cos(\omega t - kx \sin \varphi) dx = E_0 \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin \varphi\right)}{\frac{kb}{2} \sin \varphi} \cos\left(\omega t - \frac{kb}{2} \sin \varphi\right). \quad (4.3)$$

Соотношение (4.3) – результирующее возмущение в точке F_φ с амплитудой:

$$E_\varphi = E_0 \frac{\sin\left(\frac{kb}{2} \sin \varphi\right)}{\frac{kb}{2} \sin \varphi} = E_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi}. \quad (4.4)$$

Так как интенсивность прямо пропорциональна квадрату амплитуды, то распределение интенсивности на экране наблюдения в зависимости от угла дифракции имеет вид

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi\right)^2}, \quad (4.5)$$

где I_0 – интенсивность света, идущего от всей щели в направлении $\varphi = 0$, $\delta = \frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi$ – разность фаз.

Таким образом, освещенность на экране меняется, принимая максимальные и минимальные значения интенсивности света. Из формулы (4.5) следует условие дифракционных минимумов для щели.

При значениях углов дифракции, удовлетворяющих условию

$$\frac{\pi b}{\lambda} \sin \varphi = k\pi \quad \text{или} \quad b \sin \varphi = k\lambda, \quad (4.6)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$ амплитуда обращается в нуль, и наблюдается *дифракционный минимум* (темная полоса).

Найдем условие максимума, т. е. определим углы дифракции, при которых наблюдается максимальная освещенность в соответствующих точках экрана. Функция (4.5) достигает максимальных значений при разности фаз $\delta = 0; 1,43\pi; 2,46\pi; 3,47\pi; 4,47\pi$ и т. д.

При значениях углов дифракции, удовлетворяющих условию

$$\delta = (2k + 1)\frac{\pi}{2} \quad \text{или} \quad b \sin \varphi = (2k + 1)\lambda / 2, \quad (4.7)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$ (k – порядок дифракционного максимума) амплитуда достигает максимального значения, и наблюдается *дифракционный максимум* (светлая полоса).

В направлении $\varphi = 0$ наблюдается самый интенсивный центральный максимум нулевого порядка.

Распределение интенсивности на экране, полученное вследствие дифракции (дифракционный спектр) приведено на рис. 4.1, б. Расчеты показывают, что интенсивности в центральном и последующем максимумах относятся как $1:0,045:0,016:0,008\dots$ или приближенно эти отношения можно выразить в виде

$$I_0 : I_1 : I_2 : I_3 = 1 : \left(\frac{2}{3\pi}\right)^2 : \left(\frac{2}{5\pi}\right)^2 : \left(\frac{2}{7\pi}\right)^2,$$

т. е. основная часть световой энергии сосредоточена в центральном максимуме.

Углы, под которыми наблюдаются максимумы всех порядков, начиная с первого, зависят от длины волны света λ . Поэтому, если щель освещать немонохроматическим светом, то максимумы, соответствующие разным длинам волн, будут наблюдаться под разными углами и, следовательно, будут пространственно разделены на экране. В результате получим дифракционный спектр.

1.2. Дифракция света от двух щелей

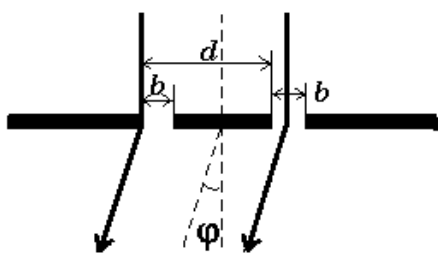


Рис. 4.2. Дифракция Фраунгофера на 2-х щелях

Направим параллельный пучок когерентного света на непрозрачный экран с двумя идентичными щелями шириной b , отстоящими друг от друга на расстоянии a (рис. 4.2).

Так как щели находятся друг от друга на одинаковых расстояниях, то разность хода лучей, идущих от двух соседних щелей, будет для данного направления φ одинакова и равна $\Delta = (a + b)\sin \varphi = d \sin \varphi$.

Очевидно, в тех направлениях, в которых ни одна из щелей не распространяет свет, он не будет распространяться и при двух щелях, т. е. прежние (главные) минимумы интенсивности будут наблюдаться в направлениях, определяемых условием (4.6) $b \sin \varphi = k\lambda$, где $k = 1, 2, 3, \dots$

Однако, что касается максимумов, то они уже будут наблюдаться не во всех тех направлениях, в которых мы наблюдали их в случае одной щели. В результате взаимной интерференции световых лучей, посылаемых двумя щелями, в некоторых направлениях они будут взаимно уничтожаться. Следовательно, в отличие от дифракции от одной щели в случае двух щелей возникают дополнительные минимумы.

Очевидно, что дополнительные минимумы с нулевыми значениями интенсивности будут наблюдаться в тех направлениях, которым соответствует разность хода лучей, посылаемых от соответственных точек обеих щелей $\lambda/2$, $3\lambda/2$, $5\lambda/2$, ...

С учетом соотношения (4.6) условие дополнительных минимумов для двух щелей запишется в виде

$$d \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (4.8)$$

где $k = 1, 2, 3 \dots$

Наоборот, действие одной щели будет усиливать действие другой, если

$$d \sin \varphi = k \lambda, \quad (4.9)$$

где $k = 0, 1, 2, 3 \dots$, и выражение (4.9) задает условие главных максимумов.

Таким образом, полная дифракционная картина для двух щелей определяется из условий

$b \sin \varphi = \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ – главные минимумы;

$d \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}, \frac{3}{2}\lambda, \frac{5}{2}\lambda, \dots$ – дополнительные минимумы;

$d \sin \varphi = 0, \lambda, 2\lambda, 3\lambda, \dots$ – главные максимумы.

Это означает, что между двумя главными максимумами располагаются один дополнительный минимум. Аналогично можно показать, что между каждыми двумя главными максимумами при трех щелях располагается два дополнительных минимума, при четырех щелях – три и т. д.

1.3. Дифракционная решетка

Дифракционная решетка – важнейший спектральный прибор, предназначенный для разложения света в спектр и измерения длин волн. Она представляет собой плоскую стеклянную или металлическую поверхность, на которой нарезано множество (до сотен тысяч) прямых равноотстоящих штрихов.

Простейшая одномерная дифракционная решетка представляет собой систему из большого числа N одинаковых по ширине и параллельных друг другу щелей, лежащих в одной плоскости и разделенных непрозрачными промежутками, равными по ширине (рис. 4.3). Ширину щелей обозначим b , а ширину непрозрачных промежутков – a . Величина $d = a + b$ называется периодом дифракционной решетки.

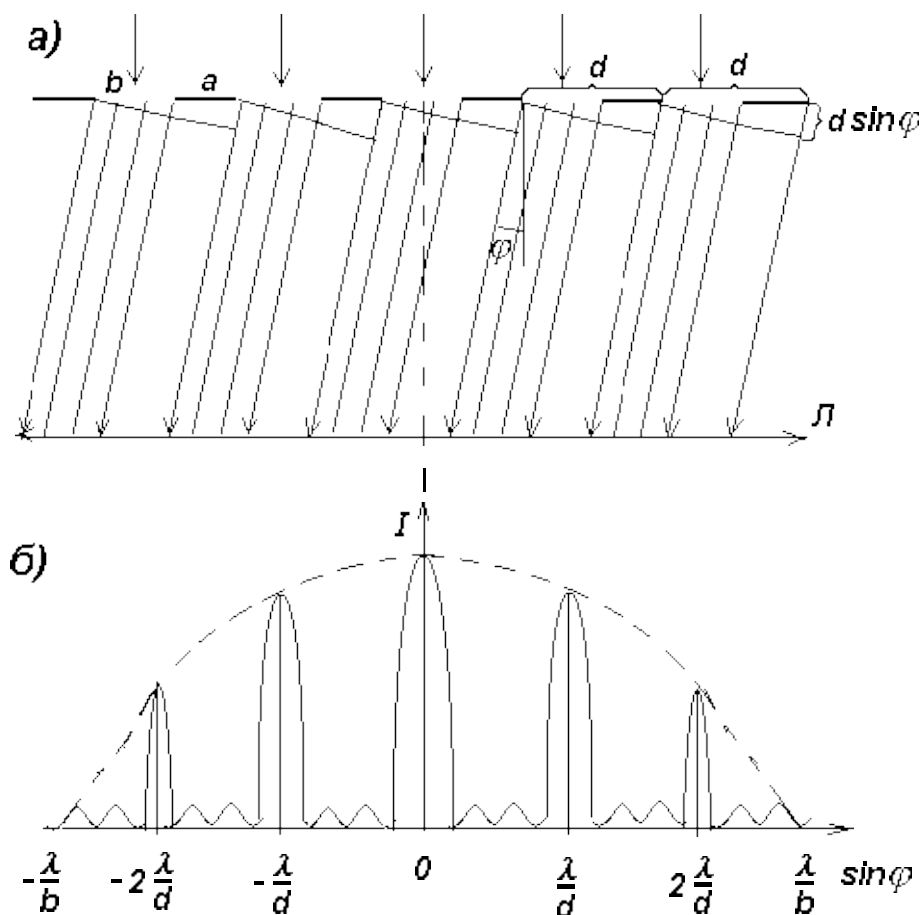


Рис. 4.3. Дифракция Фраунгофера (а) и дифракционная картина от N щелей (б)

Лучшие решетки имеют $d=0,8$ мкм, т. е. 1200 штрихов на 1 мм. Дифракционная картина для N щелей создается такой же, как и в случае двух щелей. Только максимумы получаются более яркими и узкими, а разделяющие их минимумы – широкими и совершенно темными. Расстояние между соседними максимумами и их яркость возрастают по мере увеличения числа щелей.

Как и в случае дифракции от одной щели, все колебания, идущие от разных щелей в направлении $\varphi=0$, имеют одинаковые амплитуды и фазы колебания.

Следовательно, все векторы амплитуд будут направлены вдоль одной линии, и результирующая амплитуда равна $E_0 = NE_1$, где E_1 – амплитуда колебания, соответствующего одной щели. Тогда интенсивность в направлении $\varphi = 0$ будет $I_0 = cN^2 E_1^2$, где c – коэффициент пропорциональности. Из этого следует, что в

случае дифракции от N щелей интенсивность в направлении $\varphi = 0$ растет прямо пропорционально N^2 – квадрату числа интерферирующих лучей.

Минимум будет наблюдаться в том случае, если колебания, идущие от первой и последней щели, будут по фазе отличаться на 2π , т. е. $N\delta = 2\pi$, где δ – разность фаз колебаний от соответствующих участков соседних щелей. Отсюда $\delta = 2\pi / N$.

Так как $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$, то $\Delta = \lambda / N$, где $\Delta = d \sin \varphi$ – разность хода двух лучей от соответствующих участков соседних щелей.

Это позволяет определить условия дополнительных минимумов, расположенных между двумя главными максимумами

$$d \sin \varphi = \pm \frac{k'}{N} \lambda \quad (4.10)$$

где $k' = 1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1, 2N+1, \dots$

В формуле (4.10) k' принимает все целочисленные значения, кроме значений $0, N, 2N, \dots$

Так как при переходе от главного максимума к соседнему минимуму разность хода меняется на λ / N , то при малых углах дифракции угловая ширина главного максимума $\Delta\varphi = \lambda / Nd$. Следовательно, при $d = \text{const}$ с увеличением числа щелей, помимо роста интенсивности, происходит резкое сужение главных максимумов, в результате чего расплывчатые максимумы превращаются в узкие, разделенные темными промежутками.

Вычисления, аналогичные вычислениям интенсивности для дифракции от одной щели, дают для дифракционной решетки с N щелями

$$I_{\delta\alpha\theta} = I_0 \frac{\sin^2(\pi b \sin \varphi / \lambda)}{(\pi b \sin \varphi / \lambda)^2} \frac{\sin^2(N\pi d \sin \varphi / \lambda)}{\sin^2(\pi d \sin \varphi / \lambda)}, \quad (4.11)$$

где I_0 – интенсивность колебаний, создаваемая одной щелью в точке, соответствующей углу $\varphi = 0$.

Первый множитель в (4.11) обращается в нуль в точках, для которых

$$b \sin \varphi = k\lambda, \quad (4.12)$$

где $k=1, 2, 3, \dots$

В этих точках интенсивность, создаваемая каждой из щелей в отдельности, равна нулю, т. е. свет от разных частей каждой щели полностью погашается в результате интерференции.

Условие (4.12) определяет *положения главных минимумов дифракционной решетки*.

Второй множитель в (4.11) принимает значение N^2 в точках, удовлетворяющих условию

$$d \sin \varphi = k\lambda, \quad (4.13)$$

где $k=0,1,2,\dots$

Условие (4.13) определяет *положения главных максимумов интенсивности дифракционной решетки*. Число k дает порядок главного максимума. Максимум нулевого порядка только один, максимумов 1-го, 2-го и т. д. порядков имеется по два.

Для направлений, определяемых этим условием, колебания отдельных щелей взаимно усиливают друг друга, вследствие чего интенсивность главных максимумов равна

$$I_{\max} = N^2 \cdot I_{\varphi}, \quad (4.14)$$

где I_{φ} – интенсивность, создаваемая в направлении φ одной щелью.

На рис. 4.3,а показано только несколько щелей. Дифракционная картина от решетки получается в результате дифракции на каждой щели и интерференции лучей, падающих от разных щелей. Главные максимумы соответствуют таким углам φ , для которых колебания от всех N щелей складываются в фазе, что соответствует условию (4.14). Пунктирная кривая, проходящая через вершины главных максимумов, показывает интенсивность от одной щели, умноженную на N^2 . Ширина главных максимумов уменьшается с ростом числа щелей. Таким образом, дифракционная картина, создаваемая группой щелей, состоит из системы узких ярких полос, разделенных темными промежутками.

Чем больше щелей N , тем большее количество световой энергии пройдет через решетку, тем больше минимумов образуется между соседними главными максимумами, тем, следовательно, более интенсивными и острыми будут максимумы. Так как модуль $\sin \varphi$ не может быть больше единицы, то из (4.13)

следует, что число главных максимумов определяется отношением периода решетки к длине волны

$$k_{\max} \leq d / \lambda .$$

Решая уравнение (4.13) относительно λ , получим

$$\lambda = \frac{d \cdot \sin \varphi}{k} . \quad (4.15)$$

Это выражение является основной расчетной формулой для вычисления длин световых волн при помощи дифракционной решетки и называется формулой дифракционной решетки. Формула (4.14) показывает, что для различных длин волн положение световых максимумов будет различное. Следовательно, дифракционная решетка является прибором, разлагающим белый свет на составные части; с ее помощью получается дифракционный спектр.

При $k=0$ условие максимума удовлетворяется для всех длин волн, т. е. при $k=0$ наблюдается центральная световая нулевая полоса, соответствующая не отклоненному пучку лучей такого цвета, какой был цвет источника.

При $k=1$ симметрично по обе стороны от центральной полосы получаются дифракционные цветные линии (от фиолетовой до красной). Они соответствуют разным длинам волн, входящим в состав белого света. Эта группа линий называется спектром 1-го порядка. Красная часть спектра отклонена больше, чем фиолетовая.

При $k=2$ получается подобная группа линий – спектр 2-го порядка и т. д.

Линии спектров более высоких порядков менее интенсивны и практически ясно наблюдаются спектры не выше 3-го порядка. Число дифракционных спектров ограничено и определяется условием

$$\sin \varphi = k \frac{\lambda}{d} \ll 1 \quad (4.16)$$

Чем больше период решетки, тем большее число спектров можно наблюдать, но тем менее яркими становятся отдельные спектральные линии.

1.4. Спектральные характеристики дифракционной решетки

Величина, которая показывает как «быстро» изменяется угол φ , под которым наблюдается максимум, при изменении длины волны, называется *угловой дисперсией* и равна

$$D = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi}. \quad (4.17)$$

Как видно, дисперсия возрастает с ростом порядка максимума k и с уменьшением периода решетки d .

На опыте дисперсию решетки определяют путем измерения углового расстояния между двумя близкими спектральными линиями и с известной разностью длин волн $\delta\lambda$ (например, между желтыми линиями ртути).

Естественно, чем больше угловая дисперсия, тем успешнее могут быть разрешены близкие по длине линии спектра, наблюдаться как отдельные линии.

Пусть в спектре имеется пара линий с близкими длинами волн λ_1 и λ_2 , разность длин волн $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$. Любая линия обладает некоторой «естественной» шириной, которая предполагается меньше разности длин волн самих линий: $\delta\lambda_1 \approx \delta\lambda_2 < \delta\lambda$. Но даже, если бы ширина каждой линии была равна нулю, при наблюдении излучения после прохождения через дифракционную решетку каждой линии будет отвечать некоторая полоса (на рис. 4.5 внизу).

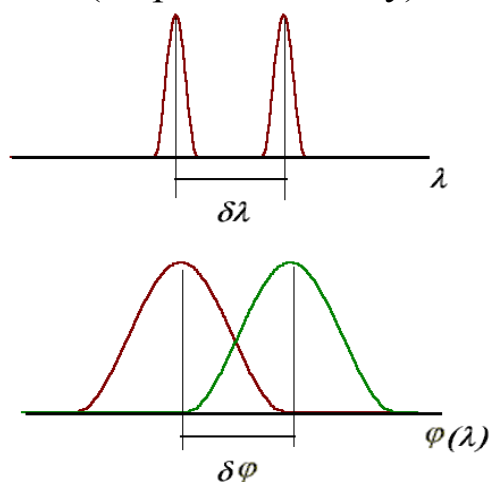


Рис. 4.4. Угловая дисперсия дифракционной решетки

Она определяется свойствами самой решетки и для разрешения близких по длине волны линий эта ширина должна быть меньше или равна $D\delta\lambda = \delta\varphi$.

Разрешающей силой спектрального прибора называют безразмерную величину

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}. \quad (4.18)$$

В этом выражении $\delta\lambda$ означает минимальную разность длин волн линий, которые могут наблюдаться в спектре как отдельные линии, и величина R является характеристикой спектрального прибора (дифракционной решетки).

Подсчитаем разрешающую силу дифракционной решетки. Для этой цели используется критерий Рэлея: линии считаются разрешенными, наблюдаются как отдельные линии, если при разложении в спектр максимум одной линии совпадает с минимумом другой. Ширина дифракционной полосы (отвечающей определенной линии) определяется положением ближайших к максимуму минимумов. Положение минимумов, в свою очередь, определяется выражениями

$$d \sin \varphi = k' \lambda / N \quad k' \neq 0, N, 2N, \dots$$

Если k' кратно количеству щелей N , то наблюдается максимум – знаменатель второго сомножителя выражения для распределения амплитуды колебаний в удаленной зоне наблюдения обращается в нуль:

$$E_{\varphi} = E_0 \frac{\sin(\pi b \sin \varphi / \lambda)}{\pi b \sin \varphi / \lambda} \frac{\sin(N \pi d \sin \varphi / \lambda)}{\sin(\pi d \sin \varphi / \lambda)}.$$

Таким образом, максимум первой волны наблюдается при условии $d \sin \varphi = k' \lambda / N = k \lambda$. Потребуем, чтобы при этом же угле наблюдался минимум второй волны

$$d \sin \varphi = (k' - 1)(\lambda + \delta\lambda) / N = (\lambda + \delta\lambda)(k - 1 / N),$$

$$d \sin \varphi = k \lambda = (\lambda + \delta\lambda)(k - \frac{1}{N}) = k \lambda + k \delta\lambda - \frac{\lambda}{N} - \frac{\delta\lambda}{N}.$$

Считая, что $\lambda \gg \delta\lambda$ и поэтому, пренебрегая последним слагаемым, получим

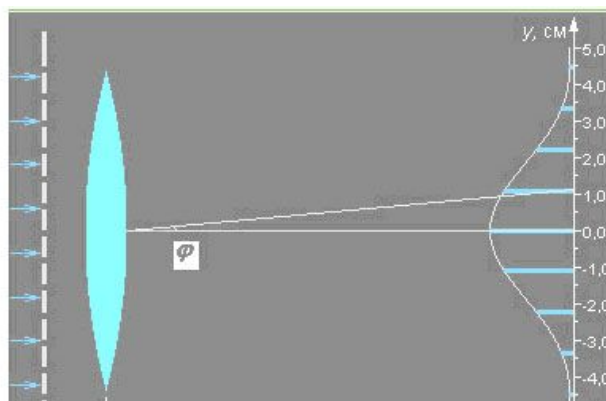
$$0 = k \delta\lambda - \frac{\lambda}{N}, \quad R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN. \quad (4.19)$$

Таким образом, разрешающая сила тем выше, чем больше порядок дифракционного максимума и число щелей решетки.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 4 а

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ ПРИ ПОМОЩИ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

2. Экспериментальная часть



В эксперименте используется дифракционная решетка. При этом наблюдается дифракционная картина. 4.5. При этом на экране наблюдается дифракционная картина, на которой видны дифракционные максимумы. Дифракционные максимумы наблюдаются в тех местах, где дифференциал функции равен нулю. При этом дифференциал функции равен нулю, когда дифференциал функции равен нулю. При этом дифференциал функции равен нулю, когда дифференциал функции равен нулю.

рис. 4.5. Дифракционная картина дифракционной
дифракционной решетки

Дифракционная решетка представляет собой совокупность параллельных щелей, расстояние между которыми равно длине волны. Дифракционная решетка используется для определения длины волны.

Дифракционная решетка используется для определения длины волны. При этом дифференциал функции равен нулю, когда дифференциал функции равен нулю. При этом дифференциал функции равен нулю, когда дифференциал функции равен нулю.

$$y_k = k \frac{\lambda}{d} F.$$

При этом дифференциал функции равен нулю, когда дифференциал функции равен нулю. При этом дифференциал функции равен нулю, когда дифференциал функции равен нулю.

При этом дифференциал функции равен нулю, когда дифференциал функции равен нулю. При этом дифференциал функции равен нулю, когда дифференциал функции равен нулю. При этом дифференциал функции равен нулю, когда дифференциал функции равен нулю.

Принципиальная схема экспериментальной установки для определения длины волны при помощи дифракционной решетки приведена на рис. 4.6.

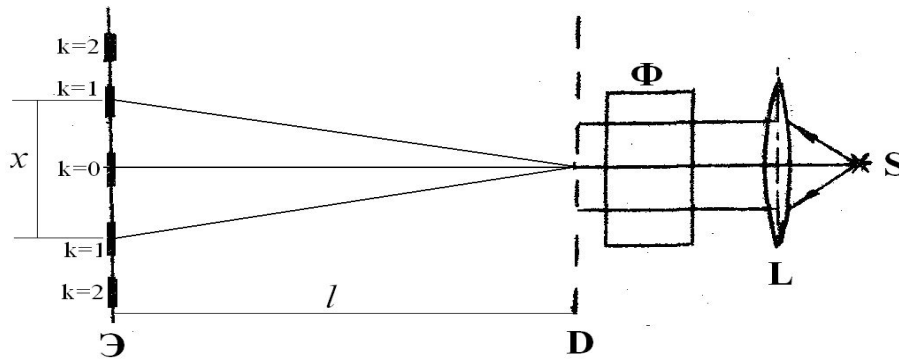


Рис. 4.6. Схема экспериментальной установки:

S – источник света (лампа проекционного фонаря); L – линза;
 Φ – проекционный фонарь; D – дифракционная решетка; $\mathcal{E}$ – экран

На рис. 4.6 D – дифракционная решетка, на которую падает параллельный пучок лучей из проекционного фонаря Φ ; l – расстояние до экрана $\mathcal{E}$; x – расстояние между средними точками полос одного и того же цвета для спектров 1-, 2- и 3-го порядков.

Постоянную дифракционной решетки d по известной длине волны (длина волны красного цвета $\lambda=0,64$ мкм) выразим из формулы дифракционной решетки (4.15)

$$d = \frac{k \cdot \lambda}{\sin \varphi} \quad (4.20)$$

Так как $l \gg X$, то можно считать, что $\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi$.

Тогда

$$\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi = \frac{X}{2\ell} \quad (4.21)$$

Подставляя (4.21) в выражение (4.20), получим

$$d = \frac{k\lambda \cdot 2\ell}{X} \quad (4.22)$$

Для определения длины волны с известной постоянной дифракционной решетки d применяем следующую формулу:

$$\lambda = \frac{Xd}{2\ell k} \quad (4.23)$$

2.1. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

Задание 1. Определение постоянной дифракционной решетки d

1) Включите лампочку проекционного фонаря в сеть постоянного тока (12 В).

2) Установите экран на таком расстоянии от дифракционной решетки, чтобы на нем получилось четкое изображение центральной полосы и спектров красных и зеленых полос 1-, 2- и 3-го порядков.

3) Измерьте расстояние l от экрана Э до дифракционной решетки D.

4) Измерьте на экране расстояние x между серединами красных полос спектров 1-, 2- и 3-го порядков.

Таблица 4а.1

Определение постоянной дифракционной решетки d

№	l , м	k	x , м	d , м	$\langle d \rangle$, м	Δd , м	$\langle \Delta d \rangle$, м	ε %	$d = \langle d \rangle \pm \langle \Delta d \rangle$, м

5) Вычислите по формуле (4.22) значения постоянной дифракционной решетки для спектров красных полос 1-, 2- и 3-го порядков ($\lambda = 0,64 \text{ мкм}$).

6) Вычислите среднее значение $\langle d \rangle$, абсолютную погрешность Δd , относительную погрешность ε .

7) Окончательный результат вычислений представьте в виде $d = \langle d \rangle \pm \langle \Delta d \rangle$.

8) Все результаты измерений и вычислений внесите в табл. 4 а.1.

Задание 2. Определение длины волны с известной постоянной дифракционной решетки

1) Измерьте на экране расстояние x между серединами зеленых полос спектров 1-, 2- и 3-го порядков.

2) Вычислите по формуле (4.23) значения длины волны, подставив в формулу среднее значение постоянной дифракционной решетки из табл. 4 а.1

3) Вычислите среднее значение $\langle \lambda \rangle$, абсолютную погрешность $\Delta \lambda$ относительную погрешность ε .

4) Окончательный результат вычислений представьте в виде $\lambda = \langle \lambda \rangle \pm \langle \Delta \lambda \rangle$.

5) Все результаты измерений и вычислений внесите в таблицу 4 а.2.

Таблица 4 а. 2

Определение длины волны

№	l , м	k	x , м	λ , м	$\langle \lambda \rangle$, м	$\Delta \lambda$, м	$\langle \Delta \lambda \rangle$, м	ε %	$\lambda = \langle \lambda \rangle \pm \langle \Delta \lambda \rangle$, м

3. Контрольные вопросы

1. Принцип Гюйгенса-Френеля.
2. Дифракция Фраунгофера от одной щели.
3. Дифракция Фраунгофера на двух щелях.
4. Дифракционная решетка и ее спектральные характеристики.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА 4 б

ИЗУЧЕНИЕ ДИФРАКЦИИ ФРАУНГОФЕРА ОТ N ЩЕЛЕЙ В КОГЕРЕНТНОМ СВЕТЕ ЛАЗЕРА

2. Экспериментальная часть

Принципиальная схема наблюдения дифракции от нескольких щелей в когерентном свете лазера представлена на рис. 4.7. Параллельный пучок света от источника (He-Ne)-лазера освещает экран с несколькими узкими щелями. Ширина щелей b одинакова. Расстояние между серединами соседних щелей одинаково и равно d .

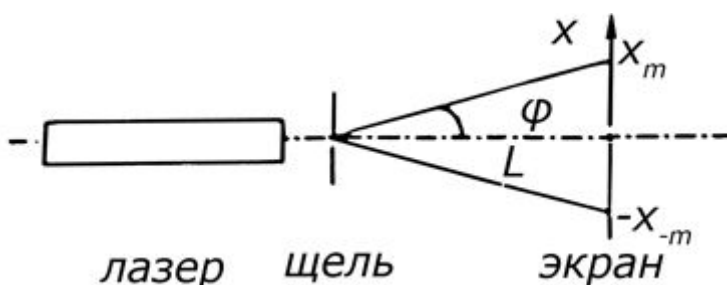


Рис. 4.7. Принципиальная схема
экспериментальной установки

На оптической скамье согласно схеме рис. 4.7 располагаются гелий-неоновый лазер, рамка со щелями и экран с измерительной линейкой.

Гелий-неоновый лазер дает монохроматическое излучение с длиной волны $\lambda = 632,8 \text{ нм}$. Согласно принципу Гюйгенса, плоскости щелей становятся источниками вторичных волн, распространяющихся во все стороны, т. е. свет дифрагирует на щелях. Дифрагированные волны являются когерентными, т. к. они образовались путем движения фронта падающей плоской волны, а, следовательно, они могут интерферировать в области наложения. Дифракция Фраунгофера наблюдается на экране, расположенном на расстоянии l от плоскости щелей: $l \gg b^2 / \lambda$. В этом случае лучи, идущие к экрану, будут практически параллельными.

Расчет распределения интенсивности на экране получим, если учтем распределение дифракции от каждой щели, а также распределение интенсивности из-за взаимной интерференции когерентных волн, идущих от соседних щелей.

Все детали укрепляются в рейтерах, имеющих указатели для отсчетов. Установка собирается на оптической скамье согласно схеме рис. 4.7. На оптической скамье имеется отсчетная линейка длиной 1 м. Пластины со щелями вставляются поочередно в держатель, снабженный устройствами, позволяющими регулировать и устанавливать пластины относительно светового луча. По измерительной шкале экрана определяют координаты всех наблюдаемых минимумов.

2.1. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

Задание 1. Определение расстояния Δx между главными минимумами и ширины щелей b

1) Вложите одну из пластин со щелями в держатель, не касаясь пальцами поверхности пластины. На пластине имеются две группы щелей.

2) Включите лазер с помощью лаборанта. Установите рейтер с пластинами на такое расстояние от лазера, чтобы световой пучок целиком перекрывал одну группу щелей. Экран поместите на конце оптической скамьи.

ВНИМАНИЕ:

а) При работе с лазером необходимо помнить, что попадание в глаз прямого лазерного излучения опасно для зрения!

б) На электроды лазерной трубки подается высокое напряжение. Запрещается снимать защитный кожух лазерной трубки!

3) Пользуясь регулировочными винтами держателя, установите пластину перпендикулярно световому пучку, направив отраженные лучи обратно в выходное отверстие лазера, и добейтесь наилучшей видимости картины на экране.

4) Измерьте расстояние l от щели до экрана по шкале, нанесенной на рельсе.

5) Измерьте координаты всех наблюдаемых дифракционных минимумов на экране – x_{-m} и x_m . Вычислите расстояние Δx между

симметричными минимумами $\Delta x = |x_m| + |-x_{-m}|$. Количество измеряемых щелей задается преподавателем.

6) Вычислите для минимумов $tg\varphi \approx \sin\varphi = \frac{\Delta x}{2l}$ (это условие выполняется при малых углах дифракции).

7) Используя формулу (4.6), вычислите b по формуле $b = k\lambda \frac{2l}{\Delta x}$. Такие же вычисления провести для минимумов более высоких порядков.

8) Вычислите среднее значение $\langle b \rangle$, абсолютную погрешность Δb , среднюю абсолютную погрешность $\langle \Delta b \rangle$ и относительную погрешность ε .

9) Окончательный результат вычислений представьте в виде $b = \langle b \rangle \pm \langle \Delta b \rangle$.

10) Результаты измерений и вычислений запишите в табл. 4 б.1.

Таблица 4б.1

Определение ширины щелей b

k порядок минимума	Δx , мм	l , мм	$\sin$ φ	b , м	$\langle b \rangle$, м	Δb , м	$\langle \Delta b \rangle$, м	$b = \langle b \rangle \pm \langle \Delta b \rangle$, м	ε , %
1									
2									
3									
4									
5									

11) Затем поставьте следующую группу щелей в лазерный луч и повторите все измерения по пунктам 4–9.

Задание 2. Определение постоянной решетки d

1) Измерьте Δx расстояние между главными максимумами первого порядка. Такие же измерения провести для максимумов более высоких порядков.

2) Вычислите для максимумов $tg\varphi = \frac{\Delta x}{2l} \approx \sin\varphi$ (это условие выполняется при малых углах дифракции).

3) Используя формулу (4.13), вычислите d по формуле $d = k\lambda \frac{2l}{\Delta x}$. Такие же вычисления провести для максимумов более высоких порядков.

4) Вычислите среднее значение $\langle d \rangle$, абсолютную погрешность Δd , среднюю абсолютную погрешность $\langle \Delta d \rangle$ и относительную погрешность ε .

5) Окончательный результат вычислений представьте в виде $d = \langle d \rangle \pm \langle \Delta d \rangle$.

6) Результаты измерений и вычислений занесите в табл. 4 б.2.

Таблица 4б.2

Определение постоянной решетки d

k порядок максимума	Δx , мм	l , мм	$\sin$ φ	d , м	$\langle d \rangle$, м	Δd , м	$\langle \Delta d \rangle$, м	$d = \langle d \rangle \pm \langle \Delta d \rangle$, м	ε , %
1									
2									
3									
4									
5									

7) Вычислите другие параметры системы: $a = d - b$ – ширину непрозрачного промежутка и N – число щелей, приходящихся на 1 мм, используя формулу $N = \frac{1}{\langle d \rangle}$.

8) Вычислите отношение d/b .

9) Аналогичные измерения проведите с другой группой щелей.

3. Контрольные вопросы

1. Явление дифракции света.
2. Принцип Гюйгенса-Френеля.
3. Выведите условия максимума и минимума интенсивности света при дифракции Фраунгофера от N щелей.
4. Методика измерений в данной работе.
5. Нарисуйте распределение интенсивности света на экране при дифракции Фраунгофера.

5. ИЗУЧЕНИЕ ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Цель работы: Изучение явления вращения плоскости поляризации оптически активными веществами и практическое применение этого явления для определения концентрации сахарного раствора с помощью полутеневого сахариметра.

1. Теоретическое введение

1.1. Естественный и поляризованный свет

Свет представляет собой сложное явление: в одних случаях он ведет себя как электромагнитная волна, в других – как поток фотонов. Явление поляризации света относится к волновой оптике, т. е. к кругу явлений, в основе которых лежит волновая природа света.

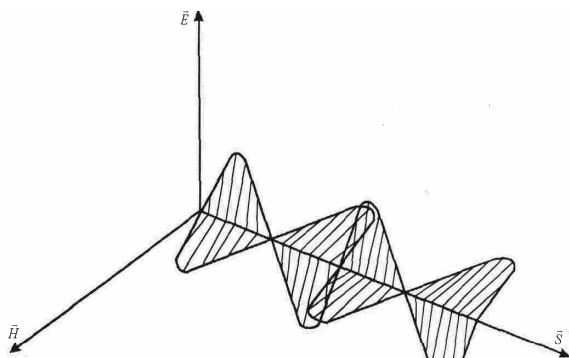


Рис. 5.1. "Моментальная фотография" плоской электромагнитной волны

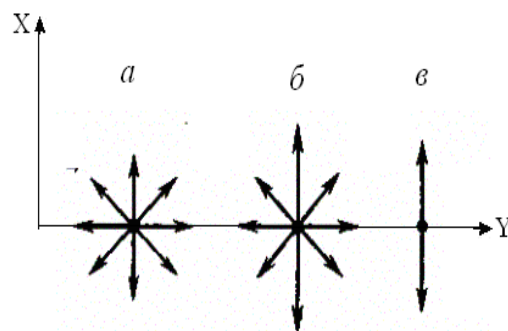


Рис. 5.2. Распределение вектора $\vec{E}$ в естественном (а), частично поляризованном (б), плоско - поляризованном (в) свете

В электромагнитной волне колеблются векторы напряженности электрического поля $\vec{A}$ и магнитного поля $\vec{I}$ во взаимно перпендикулярных плоскостях и перпендикулярно направлению распространения волны, т. е. лучу $\vec{S}$ (электромагнитные волны поперечны) (рис. 5.1). Плоскость, которая проходит через электрический вектор $\vec{A}$ и направление распространения волны $\vec{S}$, называется *плоскостью колебаний светового вектора* или *плоскостью поляризации* (это название

обусловлено тем, что при действии света на вещество основное значение имеет электрическая составляющая поля волны, действующая на электроны в атомах вещества).

Свет со всевозможными равновероятными ориентациями вектора $\vec{A}$ (и, следовательно, $\vec{I}$) называется *естественным*.

Свет, в котором направления колебаний светового вектора каким-то образом упорядочены, называется *поляризованным*. Так, если в результате каких-либо внешних воздействий появляется преимущественное (но не исключительное) направление колебаний вектора $\vec{A}$ (рис. 5.2, б), то имеем дело с частично поляризованным светом. Свет, в котором вектор $\vec{A}$ (и, следовательно, $\vec{I}$) колеблется только в одном направлении, перпендикулярном лучу (рис. 5.2, в), называется *плоско-поляризованным* (линейно-поляризованным). В этом случае конец электрического вектора в любой точке пространства со временем описывает прямую линию, перпендикулярную направлению распространения волны. Если конец электрического вектора $\vec{A}$ в любой заданной точке с течением времени описывает окружность, то волна называется поляризованной по кругу или *циркулярно-поляризованной*, если эллипс – то поляризованной по эллипсу или эллиптически поляризованной.

Как видно из рисунка, у естественного света $\langle E_x^2 \rangle = \langle E_y^2 \rangle$ (угловые скобки означают среднее значение по времени), у частично поляризованного света $\langle E_x^2 \rangle > \langle E_y^2 \rangle$, у плоско поляризованного света $E_x = 0$.

Степенью поляризации называется величина

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (5.1)$$

где $I_{\max}$ и $I_{\min}$ – соответственно максимальная и минимальная интенсивности частично поляризованного света в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Для естественного света $I_{\max} = I_{\min}$ и $P=0$, для плоско поляризованного $I_{\min} = 0$ и $P=1$.

Свет, испускаемый реальным источником (солнце, лампы накаливания, ртутные лампы и т. д.) – *естественный свет*, не является поляризованным по следующей причине. Любой такой источник состоит из большого числа атомов, которые излучают

световые волны независимо друг от друга в различные промежутки времени (10^{-10} – 10^{-8} с), с различными фазами, амплитудами и различными направлениями колебаний электрического вектора. Естественный свет есть совокупность световых волн со всеми возможными направлениями колебаний, быстро и беспорядочно сменяющими друг друга. Поэтому световая волна, излучаемая телом в целом, характеризуется всевозможными равновероятными колебаниями светового вектора (рис. 5.2, а; луч перпендикулярен плоскости рисунка). В данном случае равномерное распределение векторов $\vec{A}$ объясняется большим числом атомарных излучателей, а равенство амплитудных значений векторов $\vec{A}$ – одинаковой (в среднем) интенсивностью излучения каждого из атомов.

1.2. Способы получения поляризованного света из естественного

1.2.1. Поляризация света при отражении и преломлении на границе двух диэлектриков

Если естественный свет падает на границу раздела двух диэлектриков (например, воздуха и стекла), то часть его отражается, а часть преломляется и распространяется во второй среде. В отраженном луче преобладают колебания, перпендикулярные плоскости падения (на рис. 5.3 они обозначены точками), в преломленном – колебания, параллельные плоскости падения (изображены стрелками).

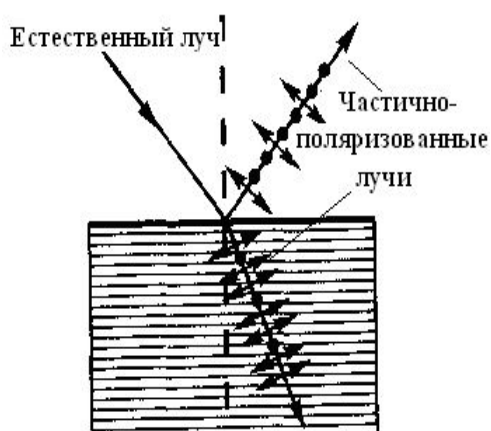


Рис. 5.3. Отражение от диэлектрика при произвольном угле падения

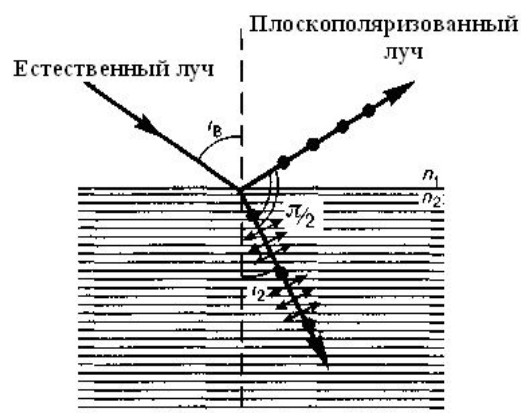


Рис. 5.4. Отражение от диэлектрика при падении под углом Брюстера

Степень поляризации зависит от угла падения лучей и показателя преломления. Шотландский физик Д. Брюстер установил закон, согласно которому при угле падения i_B (угол Брюстера), определяемого соотношением

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (5.2)$$

где n_{21} – показатель преломления второй среды относительно первой,

а) отраженный луч является *плоско-поляризованным* (содержит только колебания, перпендикулярные плоскости падения);

б) преломленный луч i_B *поляризуется максимально*, но не полностью;

в) отраженный и преломленный лучи *взаимно перпендикулярны*.

Степень поляризации преломленного света может быть значительно повышена (многократным преломлением при условии падения света каждый раз на границу раздела под углом Брюстера). Если, например, для стекла ($n=1,53$) степень поляризации преломленного луча составляет $\approx 15\%$, то свет после прохождения через 8–10 наложенных друг на друга стеклянных пластинок, будет практически полностью поляризованным. Такая совокупность пластинок называется *стопой*.

1.2.2. Распространение света в анизотропной среде. Двойное лучепреломление

Анизотропная среда – это среда, имеющая неодинаковые электрические и оптические свойства по различным направлениям. Если же эти свойства являются тождественными для любых направлений, то среда называется *изотропной*. В изотропной среде вектор электрического смещения $\vec{D}$ и вектор напряженности $\vec{E}$ коллинеарны: $\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E}$, где ε – диэлектрическая проницаемость среды. В анизотропной среде $\vec{D}$ и $\vec{E}$ по направлению не совпадают, поэтому связь между ними при определенном выборе системы координат может быть записана так:

$$D_x = \varepsilon_1 E_x, \quad D_y = \varepsilon_2 E_y, \quad D_z = \varepsilon_3 E_z,$$

где ε_1 , ε_2 , ε_3 – диэлектрические проницаемости, не равные друг другу и указывающие, что электрические свойства среды являются различными по различным направлениям. Если $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon$, то среда будет изотропной.

Все прозрачные кристаллы (кроме кристаллов кубической системы, которые оптически изотропны) обладают способностью двойного лучепреломления, т. е. раздваивания каждого падающего на них светового пучка. Это явление, впервые обнаруженное в 1669 г. датским ученым Э. Бартолином для исландского шпата (разновидность кальцита CaCO_3), объясняется особенностями распространения света в анизотропных средах и непосредственно вытекает из уравнений Максвелла.

Если на толстый кристалл исландского шпата направить узкий пучок света, то из кристалла выйдут два пространственно разделенных луча, параллельных друг другу и падающему лучу (рис. 5.5, а). Один из этих лучей получил название обыкновенного (*o*), другой – необыкновенного (*e*). Необыкновенный луч не подчиняется законам преломления света: он может выходить из плоскости падения, и даже при нормальном падении света на границу раздела двух сред необыкновенный луч преломляется (рис. 5.5, б).

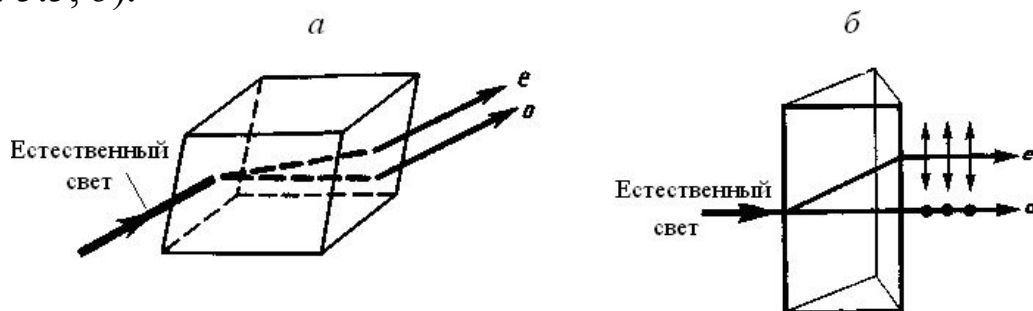


Рис. 5.5. Двойное лучепреломление в кристалле исландского шпата

Оптической осью кристалла называется направление, вдоль которого свет распространяется, не испытывая двойного лучепреломления. Оптическая ось кристалла – это не избранная прямая, а направление и может быть проведена через любую точку кристалла. В зависимости от типа симметрии кристаллы бывают *одноосными* (исландский шпат, кварц, турмалин) или *двуосными* (гипс, слюда, топаз). И обыкновенный, и

необыкновенный лучи плоско-поляризованы во взаимно перпендикулярных плоскостях. Плоскость, проходящая через направление луча света и оптическую ось кристалла, называется *главной плоскостью* (или *главным сечением* кристалла). Колебания светового вектора $\vec{A}$ в обыкновенном луче происходят перпендикулярно главной плоскости, в необыкновенном луче – в главной плоскости (рис. 5.5, б).

При любом направлении обыкновенного луча колебания светового вектора $\vec{A}$ перпендикулярны оптической оси кристалла, поэтому обыкновенный луч распространяется по всем направлениям с одинаковой скоростью $v_0 = c/n_0$, и показатель преломления для него есть величина постоянная $n_0 = const$. У необыкновенного луча угол между направлением колебаний светового вектора $\vec{A}$ и оптической осью не равен 90° и зависит от направления луча, поэтому необыкновенные лучи распространяются по различным направлениям с разными скоростями $v_e = c/n_e$, n_e – показатель преломления необыкновенного луча является переменной величиной, зависящей от направления луча.

1.2.2.1. Поляроид

Некоторые кристаллы обладают свойством *дихроизма* – зависимостью поглощения света от ориентации вектора $\vec{A}$. Примером сильно дихроичного кристалла является турмалин, в котором из-за сильного поглощения обыкновенного луча уже при толщине пластинки 1 мм из нее выходят только необыкновенные лучи.

В настоящее время изготавливают специальные полимерные пленки, в которые вкраплены кристаллики герпатита. Такая пленка уже при толщине $\approx 0,1$ мм полностью поглощает обыкновенные лучи видимой части спектра. Оптические элементы – кристаллические пластины или полимерные пленки, поглощающие лучи света с одним направлением колебаний и пропускающие лучи с ортогональным направлением колебаний, называются *поляроидами*.

1.2.2.2. Поляризационные призмы

Призмы делятся на два класса:

- 1) призмы, дающие только один плоскополяризованный луч (поляризационные призмы);
- 2) призмы, дающие два луча, поляризованных во взаимно перпендикулярных плоскостях (двойкопреломляющие призмы).

Призма Николя или николь (рис. 5.6) – это поляризационная призма из исландского шпата, склеенная вдоль линии AC канадским бальзамом с $n_{кб}=1,55$. Оптическая ось OO' призмы составляет с входной гранью угол 48° . На передней грани призмы естественный луч, параллельный ребру CB , раздваивается на два луча: обыкновенный ($n_o=1,66$) и необыкновенный ($n_e=1,51$). При соответствующем подборе угла падения, равного или большего предельного, обыкновенный луч испытывает в точке F полное отражение (канадский бальзам для него является средой оптически менее плотной $n_o < n_{кб} < n_e$), а затем поглощается зачерненной боковой поверхностью CB . Необыкновенный луч выходит из кристалла параллельно падающему лучу, незначительно смещенному относительно него (ввиду преломления на наклонных гранях AB и DC).



Рис. 5.6. Ход линейно поляризованных лучей света в призме Николя

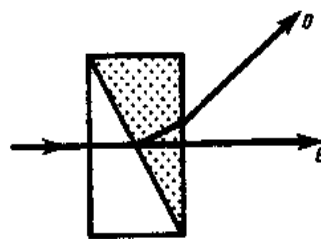


Рис. 5.7. Ход линейно поляризованных лучей света в двойкопреломляющей призме

Двойкопреломляющие призмы используют различие в показателях преломления обыкновенного и необыкновенного лучей, чтобы развести их возможно дальше друг от друга. Примером двойкопреломляющих призм могут служить призмы из исландского шпата и стекла, призмы, составленные из двух призм из исландского шпата со взаимно перпендикулярными

оптическими осями. Для первых призм (рис. 5.7) обыкновенный луч преломляется в шпате и стекле два раза и, следовательно, сильно отклоняется, необыкновенный же луч при соответствующем подборе показателя преломления стекла n ($n \approx n_e$) проходит призму почти без отклонения. Для вторых призм различие в ориентировке оптических осей влияет на угол расхождения между обыкновенным и необыкновенным лучами.

1.3. Вращение плоскости поляризации

Оптически активными называют вещества, обладающие способностью вращать плоскость поляризации. Это явление, открытое Араго, наблюдается у твердых тел (кварц, сахар, киноварь), и у жидкостей (водный раствор сахара, винная кислота, скипидар). Оптически активные вещества в зависимости от направления вращения плоскости поляризации разделяются на право- и левовращающие.

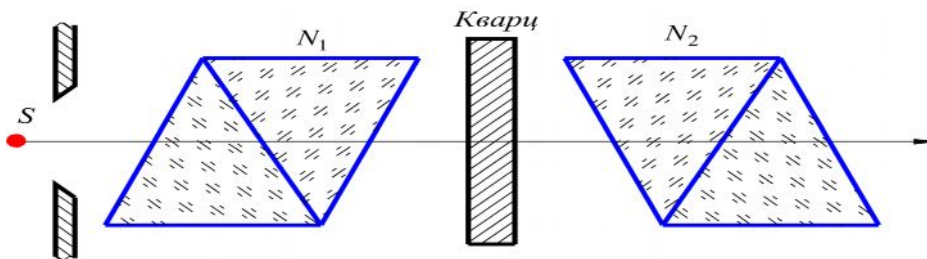


Рис. 5.8. Опыт Араго

На рис. 5.8 представлена схема опыта Араго. Пучок света последовательно проходит через две призмы Николя и кристаллическую пластинку, помещенную между ними. Здесь S – источник света; N₁ и N₂ – николи, причем N₁ – поляризатор; N₂ – анализатор.

Рассмотрим сначала случай, когда отсутствует кварцевая пластинка. Если главные плоскости николей N₁ и N₂ параллельны, то свет, вышедший из поляризатора, полностью проходит через анализатор. Если же главные плоскости николей перпендикулярны друг другу (николи скрещены), то свет полностью задерживается в анализаторе, и поле зрения делается

темным. В общем случае интенсивность прошедшего света подчиняется закону Малюса

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (5.3)$$

где α – угол между главными плоскостями N_1 и N_2 .

Если между N_2 и N_1 и поместить пластинку кварца, оптическая ось которой параллельна падающему лучу, то анализатор не должен пропустить свет, и поле наблюдения должно быть темным. Однако на опыте поле наблюдения оказалось просветленным. И только при повороте анализатора N_2 на угол φ удалось добиться полного затемнения поля. Это, очевидно, означает, что при прохождении света через кварцевую пластину плоскость поляризации, т. е. плоскость колебаний электрического поля, поворачивается на определенный угол φ , причем волна все время остается линейно поляризованной.

Явление вращения плоскости поляризации света объяснил Френель. По Френелю оптически активные вещества обладают особым типом двойного лучепреломления, заключающимся в разложении линейно поляризованного светового колебания на два колебания, поляризованных по правому и левому кругу. При этом лучи, поляризованные по правому и левому кругу, имеют различные скорости распространения v_n и v_l . Показатели преломления для таких лучей будут различны $n_n = c/v_n$, $n_l = c/v_l$, и при прохождении среды толщиной l между лучами возникает разность хода $\Delta = l(n_l - n_n)$, и соответствующая разность фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = \frac{2\pi(n_l - n_n)l}{\lambda_0}.$$

Откуда можно показать, что угол поворота плоскости поляризации

$$\varphi = \frac{\lambda_0}{\pi(n_l - n_n)l} \quad (5.3)$$

при условии, что показатель преломления для левого колебания больше показателя преломления для правого колебания.

Формула (3.3) согласуется с законом Био: угол поворота плоскости поляризации для оптически активных кристаллов и чистых жидкостей

$$\varphi = \alpha \cdot l, \quad (5.4)$$

для оптически активных растворов

$$\varphi = [\alpha] \cdot l \cdot C, \quad (5.5)$$

где l – расстояние, пройденное светом в оптически активном веществе, α ($[\alpha]$) – так называемое удельное вращение, численно равное углу поворота плоскости поляризации света слоем оптически активного вещества единичной толщины (единичной концентрации – для растворов), C – массовая концентрация оптически активного вещества в растворе, кг/м^3 . Удельное вращение зависит от природы вещества, температуры и длины волны света в вакууме.

1.4. Поляриметр. Сахариметр

В опытах, описанных выше, угол поворота плоскости поляризации определяется в результате двух установок на темноту: в отсутствии и присутствии активного вещества. Такая установка относительно груба и, как правило, заменяется более точной. Широкое применение для определения угла поворота плоскости поляризации нашли полутеневые устройства – поляриметры, в которых установка проводится не на темноту, а на равное освещение двух половин поля зрения. Благодаря физиологическим особенностям глаза, точность такой установки оказывается очень высокой.

Для измерения угла поворота плоскости поляризации света при прохождении через вещество применяются специальные приборы – *поляриметры*. С их помощью можно весьма точно и быстро определять толщину оптически активного вещества и его концентрацию. Поляриметры, используемые для измерения концентрации сахара, называются *сахариметрами*.

2. Экспериментальная часть

Рассмотрим оптическую схему и принцип действия полутеневого сахариметра (рис. 5.9).

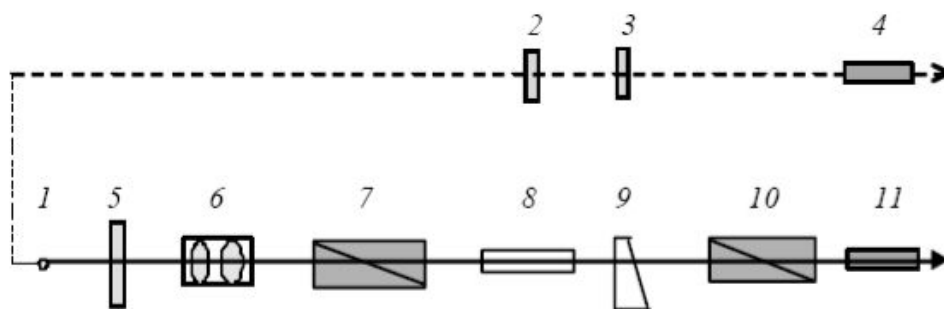


Рис. 5.9. Оптическая схема полутеневого сахариметра

Свет от источника *1* (лампа накаливания) делится на два пучка. Один из них (на рис. 5.9 показан штрих-пунктиром) служит для освещения шкалы *2* и нониуса *3* прибора, которые рассматриваются через окуляр *4*. Второй пучок света проходит через светофильтр *5*, выделяющий красную область спектра. Система линз *6* (конденсор) формирует параллельный пучок света, который поступает на вход поляризатора *7* (призма Николя). Получающийся плоско-поляризованный свет проходит последовательно через кювету с раствором сахара *8*, компенсатор *9* (клин переменной толщины, изготовленный из правовращающего кварца) и попадает на вход анализатора *10* (призма Николя или поляроидная пленка). Визуальное наблюдение осуществляется через окуляр зрительной трубы *11*.

Если главные плоскости пропускания поляризатора и анализатора образуют прямой угол (поляризатор и анализатор скрещены), а оптически активное вещество между ними отсутствует, то свет через такую систему не пройдет, и поле зрения трубы будет темным. В присутствии активного вещества плоскость поляризации повернется на некоторый угол и в соответствии с законом Малюса интенсивность света за анализатором уже не будет равной нулю, при этом поле зрения просветляется.

Чтобы вновь добиться полного затемнения, необходимо повернуть анализатор на угол, равный углу поворота плоскости поляризации света после прохождения через активное вещество. Однако человеческий глаз не может достаточно точно оценить момент наибольшего затемнения. Поэтому на практике применяется так называемый полутеневой метод.

С этой целью в полутеневом сахариметре обычная призма Николя, используемая в качестве анализатора, разрезана вдоль главной плоскости пропускания на две равные части. Полученные грани сошлифованы на клин под небольшим углом $\beta = 2 - 2,5^\circ$, а затем обе половинки вновь склеены. При этом плоскости пропускания Π_1 и Π_2 обеих половинок анализатора образуют между собой малый угол 2β (рис. 5.10), а круглое поле зрения будет разделено пополам вертикальной линией (рис. 5.11).

Если плоскость поляризации PP света, выходящего из поляризатора, перпендикулярна биссектрисе угла между главными плоскостями половинок анализатора Π_1 и Π_2 , то обе половинки поля зрения освещены одинаково

$$I_1 = I_2 = I_0 \sin^2 \beta,$$

где I_1 и I_2 – интенсивности света, пропускаемые соответственно половинками анализатора, т. е. поле зрения уже не будет полностью темным, а полутемным (рис. 5.11 б), I_0 – интенсивность плоскополяризованного света падающего на анализатор.

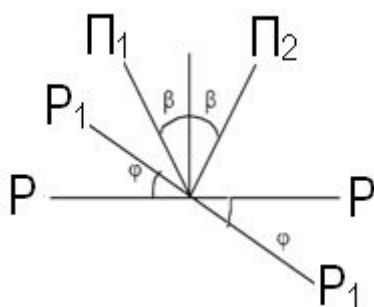


Рис. 5.10. Схема анализатора в сахариметре

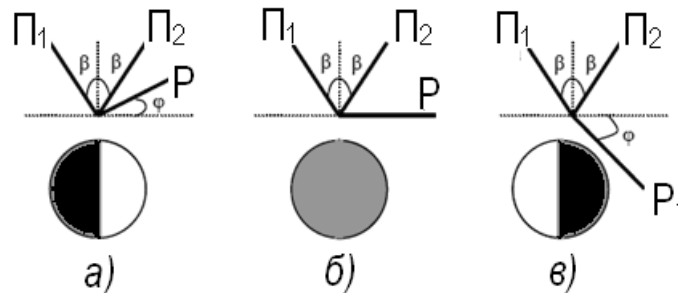


Рис. 5.11. Поле зрения анализатора в сахариметре

Если плоскость PP повернется на угол φ в положение P_1P_1 , то интенсивности света, выходящего из обеих половинок анализатора, станут неодинаковыми

$$I_1 = I_0 \sin^2 (\beta + \varphi), \quad \text{и} \quad I_2 = I_0 \sin^2 (\beta - \varphi).$$

Таким образом, даже небольшой поворот плоскости поляризации света PP после прохождения через активное вещество, приводит к значительному нарушению равенства освещенностей обеих половин поля зрения (рис. 5.11, а, в).

Если после установки прибора на равенство освещенностей двух половин анализатора поместить между поляризатором и

анализатором исследуемое вещество, то обе половины поля зрения будут освещены не одинаково. Для восстановления равенства освещенностей анализатор надо повернуть на угол φ , равный углу поворота плоскости поляризации активным веществом.

В сахариметре анализатор не вращается. Освещенность уравнивают клиновидным кварцевым компенсатором. Кварц является также оптически активным веществом, который вращает плоскость поляризации света, проходящего через него, в противоположном, чем раствор сахара, направлении. Смещая кварцевый клин с помощью микрометрического винта (кремальерная передача) перпендикулярно лучу, т. е. меняя толщину его рабочей части, можно скомпенсировать поворот плоскости поляризации раствором сахара и восстановить равную освещенность полей зрения.

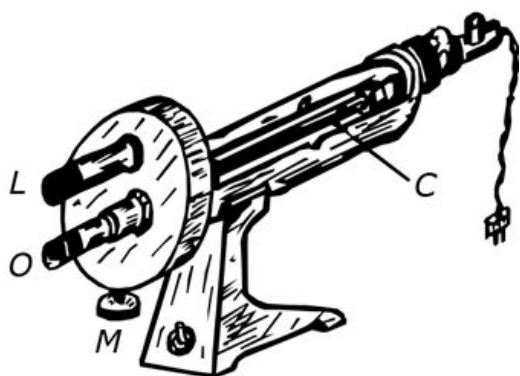


Рис. 5.12. Общий вид сахариметра

В работе используется универсальный сахариметр СУ-4 (рис. 5.12), и входящие в его комплект кюветы с раствором сахара известной и неизвестной концентрации. Длина каждой кюветы равна 2 дм. Поле зрения нижнего окуляра разделено пополам вертикальной линией. Верхний окуляр служит для снятия отсчета угла поворота плоскости поляризации.

Свет от источника проходит сначала через поляризатор и поляризуется. Затем его пропускают через полутеневую пластину, которая разделяет свет на две половины так, что плоскость поляризации обеих половин светового пучка составит одинаковый угол с плоскостью пропускания анализатора, расположенного после пластины. При этом в окуляре видны два поля сравнения одинаковой яркости, разделенные тонкой линией (рис. 5.11, б). Если в кюветное отделение между поляризатором и анализатором поместить трубку с раствором сахара, то раствор повернет плоскость поляризации. Равенство полей сравнения нарушится

(рис. 5.11, а, в). Уравнивая яркость полей сравнения, производят отсчет по нониусу шкалы, которую наблюдают через верхний окуляр.

2.1. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

Задание 1. Определение постоянной вращения

- 1) Включите источник света поляриметра.
- 2) Окуляр установите так, чтобы ясно видеть линию раздела двух половин поля зрения.
- 3) Наблюдая в окуляр, вращайте микрометрический винт, добиваясь чередования яркости двух половин поля зрения. Медленно вращая винт в том и в другом направлении, добейтесь промежуточной одинаковой освещенности обеих половин поля зрения (рис. 5.11, б).
- 4) В верхнем окуляре по шкале с нониусом три раза снимите отсчеты φ_0 (при правильной установке $\varphi_0 \approx 0$).
- 5) Определите среднее значение φ_{0cp} .

$$\varphi_{0cp} = \frac{\varphi_{01} + \varphi_{02} + \varphi_{03}}{3}. \quad (5.6)$$

Этот результат используйте в дальнейших расчетах для уточнения угла вращения плоскости поляризации.

6. Поместите в корпус трубку с раствором сахара известной концентрации (C_1 %). Поворотом винта добейтесь равенства освещенностей обеих половин поля зрения и снимите отсчет φ_1 пять раз. Найдите среднее значение φ_{1cp} и сделайте поправку на смещение нуля.

$$\varphi_{1cp} = \frac{\varphi_{11} + \varphi_{12} + \varphi_{13} + \varphi_{14} + \varphi_{15}}{5}, \quad \varphi_{1экс} = \varphi_{1cp} - \varphi_{0cp}. \quad (5.7)$$

Все результаты занесите в табл. 5.1.

7. Согласно формуле (5.5), $\varphi_{1экс} = [\alpha] \cdot l \cdot C_1$, откуда

$$[\alpha] = \frac{\varphi_{1экс}}{lC_1}, \quad (5.8)$$

где $l=0,2$ м – длина трубки, $C_1=1$ %.

Таблица 5.1

Определение постоянной вращения

№ трубки	№ измерения	φ_1 , град	φ_{1cp} , град	$\varphi_{1экс}$, град	$[\alpha]$, град/(м·%)	$\Delta[\alpha]$, град/(м·%)	ε , %
1							

$$\varphi_{0cp} = \text{---}, \quad l = 0,2 \text{ м}, \quad C_1 = 1 \text{ \%}.$$

8. Определите погрешность в определении постоянной вращения как систематическую погрешность прибора.

Задание 2. Нахождение концентрации сахара в растворе

1. Поместите в корпус вторую трубку с раствором сахара неизвестной концентрации C_2 % и снимите отсчеты φ_{2i} пять раз. В каждом опыте сделайте поправку на смещение нуля прибора

$$\varphi_{2iэкс} = \varphi_{2i} - \varphi_{0cp}. \quad (5.9)$$

Результаты занесите в табл. 5.2.

2. Рассчитайте концентрацию раствора во второй трубке по результатам каждого опыта по формуле

$$C_{2i} = \frac{\varphi_{2iэкс}}{[\alpha] \cdot l}. \quad (5.10)$$

3. Найдите среднее значение концентрации сахара во второй (5.11) и подсчитайте погрешности в определении концентрации по методу прямых измерений (5.12)

$$\langle C_2 \rangle = \frac{\sum_{i=1}^5 C_{2i}}{5}; \quad (5.11)$$

$$\Delta C_{2i} = |\langle C_2 \rangle - C_{2i}|; \quad \Delta C_2 = t_{0,95}(5) \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^5 \Delta C_{2i}^2}{5(5-1)}}; \quad \varepsilon = \frac{\Delta C_2}{\langle C_2 \rangle} \cdot 100 \%, \quad (5.12)$$

где $t_{0,95}(5) = 2,4$ – коэффициент Стьюдента для 5 измерений при доверительной вероятности 0,95.

4. Результат представьте в виде $C_2 = \langle C_2 \rangle \pm \Delta C_2$.

5. Все полученные величины занесите в табл. 5.2.

Таблица 5.2

Нахождение концентрации сахара в растворе
во второй трубке

№ труб- ки	№ из- мер	φ_{2i} , град	$\varphi_{2i_{\text{экс}}}$, град	C_{2i} , %	$\langle C_2 \rangle$, %	ΔC_{2i} , %	ΔC_2 , %	ε %	$C = \langle C_2 \rangle \pm \Delta C_2$ %
2	1								
	2								
	3								
	4								
	5								

6. Поместите в корпус третью трубку с раствором сахара неизвестной концентрации $C_3\%$ и снимите отсчеты φ_{3i} пять раз. В каждом опыте сделайте поправку на смещение нуля прибора $\varphi_{3i_{\text{экс}}} = \varphi_{3i} - \varphi_{0_{\text{ср}}}$.

7. Проведите расчеты, аналогичные п. 2–5 для нахождения концентрации сахара в третьей трубке. Для этого примените формулы (5.10), (5.11), (5.12). Результат представьте в виде $C_3 = \langle C_3 \rangle \pm \Delta C_3$.

6. Все полученные величины занесите в табл. 5.3.

Таблица 5.3

Нахождение концентрации сахара в растворе третьей трубки

№ трубки	№ измер	φ_{3i} , град	$\varphi_{3i_{\text{экс}}}$, град	C_{3i} , %	$\langle C_3 \rangle$, %	ΔC_{3i} , %	ΔC_3 , %	ε %	$C = \langle C_3 \rangle \pm \Delta C_3$ %
3	1								
	2								
	3								
	4								
	5								

3. Контрольные вопросы

1. Вращение плоскости поляризации.
2. Устройство и принцип действия полутеневого поляриметра.
3. Двойное лучепреломление в кристаллах.
4. Призма Николя и ее назначение.
5. Вывод расчетной формулы для концентрации сахарного раствора.

6. ПРОВЕРКА ЗАКОНА МАЛЮСА

Цель работы: Изучение явления поляризации света, экспериментальная проверка закона Малюса, применение графического метода обработки результатов измерений.

1. Теоретическая введение

1.1. Виды поляризации

Согласно электромагнитной теории Максвелла, свет представляет собой электромагнитные волны, длина волны которого находится в интервале $\lambda = (0,36 - 0,76) \cdot 10^{-6} \text{ м}$. Из уравнения Максвелла следует, что электромагнитные волны поперечны, т. е. в электромагнитной волне векторы напряженности электрического поля $\vec{E}$, напряженности магнитного поля $\vec{H}$, скорости распространения $\vec{V}$ всегда взаимно перпендикулярны (рис. 6.1, а).

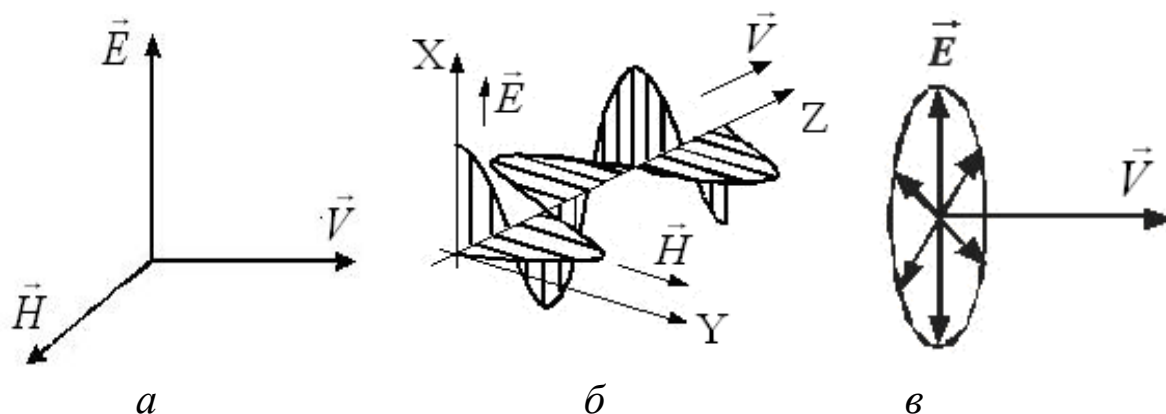


Рис. 6.1. Поперечность электромагнитной волны

Ориентация этих векторов такова, что из конца вектора $\vec{V}$ вращение от $\vec{E}$ к $\vec{H}$ по кратчайшему расстоянию происходит против часовой стрелки. Взаимно перпендикулярные векторы $\vec{E}$ и $\vec{H}$ колеблются в одинаковой фазе и связаны соотношением $\sqrt{\mu\mu_0} H = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} E$.

Плоская монохроматическая волна является простейшим видом электромагнитных волн, в этом случае колебания векторов $\vec{E}$ и $\vec{H}$ происходят по гармоническому закону. Например, если

волна распространяется вдоль оси Z , то $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kz)$, $\vec{H} = \vec{H}_0 \cos(\omega t - kz)$.

Здесь $k=2\pi/\lambda$ – волновое число; λ – длина волны; ω – циклическая частота.

В однородном изотропном диэлектрике диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости не зависят от координат и направления скорости волны, а показатель преломления вещества не зависит от угла падения лучей и равен n . Фазовая скорость распространения электромагнитных волн зависит от магнитных и электрических свойств среды $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$, где $\sqrt{\epsilon\mu} = n$ – абсолютный показатель преломления среды.

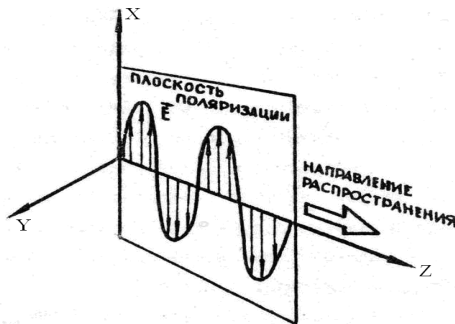


Рис. 6.2. Плоскость поляризации

Если колебания электрического (и соответственно магнитного) вектора в электромагнитной волне происходит в одной и той же плоскости, проведенной через вектор скорости распространения волны, то такая волна называется линейнополяризованной (плоскополяризованной) (рис. 6.1, б).

Плоскость, в которой колеблется вектор $\vec{A}$, называется плоскостью поляризации (плоскостью колебания светового вектора) (рис. 6.2).

Наряду с линейной поляризацией возможны другие виды упорядочения колебаний в световой волне: эллиптическая и круговая (циркулярная) поляризация. В этих случаях конец вектора $\vec{A}$ (а также $\vec{I}$) описывает, соответственно, эллипс или окружность в плоскости, перпендикулярной лучу. Различают правую и левую поляризации. Правой поляризации соответствует движение конца вектора $\vec{A}$ по часовой стрелке, если смотреть навстречу лучу, левой поляризации – движение против часовой стрелки. В отличие от линейной поляризации, при эллиптической поляризации компоненты E_x и E_y не равны нулю, и между ними существует постоянная разность фаз $\phi \neq m\pi$, $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$

При круговой поляризации компоненты E_x и E_y имеют одинаковые амплитуды. Если разность фаз $\varphi = m\pi$, то эллипс вырождается в прямую, т. е. возникает линейная поляризация.

Естественный свет является результатом испускания атомами или молекулами электромагнитных волн. За время пребывания в возбужденном состоянии ($\tau \approx 10^{-8} \text{ с}$) атом испускает некоторый цуг волн, содержащий приблизительно 10^7 длин волн. Каждый цуг линейно поляризован. Но так как источник содержит громадное множество атомов – излучателей, то совокупное действие всех этих атомов приводит к тому, что в естественном свете нельзя выделить определенной плоскости колебаний вектора $\vec{A}$ (соответственно $\vec{I}$). Естественный свет поэтому является неполяризованным. Колебания вектора $\vec{A}$ в нем происходят во всевозможных плоскостях (рис. 6.1, в).

1.2. Закон Малюса

Всякий прибор, служащий для получения поляризованного света, называется поляризатором. Тот же прибор, применяемый для исследования поляризованного света, называется анализатором.

Для выделения линейно поляризованного света на практике используют поляроиды. *Поляроид* – пленка, в которую вкраплены ультрамикрорекристаллики дихроичного вещества. Часто поляроидом служит, например, целлулоидная или желатиновая пленка, в которую вкраплен ультрамикрорекристаллик герпатита – соединение йода с хинином. Пленка действует как один кристалл и помещается между двумя тонкими пластинками стекла. Кристаллы герпатита обладают двумя уникальными свойствами: 1) *двойного лучепреломления* и 2) *дихроизма*. Двойное лучепреломление означает: естественный луч, проходя через кристаллик герпатита, раздваивается на обыкновенный и необыкновенный лучи, поляризованные в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях. Дихроизм проявляется в том, что поглощаются световые колебания, электрический вектор которых перпендикулярен к оптической оси. В результате при толщине кристаллика герпатита 0,1–0,3 мм по ходу луча все обыкновенные лучи видимой части спектра полностью поглощаются и из

кристаллика выходит необыкновенный линейно поляризованный луч.

Направим естественный свет интенсивности $I_{ест}$ на два поляризатора, расположенных последовательно (рис. 6.3), причем их оптические оси образуют угол φ . Первый поляризатор Π_1 пропустит только те колебания вектора $\vec{A}$, которые будут параллельны его оптической оси OO' , т. е. превратит естественный свет в плоскополяризованный, причем интенсивность плоскополяризованного света I_0 составляет половину естественного света $I_{ест}$

$$I_0 = \frac{1}{2} I_{ест} . \quad (6.1)$$

Второй поляризатор Π_2 пропустит колебания вектора $\vec{A}$, параллельные его оптической оси OO' , и интенсивность света, прошедшего через второй поляризатор Π_2

$$I = I_0 \cos^2 \varphi . \quad (6.2)$$

Таким образом, интенсивность света, прошедшего через два поляризатора:

$$I = \frac{1}{2} I_{ест} \cos^2 \varphi . \quad (6.3)$$

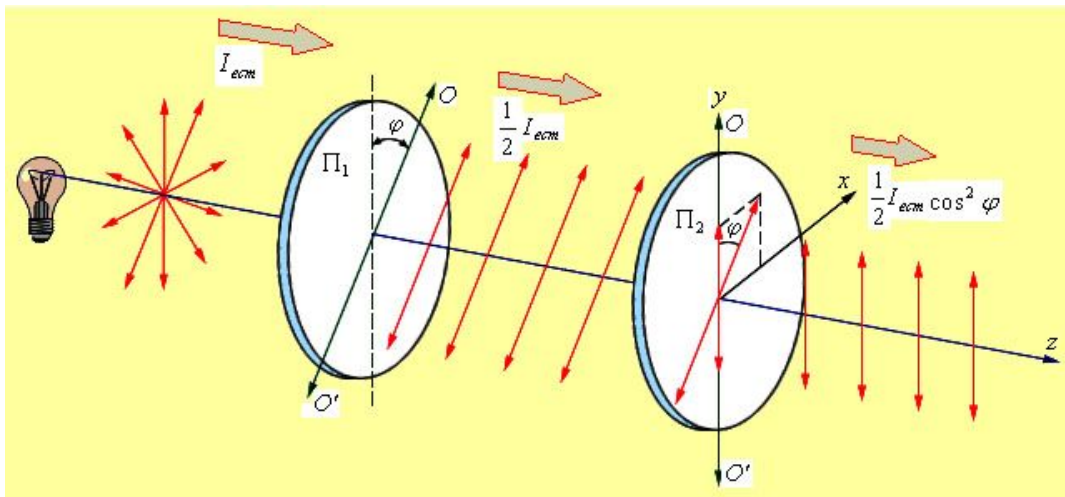


Рис. 6.3. Демонстрация закона Малюса

Второй поляризатор обычно называют анализатором. На рис. 6.4 схематически изображены два случая прохождения лучей естественного света через поляризатор Π и анализатор A . Векторы $\vec{A}$ волны условно изображены стрелками, перпендикулярными лучу, $\vec{V}$ – направление распространения луча.

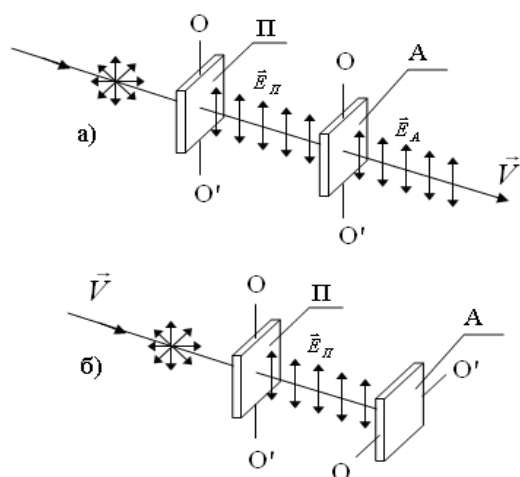


Рис. 6.4. Схема прохождения естественного света через поляризатор и анализатор

В случае (а) оптические оси OO' поляризатора и анализатора параллельны, $\varphi=0$, $\cos 0^\circ = 1$, $I = I_0 = \frac{1}{2} I_{ест}$. Поэтому после анализатора выходит линейно поляризованный свет максимальной интенсивности. В случае (б) анализатор и поляризатор "скрещены", т. е. $\varphi=90^\circ$, $\cos 90^\circ = 0$, $I = 0$. Из поляризатора выходит линейно поляризованный свет с направлением вектора $\vec{E}_\Pi \perp OO'$, перпендикулярным направлению пропускания анализатора, поэтому свет не выходит из анализатора.

2. Экспериментальная часть

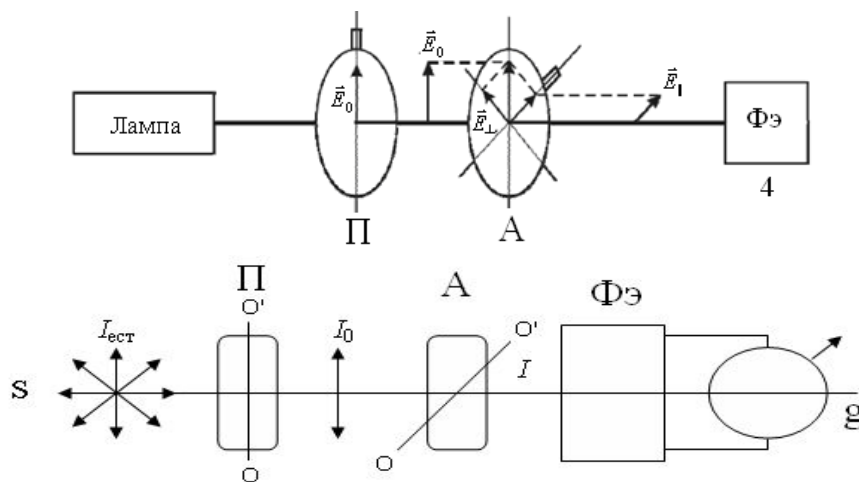


Рис. 6.5. Схема эксперимента

Принципиальная схема установки представлена на рис. 6.5, где S – источник света (лампа накаливания); П – поляризатор, А – анализатор; ФЭ – фотоэлемент; г – гальванометр, регистрирующий фототок i . Гальванометр регистрирует фототок, величина которого пропорциональна падающему на фотоэлемент световому

потоку и, следовательно, интенсивности I пропущенного анализатором света $i=kI_i$. Максимальный отброс стрелки гальванометра соответствует максимальной интенсивности $i_m=kI_0$. Согласно закону Малюса, это возможно при параллельных николях, т. е. $\alpha=0$. Для любых других положений николей

выполняется отношение $\frac{i}{i_m} = \frac{I_i}{I_0}$.

Из закона Малюса следует, что $\frac{I_i}{I_0} = \cos^2 \alpha$. Можно теоретически рассчитать зависимость $\frac{I}{I_0} = f_T(\cos^2 \alpha)$, построить ее график и сравнить с графиком экспериментальной зависимости $\frac{I}{I_0} = f_3(\cos^2 \alpha)$. Совпадение графиков подтверждает справедливость закона Малюса.

2.1. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

1. Установите приборы части установки на оптической скамье, как это указано на рис. 6.5.
2. Включите источник света S , отрегулируйте по высоте все части установки так, чтобы световой пучок проходил все приборы и попадал на фотоэлемент.
3. Выключите осветитель S . Замкните цепь фотоэлемента и запишите показания миллиамперметра i_0 . Наличие слабого фототока i_0 обусловлено воздействием на фотоэлемент посторонних источников света в комнате.
4. Лимб анализатора установите на нулевое деление, включите источник света S . Плавное вращение поляризатора, добейтесь наибольшего отклонения стрелки микроамперметра i_m . При этом, очевидно, плоскости поляризации поляризатора и анализатора параллельны друг другу, т. е. угол α между ними равен нулю.
5. Не изменяя больше положения поляризатора, вращайте анализатор в пределах от 0 до 360° , записывая через каждые 15°

углы α и соответствующие значения силы фототока i в столбец 2 табл. 6.1.

6. Повторите п. 5 еще 2 раза, записав значения силы фототока i в столбцы 2 и 3 табл. 6.1.

Таблица 6.1

Проверка закона Малюса

α , град	i_1 , mA	i_2 , mA	i_3 , mA	$\langle i \rangle$, mA	$\frac{I}{I_0} = \frac{\langle i \rangle - \langle i_0 \rangle}{\langle i_m \rangle - \langle i_0 \rangle}$	$\cos \alpha$	$\cos^2 \alpha$
0							
15							
30							
...							
345							

7. Найдите средние значения силы тока $\langle i \rangle$ по трем измерениям для каждого угла α .

8. Определите для каждого угла отношения $\frac{I}{I_0} = \frac{\langle i \rangle - \langle i_0 \rangle}{\langle i_m \rangle - \langle i_0 \rangle}$, где i_m – показания гальванометра при 0° .

На рис. 6.6 изображена эта зависимость. Для проверки закона Малюса необходимо на график рис. 6.6 нанести экспериментальные значения величин

9. Постройте график экспериментальной зависимости $\frac{I}{I_0} = f_{\text{э}}(\cos^2 \alpha)$.

10. Постройте график теоретической зависимости $\frac{I}{I_0} = f_{\text{т}}(\cos^2 \alpha)$.

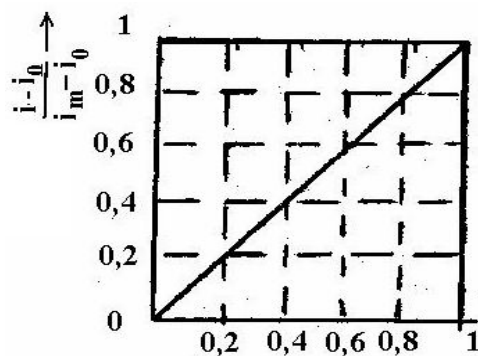


Рис. 6.6. Теоретическая зависимость $\frac{I}{I_0} = \frac{\langle i \rangle - \langle i_0 \rangle}{\langle i_m \rangle - \langle i_0 \rangle}$

11. Сравните результаты эксперимента с теорией и сделайте выводы о выполнении закона Малюса.

О справедливости закона Малюса можно судить по тому, насколько хорошо лягут экспериментальные точки на теоретическую зависимость (6.6).

3. Контрольные вопросы

1. Какой свет называется плоскополяризованным?
2. Какие Вы знаете способы получения поляризованного света? На каких физических явлениях они основаны?
4. Будет ли свет, отраженный от матовой поверхности (например, белой бумаги), поляризованным?
5. Выведите закон Малюса.

7. ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: Изучение спектров излучения. Ознакомление с принципом работы монохроматора, градуировка и определение длин волн спектральных линий.

1. Теоретическое введение

Известно, что тело, нагретое выше температуры абсолютного нуля, излучает в пространство электромагнитные волны. Это излучение, обусловленное возбуждением атомов и молекул тела вследствие их теплового движения, называется тепловым (температурным) излучением.

Совокупность длин волн, соответствующих данному излучению, называется спектром испускания. Спектры имеют три характерных вида:

1) Если свет от раскаленного твердого или жидкого тела пропустить через призму, то на экране за призмой получим непрерывную цветную полоску, называемую *сплошным или непрерывным спектром*. Такой спектр получается, например, от вольфрамовой раскаленной нити лампы накаливания.

2) Свет, испускаемый раскаленными парами и газами, дает после прохождения через призму *линейчатый спектр*, состоящий из отдельных ярких линий, разделенных темными промежутками. Линейчатые спектры испускания возникают в тех случаях, когда источником излучения служат атомы тех или иных химических элементов, находящихся в газообразном состоянии. Например, спектры неона, водорода, гелия. Все металлы в газообразном состоянии также дают линейчатый спектр.

3) Если источником излучения служат не атомы или ионы, а молекулы вещества, то получается, так называемый *полосатый спектр*, например спектр метана. Этот спектр состоит из полос, резких с одного края и размытых, с другого. При применении приборов высокой разрешающей силы обнаруживается, что полосы состоят из большего числа тесно расположенных линий.

Объяснение природы спектра дает квантовая теория. По этой теории атом состоит из положительно заряженного ядра и

электрона, вращающегося вокруг ядра по определенным орбитам различных радиусов.

Модель атома принципиально строится на *постулатах Нильса Бора*, из которых следует квантовый характер поглощения и излучения света:

1) *Первый постулат Бора*. Существуют некоторые состояния атома, находясь в которых он не излучает и не поглощает энергии.

Электрон в стационарном состоянии атома движется по таким круговым орбитам, на которых момент импульса электрона кратен постоянной Планка, т. е. удовлетворяет условию

$$mvr = n\hbar, \quad (7.1)$$

где m – масса электрона; v – скорость электрона, r – радиус орбиты электрона, $\hbar = \frac{h}{2\pi} \approx 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ – постоянная Планка, $n=1,2,3,\dots$ – целое число, определяющее номер энергетического уровня атома водорода, называемое главным квантовым числом.

Для электрона не все орбиты являются устойчивыми. Переход электрона с внутренних орбит на внешние, приводит к возбуждению атома, что может произойти только тогда, когда атом получает энергию извне. Возбужденное состояние атома является малоустойчивым, и через некоторое время электрон возвращается на прежнюю орбиту, что приводит к уменьшению энергии атома.

2) *Второй постулат Бора*. При переходе атома с одного стационарного состояния в другое излучается или поглощается квант энергии $h\nu$, равный разности энергий стационарных состояний, частота которого определяется из условия

$$h\nu = E_1 - E_2, \quad (7.2)$$

где E_1, E_2 – энергия атома до и после перехода с одного стационарного состояния в другое, причем $E_1 > E_2$.

Постулаты Бора имеют чрезвычайно общий характер и применимы к любому атому или атомной системе. Их правильность многократно подтверждена экспериментально. Таким образом, теория Бора хорошо описывает физический механизм поглощения и излучения света.

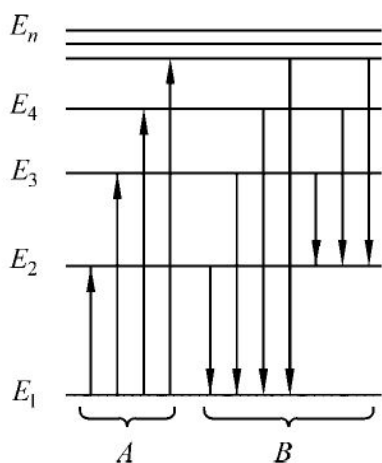


Рис. 7.1. Энергетические уровни атома и переходы между уровнями, сопровождаемые поглощением или излучением квантов света

Каждое стационарное состояние атома характеризуется определенной энергией E_n ($n=1,2,3,\dots,\infty$). Поэтому принято говорить об энергетических уровнях данного атома и наглядно представлять их в виде схемы уровней энергии (рис. 7.1).

На рис. 7.1 по оси ординат откладываются дискретные значения энергии E_n стационарных состояний, а ось абсцисс не имеет никакой координаты. Горизонтальные прямые фиксированных значений E_n обозначают скачкообразные переходы электрона в атоме из одного стационарного состояния в другое.

Стрелками вверх показано поглощение света. Стрелки вниз означают испускание кванта света с соответствующим уменьшением энергии атома. Частоты излучения и поглощения могут быть легко рассчитаны по формуле (7.2). Спектральные переходы возможны строго между определенными уровнями энергии. Никаких промежуточных переходов в атоме быть не может. Следовательно, не может быть и квантов света с промежуточными значениями энергии, а значит, и частоты ν .

В современной квантовой механике строго доказано, что атомы каждого химического элемента имеют присущий только им набор возможных стационарных энергетических состояний. Переходы между этими состояниями и образуют спектр частот излучения (или поглощения), характерный только для данного элемента. Именно поэтому оказывается возможным отождествление химического элемента по его спектру испускания или поглощения. В соответствии с этим каждый химический элемент в состоянии раскаленного пара дает свой собственный, ему одному лишь присущий, линейчатый спектр. На этом свойстве линейчатых спектров элементов основывается метод определения химического состава вещества по спектру испускания (или спектру поглощения), называемый *спектральным анализом*.

Число спектральных линий одинаковых атомов может быть очень велико. Например, только в видимой и ультрафиолетовой области спектр железа содержит около 60 тысяч линий. У других многоэлектронных атомов число линий того же порядка. Следовательно, не исключено случайное совпадение некоторых частот в спектре различных атомов, что называется в спектроскопии «наложением» линий. Поэтому качественный спектральный анализ следует проводить по нескольким наиболее интенсивным линиям в исследуемом спектре. Совпадение измеренных длин волн этих линий с табличными данными надежно показывает присутствие элемента в источнике излучения.

За последние десятилетия получил развитие количественный спектральный анализ, основанный на том, что от концентрации исследуемого элемента в данном веществе зависит интенсивность спектральных линий. Сравнивая ее с интенсивностью спектральных линий эталонной таблицы, можно вычислить количественное содержание элемента в данном веществе.

Началом систематического изучения спектров излучения вещества следует считать работы И. Ньютона по преломлению света в призмах. Он первым сформулировал идею о том, что белый свет является составным, и при прохождении через призму представляет собой смесь лучей различного цвета и различной преломляемости.

Для изучения спектров излучения вещества необходимо дать понятие дисперсии света. *Дисперсией света* называются явления, обусловленные зависимостью показателя преломления вещества от длины световой волны. Свет различных длин волн (разного цвета) преломляется неодинаково на границе двух прозрачных сред. Наиболее отчетливо дисперсия света проявляется при прохождении света через призму.

Если пропустить монохроматический пучок света через призму, то, проходя через грани призмы, лучи света испытывают преломление, вследствие чего лучи по выходе из призмы оказываются отклоненными на некоторые углы.

На рис. 7.2 показан ход лучей света двух разных длин волн λ_1 и λ_2 , соответственно с показателями преломления n_1 и n_2 , падающих на призму под одним и тем же углом. Поэтому

параллельно падающие лучи света с одинаковой длиной волны λ_1 одинаково преломляются на гранях призмы и выходят из нее снова параллельным пучком под некоторым углом φ_1 к первоначальному направлению.

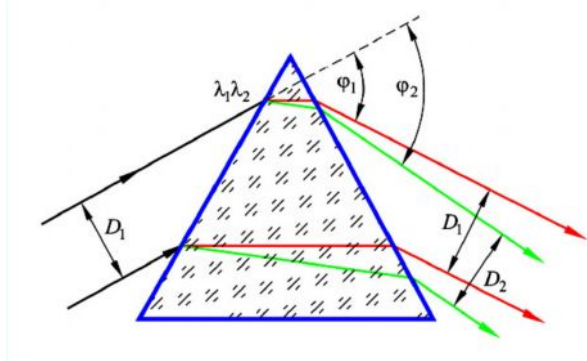


Рис. 7.2. Ход лучей света двух разных длин волн λ_1 и λ_2 через призму

Лучи другой длины волны λ_2 также выйдут из призмы параллельным пучком, но в другом направлении, под углом φ_2 , т. к. $n_1(\lambda_1) \neq n_2(\lambda_2)$. Таким образом, призма осуществляет пространственное разделение световых пучков различных длин волн.

Для каждого конкретного вещества коэффициент преломления n является некоторой функцией от длины волны. Эта функция приближенно может быть представлена в следующем виде:

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4} + \dots, \quad (7.3)$$

где $a, b, c, \dots$ — константы, для каждого конкретного вещества определяются экспериментально.

Данная зависимость выполняется в области нормальной дисперсии света. Если коэффициент преломления n растет с уменьшением длины световой волны, то такая дисперсия света называется нормальной (рис. 7.3), и, наоборот, если с увеличением длины световой волны растет коэффициент преломления, то такая дисперсия называется аномальной.

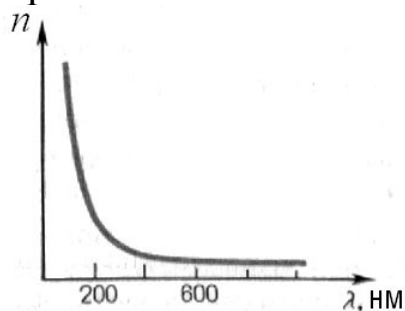


Рис. 7.3. Зависимость показателя преломления от длины волны

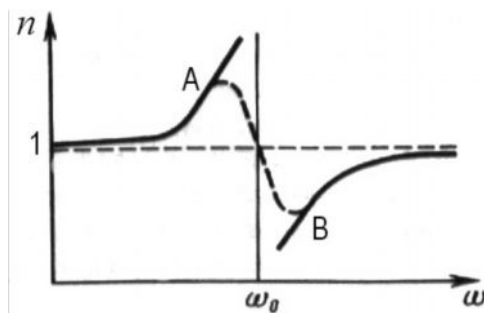


Рис. 7.4. Зависимость показателя преломления от частоты

Обычно аномальную дисперсию наблюдают в области поглощения и вблизи нее, когда вещество поглощает часть лучей.

График зависимости показателя преломления n от частоты ω представлен на рис. 7.4, на котором область AB – область аномальной дисперсии (n убывает при возрастании ω), остальные участки зависимости n от частоты ω описывают нормальную дисперсию (n возрастает с возрастанием ω).

Для всех бесцветных прозрачных веществ дисперсия определяется величиной $D = \frac{dn}{d\lambda}$ – отношением, показывающим быстроту изменения коэффициента преломления по отношению к изменению длины волны (или частоты) по модулю, увеличивающейся в области нормальной дисперсии света.

2. Экспериментальная часть

Для качественного исследования видимой части спектра применяются различного вида спектрометры, причем наблюдения спектров проводятся визуально. Спектральный прибор состоит из трех основных частей: осветительной, диспергирующей и приемно-регистрирующей. Оптическая схема спектрального прибора – спектрографа дана на рис. 7.5. Осветительная часть включает источник излучения и фокусирующую оптику, при помощи которой освещается узкая входная щель прибора. Спектральная часть состоит из входной щели, диспергирующей (призмы) и фокусирующей систем.

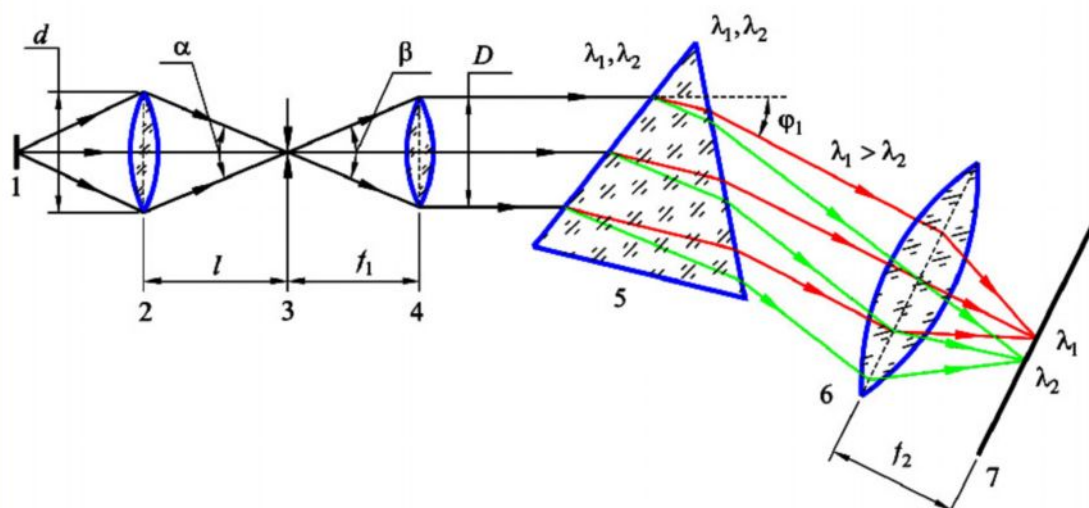


Рис. 7.5. Оптическая схема призмного спектрографа

- 1 – источник света – исследуемое вещество (лампа); 2 – конденсорная линза; 3 – узкая входная щель; 4 – коллимирующий объектив;
5 – призма – диспергирующий элемент; 6 – фокусирующий объектив;
7 – фокальная плоскость – плоскость формирования спектра излучения

Входная щель 3 на рис. 7.5 является вторичным источником монохроматического света или «предметом» по отношению ко всей последующей оптической части прибора. Изображение щели, разложенное призмой по длинам волн и сфокусированное на выходе прибора, представляет собой наблюдаемый спектр источника излучения. В принципе спектральный прибор можно построить и без входной щели, используя в качестве предмета непосредственно источник излучения. Но все реальные источники имеют значительные размеры, и после разложения в спектр их монохроматические изображения частично накладываются друг на друга, и их невозможно будет различать. Чтобы избежать этого, на пути лучей ставится узкая щель, и ее монохроматические изображения получаются в виде резких линий. Именно форме изображения щели в свете той или иной длины волны обязано появление термина «спектральная линия».

Однако уменьшать ширину щели разумно лишь до определенного предела, обусловленного дифракцией, ниже которого дальнейшее ее сужение уже приводит не к уменьшению ширины спектральных линий, а, наоборот, к увеличению. Этот предел называется нормальной шириной щели и равен

$$S_H = f_1 \lambda / D, \quad (7.4)$$

где D – диаметр пучка света, падающего на призму, а затем на фокусирующий объектив, f_1 – фокусное расстояние объектива.

При любой ширине щели $S \geq S_H$ дифракционными явлениями на ней можно пренебречь и рассматривать ход лучей в приборе по законам геометрической оптики.

Часть прибора, включающая щель 3 и первый по ходу лучей объектив 4 (рис. 7.5), называется коллиматором. Его назначение – создать параллельные пучки лучей. Поэтому щель всегда ставится в фокусе объектива, а сам объектив должен быть ахроматическим, т. е. его фокусное расстояние не должно зависеть от длины волны.

Для получения максимальной интенсивности спектра объектив коллиматора должен быть полностью заполнен светом. Это достигается специальным выбором условий освещения щели.

Источник света с большой равномерной излучающей поверхностью можно расположить непосредственно перед щелью. Если угловая ширина источника α не меньше углового размера

коллимирующего объектива β , то коллиматор заполнен светом. При этом никакая осветительная система не может увеличить световой поток, приходящий в прибор. Из условия $\alpha = \beta$ (рис. 7.5) следует, что источник диаметром d должен располагаться от щели 2 на расстоянии

$$l = f_1 d / D. \quad (7.5)$$

Если источник света мал или по техническим причинам его нельзя расположить близко к щели, чтобы выполнялось условие (7.5), пользуются линзовыми осветительными системами, формирующими изображение источника на входной щели спектрального прибора, как показано на рис. 7.5. В этом случае в условии (7.5) d – диаметр апертуры конденсорной линзы, l – расстояние от линзы до входной щели.

В работе используется спектроскоп – универсальный монохроматор УМ-2. Фокусное расстояние объектива $f_1 = 280$ мм, а диаметр его $D = 47$ мм. Поэтому относительное отверстие D/f_1 равно 1:6, т. е. это прибор средней светосилы.

Рассмотрим ход лучей в призмённом спектральном приборе (рис. 7.5). Свет от источника 1 проходит через входную щель 3, установленную в фокусе ахроматического объектива коллиматора 4 и далее параллельным пучком падает на диспергирующий элемент – призму 5. Пусть источник 1 излучает свет только двух длин волн λ_1 и λ_2 . Выйдя из коллиматора, параллельный пучок света падает на призму 5 под одним и тем же углом. Призма 5 осуществляет пространственное разделение световых пучков различных длин волн точно таким же образом, как и на рис. 7.2. Объектив 6 собирает параллельные пучки света, выходящие из призмы, в своей фокальной плоскости 7. Так как лучи различных длин волн имеют после призмы различные направления, то в фокальной плоскости объектива получается ряд параллельных, различно окрашенных изображений щели, образующих систему спектральных линий – спектр излучения источника. За фокальной плоскостью объектива ставят окуляр в зрительную трубу для визуального наблюдения спектра. В поле зрения окуляра оказывается несколько линий (рис. 7.6).

Поворот призмы осуществляется с помощью вращения барабана с отсчетами длин волн. Это позволяет вывести на

оптическую ось прибора параллельный пучок лучей определенной длины.

Для индикации луча, идущего вдоль оптической оси прибора, в фокальной плоскости объектива устанавливается игла, силуэт которой виден через окуляр вместе с изображениями спектральных линий (рис. 7.6). Та из линий, которая совпадает с острием иглы, выведена на оптическую ось прибора. Ее положение фиксируется на барабане длин волн против риски указателя делений.



Рис. 7.6. Вид поля зрения окуляра с набором спектральных линий и иглой-указателем

Внешний вид монохроматора УМ-2 показан на рис. 7.7. Вращением по часовой стрелке барабанчика установки ширины входной щели 1 ее можно регулировать. Сотые доли миллиметра указаны на верхнем торце барабанчика вертикальными штрихами. При установке щели нужное деление совмещают с вертикальной чертой на основании барабанчика. Пять горизонтальных черточек на основании соответствует первоначальному раскрытию щели на 0–1–2–3–4 мм. Один полный оборот барабанчика соответствуют разрыву щели на 1 мм.

Маховичок 2 фокусировки объектива коллиматора установлен при регулировке прибора и его может вращать только преподаватель или лаборант. Если наблюдаемый спектр окажется размытым, следует, прежде всего, добиться максимальной (по индивидуальному глазу) резкости спектральных линий вращением окуляра 8. Призма 5 установлена на столике 4, поворот которого осуществляется вращением барабана длин волн 6 с указателем делений 7. Подводя барабаном длин волн каждую линию спектра на острие иглы окуляра, мы фиксируем длину волны. Окуляр прибора 8 имеет накатанное кольцо, вращением которого можно добиться резкого изображения спектра и иглы-указателя в поле зрения окуляра.

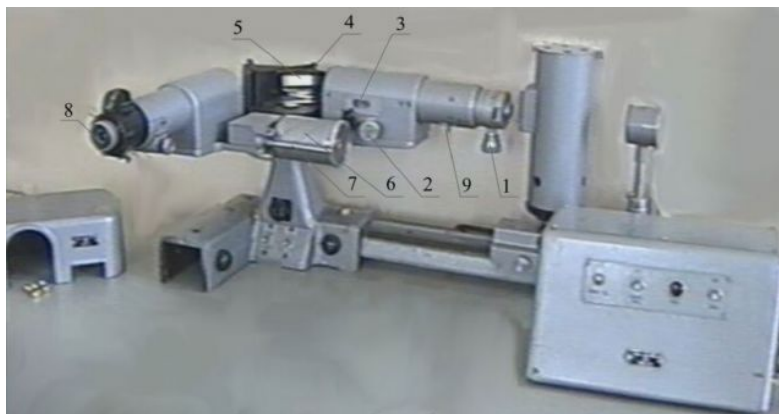


Рис. 7.7. Внешний вид монохроматора УМ-2:

1 – барабан установки ширины входной щели; 2 – маховичок фокусировки объектива коллиматора; 3 – шкала фокусировки объектива коллиматора; 4 – поворотный столик; 5 – призма; 6) барабан поворота столика с отсчетными делениями длин волн; 7 – указатель делений; 8 – окуляр; 9 – затвор коллиматора

Внимание. В данной работе поворотный столик с призмой находится внутри корпуса спектроскопа.

2.1. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

Задание 1. Градуировка монохроматора УМ-2

1) Установите на рельсе вблизи входной щели УМ-2 неоновую лампу источник с известным спектром, который состоит из отдельных довольно ярких линий, и подключите ее к блоку питания. Лампа должна работать только в то время, когда проводится наблюдение.

2) Спектральную лампу присоедините к клеммам вторичной обмотки индукционной катушки (катушка включается в розетку постоянного тока).

3) Установите входную щель 0,10 мм и откройте затвор коллиматора 9 (рис. 7.7).

4) Наблюдая через окуляр за спектром, выведите в поле зрения спектр неоновой лампы (см. рис. 7.6). Если изображение иглы указателя размыто, необходимо вращением кольца окуляра добиться его максимальной резкости. На отъюстированном приборе линии спектра при этом также будут резкими. Если же

линии размыты, то с помощью преподавателя или лаборанта необходимо маховичком 2 (рис. 7.7) сфокусировать спектр.

5) После окончания юстировки прибора необходимо вращением барабана длин волн в одну сторону последовательно устанавливая точно против иглы-указателя все линии спектра неона, записывая каждый раз длины волн и соответствующие им деления барабана в табл. 7.1.

6) По данным этой таблицы постройте градуировочный график зависимости длины волны λ (нм) от соответствующих значений делений барабана n , откладывая по оси абсцисс деления шкалы барабана, а по оси ординат – значение длин волн. Масштаб длин волн по оси ординат выберите не менее 0,1 нм в 1 см.

Таблица 7.1

Градуировка монохроматора

№	Положение и окраска линий	Длина волн, нм	Положение линий по шкале, дел.
1	Ярко-красная	640,2	
2	Краснооранжевая, левая из двух близких линий	614,3	
3	Оранжевая, первая заметная влево от четвертой	594,5	
4	Желтая	585,2	
5	Зеленая, первая заметная вправо от четвертой	540,0	
6	Зеленая, левая из двух одинаковых линий	533,0	
7	Зеленая, правая из двух одинаковых линий	503,1	
8	Синезеленая одинокая	484,9	

Задание 2. Определение длин волн в линии спектров водорода, гелия, ртути

1) Установите в штативе трубку с водородом.

2) Вращением барабана длин волн последовательно совмещайте все линии исследуемого спектра с иглой-указателем, записывая каждый раз деление барабана и цвет наблюдаемой линии. Цвет и положение линии запишите в табл. 7.2.

3) По полученным данным и градуировочному графику зависимости длины волны λ (в нм) от соответствующих значений делений барабана n , полученным из задания 1, определите длины волн линий.

4) Результаты измерений занесите в третью графу табл. 7.2.

5) Подобные измерения произведите со всеми последующими трубками.

Внимание! В случае применения ртутной лампы, ее подключают к блоку питания. Для этого включают блок питания в сеть 220 В, тумблер блока «сеть» переводят в положение «Вкл» и нажимают кнопку «Пуск». Лампа иногда загорается и без нажатия кнопки. Для достижения максимальной яркости ртутной лампы потребуется некоторое время (3–5 мин).

Таблица 7.2

Определение длин волн в линии спектров
водорода, гелия, ртути

№ п/п	Цвет спектральной линии	Положение ее по шкале (деления)	Длина волны
1			
2			
...			

3. Контрольные вопросы

1. Дисперсия света. Нормальная и аномальная дисперсии света.
2. Типы спектров. Природа спектров.
3. Постулаты Бора, схема уровней энергии атома. Переходы с излучением и поглощением.
4. Расскажите о спектральном анализе.
5. Оптическая схема спектрального прибора и назначение отдельных узлов.

8. ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МОНОХРОМАТОРА

Цель работы: Ознакомление с принципом работы монохроматора, градуировка и определение его дисперсии и разрешающей способности.

1. Теоретическое введение

Существуют различные способы монохроматизации света, т. е. выделения из спектра излучения источника электромагнитных волн в интервале длин волн.

Монохроматическим светом называют свет с независимой от времени амплитудой, частотой и начальной фазой. Методы получения монохроматического света основаны на явлениях взаимодействия света с веществом (селективное поглощение, дисперсия) либо на свойствах распространения света в оптически неоднородных средах (интерференция, дифракция). В данной работе получение монохроматического света основано на дисперсии света, т. е. зависимости показателя преломления среды от длины волны.

На границе двух сред с различными показателями преломления волны разных длин преломляются по-разному. Если суметь выделить волны определенного направления, будет осуществлена монохроматизация. Этот принцип лежит в основе работы спектрального прибора – призмленного монохроматора, пространственно разделяющего лучи разных длин волн. Наиболее отчетливо дисперсия света проявляется при прохождении света через призму. Призма в монохроматоре предназначена для пространственного разделения лучей разных длин волн.

Если пропустить монохроматический пучок света через призму (рис. 8.1), то проходя через грани призмы, лучи света испытывают преломление, вследствие чего луч по выходе из призмы оказывается отклоненным на некоторый угол φ

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 = \alpha_1 - \beta_1 - \alpha_2 + \beta_2 = \alpha + \beta_2 - A. \quad (8.1)$$

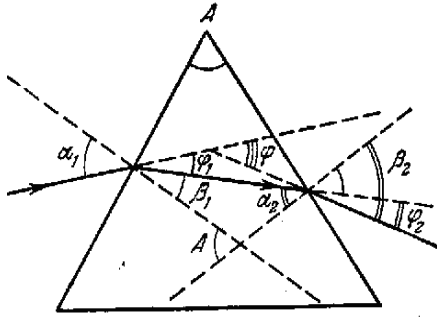


Рис. 8.1. Ход лучей в призме

Угол отклонения φ зависит от угла падения луча на грань призмы α_1 , преломляющего угла A призмы и коэффициента преломления n . Наименьшее значение φ получается тогда, когда луч света внутри призмы проходит перпендикулярно биссектрисе преломляющего угла призмы A . В этом случае $\alpha_1 = \beta_2$. При малом преломляющем угле призмы и малом угле падения α_1 выражение для угла отклонения упрощается.

В этом случае

$$\frac{\alpha_1}{\beta_1} = n, \quad \frac{\alpha_2}{\beta_2} = \frac{1}{n}$$

и поскольку $\alpha_2 + \beta_1 = A$, получим

$$\beta_2 = \alpha_2 n = n(A - \beta_1) = n\left(A - \frac{\alpha_1}{n}\right) = nA - \alpha_1 \quad (8.2)$$

$$\alpha_1 + \beta_2 = nA.$$

Из условий (8.1) и (8.2) следует, что угол отклонения

$$\varphi = A(n - 1). \quad (8.3)$$

Как видно из соотношения (8.3), угол отклонения тем больше, чем больше преломляющий угол призмы. Поэтому для получения больших отклонений лучей света пользуются призмами с большими преломляющими углами.

Поскольку угол отклонения зависит от величины $(n-1)$, а n является функцией длины волны, то очевидно, что лучи с различной длиной волны окажутся после прохождения призмы отклоненными на различные углы. В результате этого лучи белого света окажутся за призмой разложенными на составные цвета (красный, оранжевый, желтый, зеленый, голубой, синий, фиолетовый), что впервые наблюдалось Ньютоном. Следовательно, с помощью призмы можно разложить свет в спектр.

Принципиальная схема монохроматора представлена на рис. 8.2. Свет от источника излучения 1 фокусируется конденсорной линзой 2

на входную щель 3 монохроматора, находящуюся в фокальной плоскости его объектива 4, и параллельным пучком света падает на

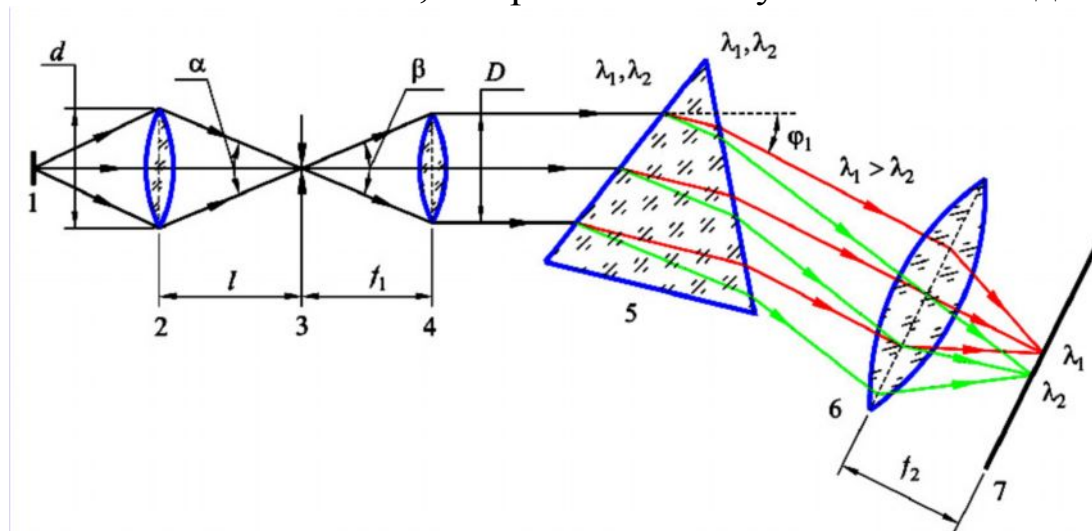


Рис. 8.2. Оптическая схема монохроматора

диспергирующий элемент монохроматора – призму 5. Призма разлагает свет на монохроматические составляющие. Выходной объектив 6 монохроматора собирает монохроматические пучки в различных точках фокальной плоскости 7, где расположена выходная щель. Спектральные линии различных цветов в фокальной плоскости 7 представляют собой монохроматические изображения входной щели 1. Совокупность этих изображений представляет спектр излучения источника.

К основным оптическим характеристикам спектральных приборов, определяющим их функциональные возможности, относятся: дисперсия (угловая и линейная), разрешающая способность и светосила (относительное отверстие).

1) *Угловая дисперсия* D_φ характеризует способность диспергирующего элемента – призмы отклонять излучение различных длин волн на разные углы и равна отношению разности углов отклонения $\delta\varphi$ в призме двух близких монохроматических лучей к разности их длин волн $\delta\lambda$

$$D_\varphi = \delta\varphi / \delta\lambda . \quad (8.4)$$

На опыте дисперсию призмы определяют путем измерения углового расстояния между двумя близкими спектральными линиями и с известной разностью длин волн $\delta\lambda$ (например, между желтыми линиями ртути).

Естественно, чем больше угловая дисперсия, тем успешнее могут быть разрешены близкие по длине линии спектра, наблюдаться как отдельные линии.

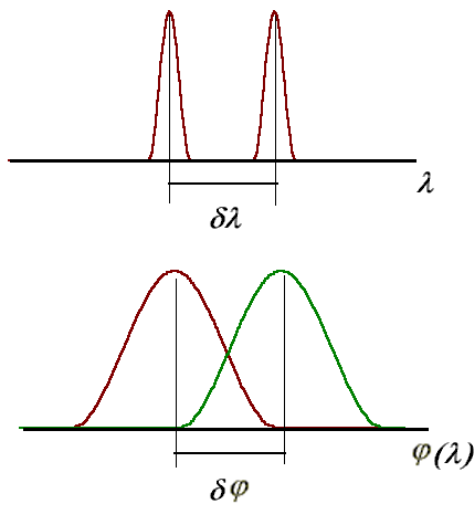


Рис. 8. 3. Угловая дисперсия света

Пусть в спектре имеется пара линий с близкими длинами волн λ_1 и λ_2 , разность длин волн $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$. Любая линия обладает некоторой «естественной» шириной, которая предполагается меньше разности длин волн самих линий: $\delta\lambda_1 \approx \delta\lambda_2 < \delta\lambda$. Но даже, если бы ширина каждой линии была равна нулю, при наблюдении излучения после прохождения через призму каждой линии будет отвечать некоторая полоса (на рис. 8.3 внизу).

Она определяется свойствами самой призмы и для разрешения близких по длине волны линий эта ширина должна быть меньше или равна $D\delta\lambda = \delta\phi$.

2) *Линейная дисперсия* D_l является характеристикой спектрального прибора в целом. Она определяет линейное расстояние dl между спектральными линиями с длинами волн λ и $\lambda + \delta\lambda$ в фокальной плоскости объектива 7 выходного объектива 6 монохроматора (рис. 8.2). Если фокусное расстояние объектива 6 равно f_2 , то линейная дисперсия D_l пропорциональна угловой дисперсии и фокусному расстоянию объектива и равна

$$D_e = \delta\ell / \delta\lambda = f_2 \frac{d\phi}{d\lambda} = f_2 D_\phi. \quad (8.5)$$

Известно, что преломляющий угол A призмы и угол наименьшего отклонения ϕ волны призмой (рис. 8.1) связаны с показателем преломления n материала призмы соотношением

$$n = \frac{\sin[(A + \phi)/2]}{\sin(A/2)}, \text{ откуда следует, что } \frac{dn}{d\lambda} = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(A/2)}}{2 \sin(A/2)} \frac{d\phi}{d\lambda}.$$

Следовательно, $D_\phi = \frac{d\phi}{d\lambda} = \frac{2 \sin(A/2)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(A/2)}} \frac{dn}{d\lambda}$ – угловая дисперсия

прибора в условиях наименьшего отклонения луча призмой зависит

от преломляющего угла призмы A , показателя преломления n и дисперсии $\frac{dn}{d\lambda}$ материала призмы, а линейная дисперсия еще и от фокусного расстояния выходного объектива монохроматора.

3) *Разрешающая способность R* есть количественная оценка способности спектрального прибора различать две близко расположенные спектральные линии. Другими словами, разрешающая способность – это наименьший интервал длин волн, которые видны в спектре отдельно и она равна

$$R = \langle \lambda \rangle / \delta \lambda, \quad (8.6)$$

где $\langle \lambda \rangle = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$. При малых углах $\delta \varphi$ имеем

$$\delta \varphi = \lambda / B, \quad (8.7)$$

где B – диаметр или действующее отверстие объектива б монохроматора. Из выражения (8.4) с учетом соотношений (8.6) и (8.7) получим

$$R = \frac{\langle \lambda \rangle}{\delta \lambda} = B \cdot D_{\varphi}. \quad (8.8)$$

Разрешающая способность призмы зависит от дисперсных свойств материала призмы и длины ее основания и не зависит от преломляющего угла.

4) *Светосила и относительное отверстие спектральных приборов.* Для повышения чувствительности анализа спектров важно, чтобы в спектральный прибор попадала максимально возможная доля энергии, излучаемой источником. Для этой цели применяются различные осветительные системы, задачей которых является: равномерное освещение щели и формирование пучка с углом падения на щель α , равным угловому размеру объектива коллиматора β (рис. 8.2). Допустим, что это условие выполнено. Тогда величиной, определяющей часть энергии, попадающей в прибор, является угол β , который определяется из условия $\operatorname{tg} \frac{\beta}{2} = \frac{D}{2f_2}$, где D – диаметр пучка света, падающего на призму, а затем на фокусирующий объектив.

Обычно за меру светосилы прибора принимают величину D/f_2 , называемую относительным отверстием. Относительные отверстия

спектральных приборов в зависимости от их назначения колеблются от 1:2 до 1:40.

2. Экспериментальная часть

Экспериментальная установка состоит из ртутной лампы (или неоновой), монохроматора УМ-2 (рис. 8.4). Вращением по часовой стрелке барабанчика установки ширины входной щели 1 ее можно регулировать. Сотые доли миллиметра указаны на верхнем торце барабанчика вертикальными штрихами. При установке щели нужное деление совмещают с вертикальной чертой на основании барабанчика. Пять горизонтальных черточек на основании соответствуют первоначальному раскрытию щели на 0–1–2–3–4 мм. Один полный оборот барабанчика соответствует разрыву щели на 1 мм. Маховичок 2 фокусировки объектива коллиматора установлен при регулировке прибора и его может вращать только преподаватель или лаборант. Если наблюдаемый спектр окажется размытым, следует, прежде всего, добиться максимальной (по индивидуальному глазу) резкости спектральных линий вращением окуляра 8. Призма 5

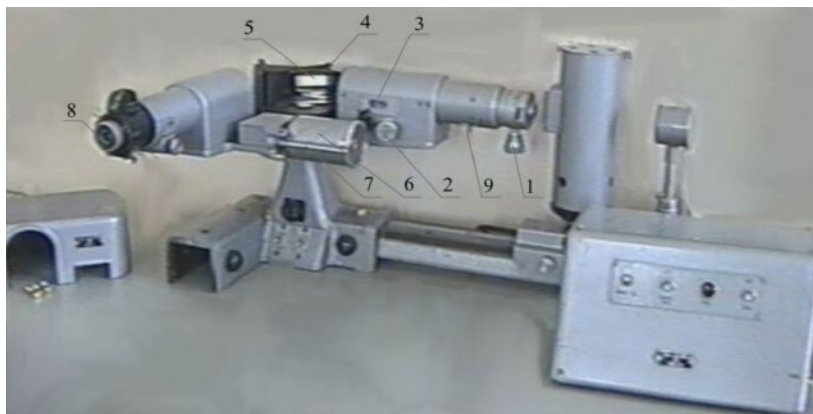


Рис. 8.4. Экспериментальная установка

1 – барабан установки ширины входной щели; 2 – маховичок фокусировки объектива коллиматора; 3 – шкала фокусировки объектива коллиматора;
4 – поворотный столик; 5 – призма; 6 – барабан поворота столика с отсчетными делениями длин волн; 7 – указатель делений; 8 – окуляр;
9 – затвор коллиматора

установлена на столике 4, поворот которого осуществляется вращением барабана длин волн 6 с указателем делений 7. Подводя

барабаном длин волн каждую линию спектра на острие иглы окуляра, мы фиксируем длину волны. Окуляр прибора 8 имеет накатанное кольцо, вращением которого можно добиться резкого изображения спектра и иглы-указателя в поле зрения окуляра.

Внимание. При выполнении работы поворотный столик с призмой находятся внутри корпуса монохроматора.

В данной работе используется визуальный метод наблюдения с помощью окуляра. В поле зрения окуляра оказывается несколько линий.



Рис. 8.5. Вид поля зрения окуляра с набором спектральных линий и иглой-указателем

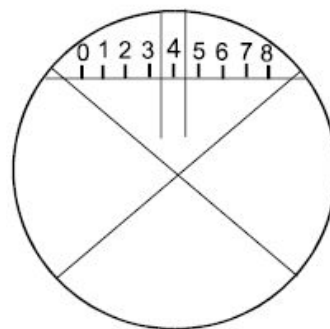


Рис. 8.6. Вид шкалы окулярного микрометра

Для индикации луча, идущего вдоль оптической оси прибора, в фокальной плоскости объектива устанавливается игла, силуэт которой виден через окуляр вместе с изображениями спектральных линий (рис. 8.5). Та из линий, которая совпадает с острием иглы, выведена на оптическую ось прибора. Ее положение фиксируется на барабане длин волн против риски указателя делений.

2.1. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

Задание 1. Градуировка монохроматора

Градуировка шкалы барабана монохроматора производится для того, чтобы выразить показания шкалы барабана в длинах волн. Стандартный спектр ртути с показанием шкалы в нанометрах ($1\text{ нм} = 10^{-9}\text{ м}$) приведен на рис. 8.7.

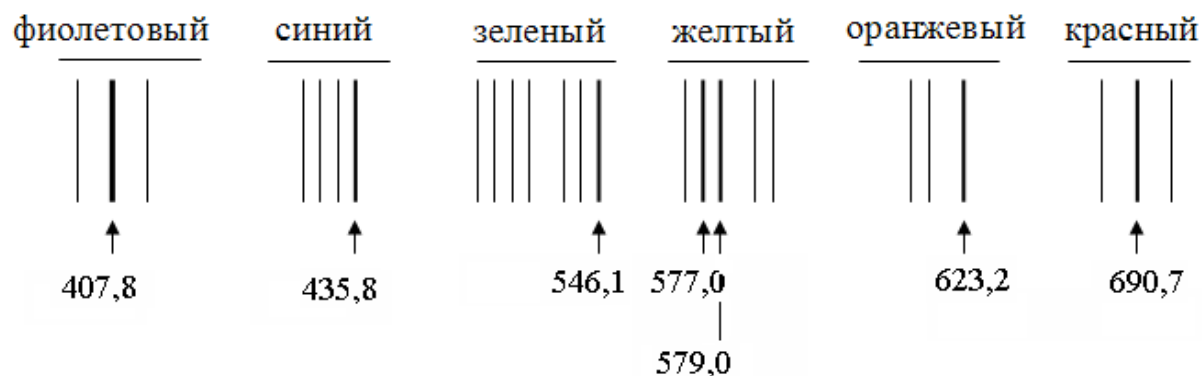


Рис. 8.7. Спектр ртути

1) Перед щелью монохроматора на оптической скамье установите ртутную лампу и включите в сеть через блок питания. Для этого включите блок питания в сеть 220 В, тумблер блока «Сеть» переведите в положение «Вкл» и нажмите кнопку «Пуск». Для достижения максимальной яркости ртутной лампы потребуется некоторое время (3–5 мин).

2) Наденьте на щель монохроматора колпачок с перекрестием и, передвигая объектив коллиматора, добейтесь резкого изображения лампы и выведите его на центр перекрестия.

3) Установите требуемую ширину щели (10 делений).

4) Сравните наблюдаемый спектр со стандартным спектром на рис. 8.7.

5) Медленно вращая барабан монохроматора, последовательно совместите иглу-указатель (рис. 8.5) со всеми интенсивными линиями спектра (на рис. 8.6 они отмечены жирными линиями), отмечая цвет линии и показания на барабане.

6) Измерения повторите в обратном порядке, т. е. от противоположного конца спектра к исходной линии. Для каждой линии измерения проведите не менее 3-х раз.

7) Результаты занесите в табл. 8.1.

8) Аналогичные измерения проведите с неоновой лампой.

9) Постройте градуировочную кривую $n = f(\lambda)$ монохроматора, откладывая по оси абсцисс деления барабана, а по оси ординат соответствующие длины волн.

Таблица 8.1

Градуировка монохроматора

Цвет линии	Деления барабана, n	Длина волны, λ , нм
Фиолетовый		
Синий		
Зеленый		
Желтый 1		
Желтый 2		
Оранжевый		
Красный		

Задание 2. Определение спектральных характеристик ртути, неоновой лампы.

1) Установите штатив с микроскопом перед выходной щелью так, чтобы микроскоп был сфокусирован на края выходной щели, и вертикальная линия окулярной шкалы микроскопа (рис. 8.6) находилась посередине щели.

2) Рассматривая в микроскоп выходную щель монохроматора, выведите вращением барабана 6 видимый спектр паров ртути. Сопоставьте изучаемый спектр со стандартным, представленным на рис. 8.7.

3) Последовательно выведите красную, оранжевую, желтую, зеленую, синюю, фиолетовую части изучаемого спектра. Для этого уменьшите входную щель монохроматора до наблюдения в поле зрения двух близко расположенных линий.

4) Измерьте расстояния между спектральными линиями, отмеченными на стандартном спектре жирными линиями. Для этого выведите барабаном исследуемые линии в поле зрения микроскопа так, чтобы они находились симметрично относительно вертикальной линии окуляра 8. Затем, уменьшая ширину выходной щели, подведите края щели к спектральным линиям. Тогда показания барабана выходной щели соответствуют линейному расстоянию между линиями.

5) Каждое измерение проведите 3 раза. Результаты занесите в табл. 8.2.

Таблица 8.2

Определение характеристик монохроматора

Длина волны λ , нм	Разность длин волн $\delta\lambda$, нм	Расстояние между линиями δl , мм	Линейная дисперсия D_l мм/нм	Разрешающая способность R
404,7 407,8		1 2 3		
434,7 435,8		1 2 3		
577,0 579,0		1 2 3		
612,3 623,2		1 2 3		
671,6 690,7		1 2 3		

6) Вычислите для всех исследованных областей длин волн линейную дисперсию по формуле (8.5) $D_l = \delta l / \delta \lambda$ (мм/нм).

7) Постройте дисперсионную кривую $D_l = f_2(\lambda)$ на одном графике с градуировочной кривой.

8) Вычислите для всех исследованных областей длин волн, в которых определяется линейная дисперсия, разрешающую способность призмы монохроматора по формуле (8.6)

$$R = \lambda / \delta \lambda = BD_\varphi = BD_l / f_2,$$

где $f_2=280$ мм – фокусное расстояние объектива трубы; $B=40$ мм – действующее относительное отверстие призмы монохроматора.

9) Результаты вычислений занесите в табл. 8.2.

10) Постройте график зависимости $R = f_3(\lambda)$.

11) Используя кривую $R = f_3(\lambda)$, определите, какие из приведенных в табл. 8.2 пар линий можно наблюдать глазом через данный монохроматор раздельно. Примените формулу $R = \lambda / \delta \lambda$.

3. Контрольные вопросы

1. Дисперсия света.
2. Оптические характеристики спектрального прибора.
3. Ход лучей в трехгранной призме.
4. Градуировка монохроматора.

9. ИЗУЧЕНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА

Цель работы: Изучение вольт-амперной характеристики фотоэлемента. Определение его чувствительности.

1. Теоретическое введение

Фотоэлектрический эффект был открыт в 1887 г. немецким физиком Г. Герцем и в 1890 г. экспериментально исследован русским ученым А.Г. Столетовым. Фотоэффект проявляется при взаимодействии света с веществом. Различают фотоэффект внешний, внутренний и вентильный.

Внешним фотоэффектом называется явление вырывания электронов с поверхности твердых и жидких веществ под действием света.

Внутренний фотоэффект заключается в освобождении связанных с атомами электронов внутри полупроводника и, как следствие, увеличении электропроводности полупроводника.

Вентильный фотоэффект – возникновение ЭДС при освещении контакта двух разных полупроводников или полупроводника и металла (при отсутствии внешнего электрического поля).

Первые фундаментальные исследования внешнего фотоэффекта были выполнены А.Г. Столетовым.

Принципиальная схема для исследования внешнего фотоэффекта приведена на рис. 9.1.

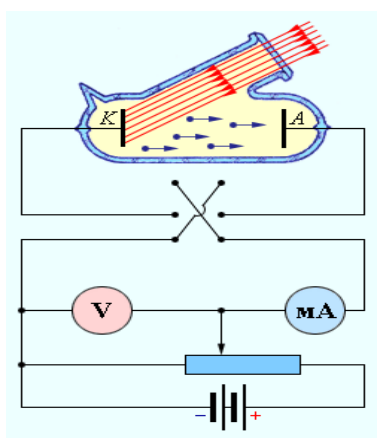


Рис. 9.1. Принципиальная схема для исследования фотоэффекта

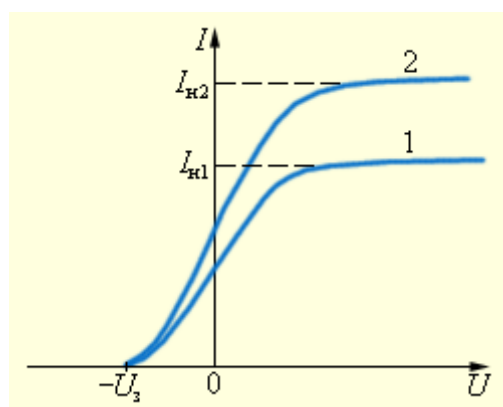


Рис. 9.2. Зависимость силы фототока от приложенного напряжения

В экспериментах использовался стеклянный вакуумный баллон с двумя металлическими электродами, поверхность которых была тщательно очищена. К электродам прикладывалось некоторое напряжение U , полярность которого можно было изменять с помощью двойного ключа. Один из электродов (катод К) через кварцевое окошко освещался монохроматическим светом некоторой длины волны λ . При неизменном световом потоке снималась зависимость силы фототока I от приложенного напряжения.

На рис. 9.2 изображены типичные кривые такой зависимости, полученные при двух значениях интенсивности светового потока, падающего на катод.

Кривая 2 соответствует большей интенсивности светового потока, $I_{н1}$ и $I_{н2}$ — токи насыщения, U_3 — запирающий потенциал. Кривые показывают, что при достаточно больших положительных напряжениях на аноде А фототок достигает насыщения, т. к. все электроны, вырванные светом из катода, достигают анода.

Тщательные измерения показали, что ток насыщения I_n прямо пропорционален интенсивности падающего света.

Когда напряжение на аноде отрицательно, электрическое поле между катодом и анодом тормозит электроны. Анода могут достичь только те электроны, кинетическая энергия которых превышает $|eU|$. Если напряжение на аноде меньше, чем U_3 , фототок прекращается. Измеряя U_3 , можно определить максимальную кинетическую энергию фотоэлектронов

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_3. \quad (9.1)$$

В опытах величина U_3 оказалась независимой от интенсивности падающего светового потока. Измерения показали, что запирающий потенциал линейно возрастает с увеличением частоты ν света.

На основе исследований А.Г. Столетова были установлены следующие законы внешнего фотоэффекта:

1) Максимальная кинетическая энергия (максимальная скорость) фотоэлектронов линейно возрастает с увеличением частоты света ν и не зависит от его интенсивности.

2) Для каждого вещества существует так называемая *красная граница фотоэффекта*, т. е. наименьшая частота $\nu_{\min}$, при которой еще возможен внешний фотоэффект.

3) Число фотоэлектронов, вырываемых светом из катода за 1 с, прямо пропорционально интенсивности света.

4) Фотоэффект практически безинерционен, фототок возникает мгновенно после начала освещения катода при условии, что частота света $\nu > \nu_{\min}$.

Все эти закономерности фотоэффекта в корне противоречили представлениям классической физики о взаимодействии света с веществом. Согласно волновым представлениям, при взаимодействии с электромагнитной световой волной электрон должен был бы постепенно накапливать энергию, и потребовалось бы значительное время, зависящее от интенсивности света, чтобы электрон накопил достаточно энергии для того, чтобы вылететь из катода. Как показывают расчеты, это время должно было бы исчисляться минутами или часами. Однако опыт показывает, что фотоэлектроны появляются немедленно после начала освещения катода. В этой модели также было невозможно понять существование красной границы фотоэффекта. Волновая теория света не могла объяснить независимость энергии фотоэлектронов от интенсивности светового потока и пропорциональность максимальной кинетической энергии частоте света. Таким образом, электромагнитная теория света оказалась неспособной объяснить эти закономерности.

Теоретическое объяснение наблюдаемых закономерностей фотоэффекта было дано Эйнштейном в 1905 г. на основе гипотезы М. Планка о том, что свет излучается и поглощается определенными порциями, причем энергия каждой такой порции определяется формулой $E = h\nu$, где h – постоянная Планка. Эйнштейн сделал следующий шаг в развитии квантовых представлений. Он пришел к выводу, что свет имеет прерывистую (дискретную) структуру. Электромагнитная волна состоит из отдельных порций – квантов, впоследствии названных фотонами.

Развивая квантовую гипотезу Планка, А. Эйнштейн предложил в виде уравнения следующую схему фотоэффекта (рис. 9.3). Фотон с энергией $\varepsilon = h\nu$, налетая на поверхность металла, сталкивается с электроном и полностью передает ему всю свою энергию. При этом энергия фотона расходуется на совершение работы вы-

хода электрона из металла и на сообщение электрону кинетической энергии.

Тогда закон сохранения энергии для фотоэффекта будет иметь вид

$$h\nu = A + \frac{mV_{\max}^2}{2}, \quad (9.2)$$

где $h\nu$ – энергия светового кванта, переданная электрону; A – работа выхода электрона за пределы вещества; $\frac{mV_{\max}^2}{2}$ – максимальная кинетическая энергия освобождающегося электрона. Уравнение (9.2) носит название уравнения Эйнштейна для фотоэффекта.

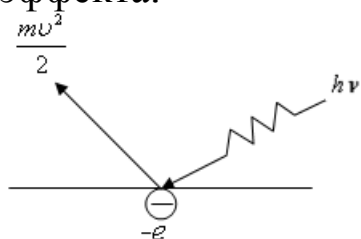


Рис. 9.3. Схема фотоэффекта

С помощью уравнения Эйнштейна (9.2) можно объяснить все закономерности внешнего фотоэффекта. Оно дает теоретическое обоснование законов фотоэффекта, экспериментально установленных еще Столетовым. Из уравнения Эйнштейна следуют линейная зависимость максимальной кинетической энергии от частоты и независимость от интенсивности света, существование красной границы, безинерционность фотоэффекта.

Общее число фотоэлектронов, покидающих за 1 с поверхность катода, должно быть пропорционально числу фотонов, падающих за то же время на поверхность. Из этого следует, что фототок насыщения должен быть прямо пропорционален интенсивности светового потока.

Минимальная частота ν_0 (так называемая красная граница фотоэффекта), при которой еще возможен внешний фотоэффект, равна

$$\nu_0 = \frac{A}{h}. \quad (9.3)$$

При условии $\nu < \nu_0$ фотоэффект не возникает.

Если рассматривать электромагнитное излучение (свет) как поток фотонов, движущихся со скоростью света, то несложно найти массу и импульс фотона.

Согласно Планку, энергия фотона равна $\varepsilon = h\nu$. С точки зрения релятивистской механики, энергию фотона можно представить в виде $\varepsilon = m_\phi \cdot c^2$. Сравнивая эти два выражения, найдем массу фотона

$$m_\phi = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c}. \quad (9.4)$$

Масса фотона зависит только от частоты световой волны (от «цвета» фотона).

Импульс фотона будет равен

$$P = mc = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (9.5)$$

Корпускулярные свойства света нашли свое отражение также в опытах Лебедева по изучению светового давления, в эффекте Комптона.

Внешний фотоэффект имеет широкое практическое применение. Приборы, действие которых основано на явлении фотоэффекта, называются фотоэлементами. Различают вакуумные и газонаполненные фотоэлементы.

Простейший тип вакуумного фотоэлемента представляет собой стеклянный баллон, одна половина которого покрыта изнутри фоточувствительным слоем (натрия, калия или цезия). Этот слой служит фотокатодом K (рис. 9.4, a). Внутри баллона в центральной части помещают второй электрод – металлический анод A , имеющий форму сферы, полусферы или кольца. Воздух из баллона откачивается, между электродами подается напряжение от батареи B .

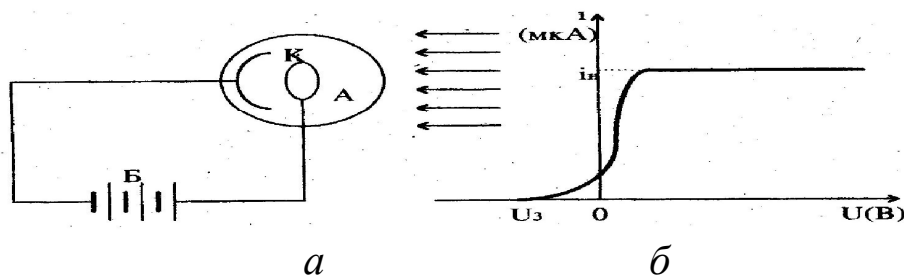


Рис. 9.4. Принципиальная схема фотоэлемента a и его вольтамперная характеристика – b

Электроны, вырванные под действием света из катода, ускоряются электрическим полем и, устремляясь к аноду, вызывают ток в цепи.

Важнейшими характеристиками фотоэлементов с внешним фотоэффектом являются:

- 1) вольт-амперная характеристика;
- 2) световая характеристика;
- 3) чувствительность фотоэлемента.

Зависимость фототока от напряжения при постоянном световом потоке изображают кривой, которая называется вольт-амперной характеристикой фотоэлемента (рис. 9.4, б). Она отличается двумя особенностями:

а) при некотором значении ускоряющей разности потенциалов U ток достигает насыщения I_n и все электроны, испущенные катодом, попадают на анод. Величина I_n определяется количеством электронов, испускаемых катодом в единицу времени под действием света;

б) если вакуум в фотоэлементе довольно высокий, то электроны, вырванные светом из катода, попадают на анод даже при отсутствии ускоряющего электрического поля ($U=0$). Это значит, что электрон покидает катод со скоростью $v \neq 0$. Чтобы ток стал равным нулю, нужно приложить задерживающее напряжение U_3 , величина которого определяется из соотношения (9.1).

Зависимость фотоэффекта от внешнего светового потока, падающего на фотоэлемент при постоянном напряжении на нем, называется световой характеристикой фотоэлемента.

Чувствительностью фотоэлемента называют отношение фототока к световому потоку

$$\gamma = \frac{i_{\phi}}{\Phi}. \quad (9.6)$$

С ростом анодного напряжения чувствительность фотоэлемента возрастает. Кроме того, для увеличения чувствительности фотоэлементы наполняют инертным газом (Ar , Ne , He) при давлениях 10^{-2} мм. рт. ст. Такие фотоэлементы называют газонаполненными. Фототок в них значительно возрастает за счет ударной ионизации молекул фотоэлектронами и образования вторичных электронов. Однако газонаполненные фотоэлементы

менее стабильны в работе и обладают большей инерционностью, чем вакуумные.

2. Экспериментальная часть

Экспериментальная установка для определения вольт-амперной и световой характеристик фотоэлемента, чувствительности фотоэлемента приведена на рис. 9.5.

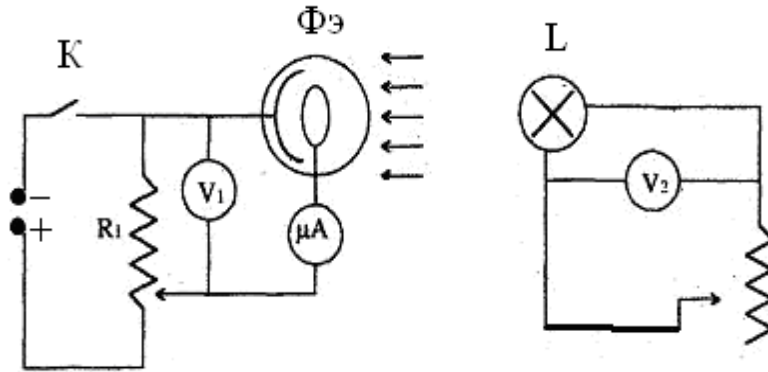


Рис. 9.5. Экспериментальная установка

- 1 – Фэ – исследуемый фотоэлемент;
 2 – μA – микроамперметр для измерения фототока;
 3 – R_1 – потенциометр для регулирования напряжения U_1 на фотоэлементе; 4 – V_1 – вольтметр для измерения напряжения U_1 ;
 5 – V_2 – вольтметр для измерения напряжения на лампе L , при котором определена ее сила света ($J = 29 \text{ Кд}$)

2.1. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

Задание 1. Снятие вольт-амперной характеристики фотоэлемента и определение его чувствительности

1) Включите схему и установите определенное напряжение U_2 лампочки накаливания на вольтметре V_1 (например, $U_2 = 200 \text{ В}$). Это напряжение поддерживать постоянно в течение всего эксперимента.

2) Фотоэлемент установите на оптической скамье на расстоянии 10 см от эталонной лампочки L .

3) Меняя напряжение U_1 на вольтметре V_2 от 0 до наступления тока насыщения на фотоэлементе через каждые 10 В, измерьте микроамперметром фототок i_{ϕ} , соответствующий каждому напряжению U_1 .

4) Результаты измерений напряжения U_1 и значения силы фототока i_ϕ для расстояния $l=10$ см занести в табл. 9.1.

5) Установите фотоэлемент на расстоянии 15 см и повторите измерения по пункту 3.

6) Результаты измерений напряжения U_1 и значения силы фототока i_ϕ для расстояния $l=15$ см занесите в табл. 9.1.

7) Вычислите световой поток Φ для каждого значения l по формуле

$$\Phi = \frac{JS}{l^2}, \quad (9.7)$$

где J – сила света эталонной лампы, S – площадь фотокатода; l – расстояние от фотоэлемента до лампы.

8) Вычислите чувствительность γ фотоэлемента для всех напряжений на нем по формуле (9.6).

9) Вычислите среднее значение $\langle \gamma \rangle$, абсолютную погрешность $\Delta\gamma$, относительную погрешность ε .

11) Результаты представьте в виде $\gamma = \langle \gamma \rangle \pm \Delta\gamma$.

12) Все полученные величины внесите в таблицу 9.1.

13) Постройте графики зависимости $i_\phi = f(U)$ при $\Phi = \text{const}$.

Таблица 9.1

Снятие вольтамперной характеристики фотоэлемента
и определение его чувствительности

$S=12 \text{ см}^2$				$J=29 \text{ кд}$		$U_2 = 200 \text{ В}$			
№ измер	$l, \text{ см}$	$U_l, \text{ В}$	$i_\phi, \text{ мкА}$	$\Phi, \text{ лм}$	$\gamma, \frac{\text{А}}{\text{лм}}$	$\langle \gamma \rangle, \frac{\text{А}}{\text{лм}}$	$\Delta\gamma, \frac{\text{А}}{\text{лм}}$	$\varepsilon, \%$	$\gamma = \langle \gamma \rangle \pm \Delta\gamma$
1	10								
2									
3									
4									
...									
1	15								
2									
3									
4									
...									

Задание 2. Снятие световой характеристики фотоэлемента.

- 1) Установите напряжение $U_1=100$ В на вольтметре V_1 .
- 2) Передвигая фотоэлемент по оптической скамье, увеличьте расстояние l между фотоэлементом и лампочкой от 10 см до минимально возможного значения i_ϕ через каждые 5 см.
- 3) Установите напряжение $U_1=120$ В на вольтметре V_1 .
- 4) Продолжите измерения по пункту 2 .
- 5) Результаты измерений занесите в табл. 9.2.
- 6) Вычислите для каждого положения лампочки световой поток по формуле (9.7).
- 7) Результат вычислений внесите в табл. 9.2.
- 8) Постройте графики зависимостей световых характеристик фотоэлемента $i_\phi = f(\Phi)$ при $U=const$.

Таблица 9.2

Снятие световой характеристики фотоэлемента

$S=12 \text{ см}^2$		$J=29 \text{ кд}$		$U_2=200 \text{ В}$
№ измерения	$U_l, \text{ В}$	$l, \text{ см}$	$I_\phi, \text{ мкА}$	$\Phi, \text{ лм}$
1	100			
2				
3				
4				
...				
1	150			
2				
3				
4				
...				

3. Контрольные вопросы

1. Основные законы внешнего фотоэффекта. Уравнение Эйнштейна.
2. Красная граница фотоэффекта.
3. Фотоэлементы, их устройство и применение.
4. Основные характеристики фотоэлемента.

10. ИЗУЧЕНИЕ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Цель работы: Ознакомление с теорией теплового излучения. Определение постоянной Стефана-Больцмана с помощью оптического пирометра с исчезающей нитью.

1. Теоретическое введение

Известно, что тела при нагревании до достаточно высоких температур начинают светиться. Например, при нагревании металлов они приобретают вначале тёмно-вишнёвую окраску, затем, по мере нагревания, становятся ярко-красными и далее нагреваются до, так называемого, белого каления. Иначе говоря, твёрдые и жидкие тела при нагревании до высоких температур приобретают способность излучать в видимой области спектра. При этом по мере увеличения температуры изменяется спектральный состав и интенсивность излучения. В нагретых телах часть внутренней энергии вещества может превращаться в энергию излучения. Поэтому нагретые тела являются источниками электромагнитного излучения в широком диапазоне частот. Электромагнитное излучение, возникающее за счет внутренней энергии излучающего тела и зависящее только от температуры и химических свойств тела, называется тепловым излучением.

Эксперименты показывают, что тепловое излучение имеет непрерывный спектр. Это означает, что нагретое тело испускает некоторое количество энергии излучения в любом диапазоне частот или длин волн. Распределение энергии излучения тела по спектру зависит от температуры тела. При этом для всех тел с увеличением температуры максимум энергии излучения смещается в коротковолновый участок спектра, а общая энергия излучения возрастает. Так, если излучение батареи центрального отопления (350 К) имеет пик энергии в диапазоне невидимого инфракрасного излучения, то раскалённая поверхность Солнца ($T=6 \cdot 10^3$ К) излучает значительную часть энергии в диапазоне видимого света, а при ядерном взрыве ($T \approx 10^6$ К) большая доля

энергии взрыва уносится коротковолновыми рентгеновским и гамма-излучением.

Если несколько нагретых излучающих тел окружить идеально отражающей, непроницаемой для излучения оболочкой, то по истечении некоторого промежутка времени в системе "излучающие тела + излучение в полости" установится термодинамическое равновесие. Это означает, что температуры всех тел выравниваются, а распределение энергии между телами и излучением не будет изменяться со временем. Такое равновесное состояние системы устойчиво, т. е. после всякого нарушения его состояние равновесия вновь восстанавливается. Термодинамическое равновесие установится и в полости, стенки которой выполнены из любого реального материала и поддерживаются при некоторой неизменной температуре.

Способность теплового излучения находиться в равновесии с излучающим телом отличает тепловое излучение от других видов излучения тел. Поэтому такое излучение, находящееся в равновесии с излучающим телом, будем называть *равновесным*.

Для спектральной характеристики теплового излучения тела вводится понятие лучеиспускательной способности тела, которую называют также просто *испускающей способностью* или *спектральной плотностью энергетической светимости* $E(\nu, T)$.

Лучеиспускательной способностью тела называется энергия электромагнитного излучения $dW_{\text{изл}}$, испускаемого с единицы площади поверхности тела за единицу времени в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$ к величине этого интервала. Таким образом,

$$E(\nu, T) = \frac{dW_{\text{изл}}}{d\nu}. \quad (10.1)$$

Лучеиспускательная способность в системе СИ измеряется в Дж/м².

Для спектральной характеристики поглощения электромагнитных волн телом вводится понятие *поглощательной способности* тела $a(\nu, T)$. Поглощательная способность тела показывает, какая доля энергии dW , падающей на единицу площади поверхности тела за единицу времени в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, поглощается телом и равна

$$a(\nu, T) = \frac{dW_{i \rightarrow a \rightarrow e}}{dW} . \quad (10.2)$$

Как поглощательная, так и лучеиспускательная способности твердого тела зависят от частоты ν излучаемых или поглощаемых волн, от температуры тела, от его химического состава и состояния поверхности. Если тело полностью поглощает падающую на него энергию электромагнитного излучения при любой температуре и для всех частот, то такое тело называют абсолютно черным. Поглощательная способность абсолютно черного тела по определению равна единице $a(\nu, T) = 1$.

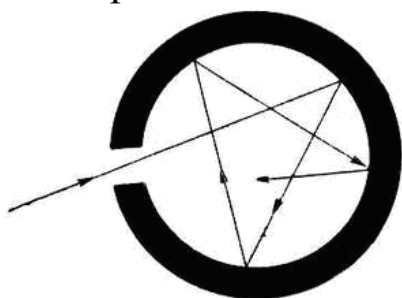


Рис. 10.1. Модель абсолютно чёрного тела

Лучеиспускательная способность абсолютно черного тела $\varepsilon(\nu, T)$ зависит только от частоты ν и абсолютной температуры. Реальные тела не являются абсолютно чёрными. Абсолютно чёрных тел в природе не существует, поэтому в физике для экспериментов используется модель. Она представляет собой замкнутую полость с небольшим отверстием. Свет, попадающий внутрь сквозь это отверстие, после многократных отражений будет полностью поглощён, и отверстие снаружи будет выглядеть совершенно чёрным.

Но при нагревании этой полости у неё появится собственное видимое излучение. Поскольку излучение, испущенное внутренними стенками полости, прежде чем выйдет (ведь отверстие очень мало), в подавляющей доле случаев претерпит огромное количество новых поглощений и излучений, то можно с уверенностью сказать, что излучение внутри полости находится в термодинамическом равновесии со стенками (рис. 10.1).

При каждом отражении от стенок полости происходит частичное поглощение энергии световой волны и при многократном отражении свет практически не выходит наружу.

Найдем связь лучеиспускательной и поглощательной способностей для любого непрозрачного тела.

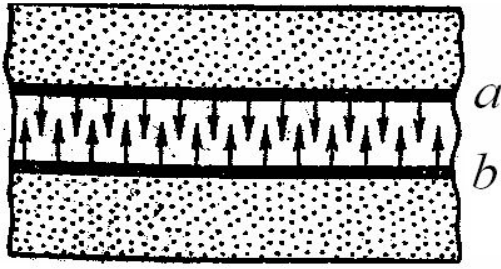


Рис. 10.2 . Система двух пластин, заключенных в адиабатическую оболочку (абсолютно черная пластина a и обычная пластина b)

Для этого рассмотрим систему, состоящую из двух бесконечных пластин a и b , заключенных в адиабатическую оболочку (рис. 10.2).

Пластины могут обмениваться тепловой энергией только друг с другом. Пластина a – абсолютно черная, ее лучеиспускательная способность – $\varepsilon(\nu, T)$, пластина b – обычная и ее лучеиспускательная способность – $E(\nu, T)$, поглощательная способность – $a(\nu, T)$.

Запишем для пластины b излучаемую и поглощаемую энергии, исходя из соотношений (10.1) и (10.2)

$$dW_{\text{изл}b} = E(\nu, T) \cdot d\nu; \quad dW_{\text{пол}b} = a(\nu, T) \cdot dW. \quad (10.3)$$

В состоянии термодинамического равновесия $dW = dW_{\text{изл}a}$. Для абсолютной черной пластины a имеем

$$dW'_{\text{изл}a} = \varepsilon(\nu, T) \cdot d\nu. \quad (10.4)$$

Так как пластина a полностью поглощает энергию, ничего не отражая, то энергия, излучаемая этой пластиной, будет равна энергии, падающей на пластину b $dW'_{\text{изл}a} = dW_{\text{пол}b}$. Следовательно, с учетом (10.3) и (10.4) получим

$$dW_{\text{пол}b} = a(\nu, T) \cdot \varepsilon(\nu, T) d\nu.$$

Учитывая, что в состоянии термодинамического равновесия $dW'_{\text{изл}a} = dW_{\text{пол}a}$ окончательно получаем $E(\nu, T) d\nu = a(\nu, T) \cdot \varepsilon(\nu, T) d\nu$ или

$$\frac{E(\nu, T)}{a(\nu, T)} = \varepsilon(\nu, T). \quad (10.5)$$

Это уравнение выражает закон Кирхгофа: отношение лучеиспускательной способности тела к его поглощательной способности не зависит от химического состава тела и равно лучеиспускательной способности абсолютно черного тела. Лучеиспускательная способность абсолютно черного тела является функцией температуры и частоты $f(\nu, T)$ – функцией Кирхгофа. Из закона Кирхгофа следует, что, если $a(\nu, T) = 1$, то $E(\nu, T) = \varepsilon(\nu, T)$, если $a(\nu, T) = 0$, то $E(\nu, T) = 0$. Следовательно, если тело не поглощает при данной температуре в данном интервале

частот, то оно не может и излучать при этой же температуре и этом же интервале частот.

Полная мощность излучения по всему спектру частот от 0 до ∞ – есть энергетическая светимость тела или интегральная излучательная способность $E(T)$. По определению она равна

$$E(T) = \int_0^{\infty} E(\nu, T) d\nu$$

или с учетом закона Кирхгофа

$$E(T) = \int_0^{\infty} a(\nu, T) \cdot \varepsilon(\nu, T) \cdot d\nu. \quad (10.6)$$

Для абсолютно черного тела $a(\nu, T) = 1$, следовательно,

$$E(T) = \int_0^{\infty} \varepsilon(\nu, T) \cdot d\nu. \quad (10.7)$$

Основной задачей теории теплового излучения стало отыскание явного вида функции Кирхгофа $f(\nu, T)$. В 1879 г. на основе анализа опытных данных Д. Стефан пришел к заключению, что энергетическая светимость любого тела прямо пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры. Однако Л. Больцман в 1884 г. теоретически методом термодинамики показал, что это утверждение справедливо только для абсолютно черных тел. Эта зависимость вошла в историю физики как *закон Стефана-Больцмана*

$$\varepsilon(T) = \sigma \cdot T^4, \quad (10.8)$$

– энергетическая светимость абсолютно черного тела прямо пропорциональна четвертой степени абсолютной температуры. Коэффициент пропорциональности $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$ называется постоянной Стефана-Больцмана.

Однако задача о нахождении явного вида функции Кирхгофа осталась нерешённой.

Следующий шаг в нахождении явного вида функции Кирхгофа был предпринят В. Вином в 1893 г. который рассмотрел задачу об адиабатическом сжатии излучения абсолютно черного тела в цилиндрическом сосуде с подвижным зеркальным поршнем и зеркальными стенками. В результате он получил следующее выражение для функции Кирхгофа:

$$\varepsilon(\nu, T) = f(\nu, T) = \nu^3 \cdot f\left(\frac{\nu}{T}\right), \quad (10.9)$$

где $f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ – некоторая неизвестная в явном виде функция.

В. Вину не удалось установить явный вид функции $f\left(\frac{\nu}{T}\right)$, однако из формулы Вина (10.9) вытекает закон Стефана-Больцмана.

Из опытов было известно, что зависимость лучеиспускательной способности абсолютно черного тела от частоты при различных температурах имеет вид, показанный на рис. 10.3, а.

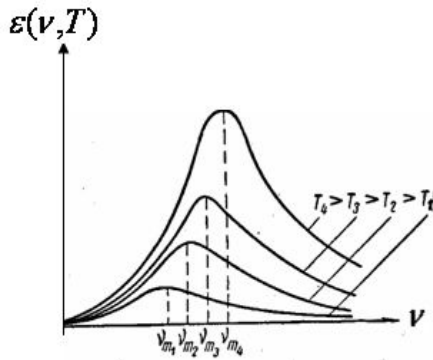


Рис. 10.3, а. Зависимость лучеиспускательной способности абсолютно черного тела от частоты для различных температур

Из рис. 10.3, а видно, что с ростом температуры увеличивается максимальное значение лучеиспускательной способности абсолютно черного тела. Кроме того, сам максимум лучеиспускательной способности черного тела смещается с ростом температуры в сторону более высоких частот. Формула В. Вина позволила сформулировать эти явления в виде законов Вина. При данной температуре частота излучения ν_{max} , на которую приходится максимум лучеиспускательной способности абсолютно черного тела, легко определяется из условия равенства нулю частной производной от функции Кирхгофа

$$\frac{\partial \varepsilon(\nu, T)}{\partial \nu} = 3\nu_m^2 \cdot f\left(\frac{\nu_m}{T}\right) + \frac{\nu_m^3}{T} f'\left(\frac{\nu_m}{T}\right) = 0. \quad (10.10)$$

Из последнего равенства следует, что

$$3f\left(\frac{\nu_{max}}{T}\right) = -\frac{\nu_{max}}{T} \cdot f'\left(\frac{\nu_{max}}{T}\right)$$

Окончательно получаем закон смещения Вина

$$\frac{\nu_{max}}{T} = b_1, \quad (10.11)$$

где b_1 – постоянная величина, зависящая от явного вида функции Вина $f(\nu/T)$. Частота, соответствующая максимальному значению лучеиспускательной способности абсолютно черного тела, прямо пропорциональна его абсолютной температуре.

Обычно, закон смещения Вина записывают через длину волны излучения

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (10.12)$$

где λ – длина волны, на которую приходится максимум лучеиспускательной способности абсолютно черного тела, $b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – постоянная Вина и определяется опытным путем.

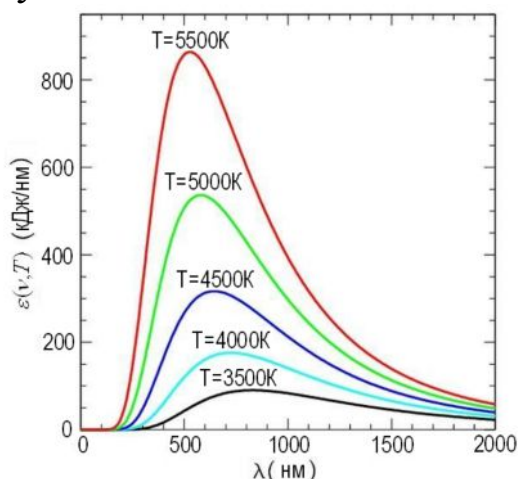


Рис. 10.3 б. Зависимость лучеиспускательной способности абсолютно черного тела от длины волны для различных температур

Следовательно, закон смещения Вина можно сформулировать таким образом: максимум лучеиспускательной способности абсолютно черного тела с ростом температуры смещается в сторону коротких длин волн (рис. 10.3 б). Из формулы Вина (10.9) и закона смещения Вина (10.11) следует второй закон Вина: максимум лучеиспускательной способности абсолютно черного тела прямо пропорционален пятой степени абсолютной температуры

$$\varepsilon(\nu, T) = C \cdot T^5, \quad (10.13)$$

где $C = 1,30 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}^5)$ – постоянная второго закона Вина.

Впервые выражение для функции Кирхгофа было дано в работах Д. Рэля и Д. Джинса, которые были основаны на представлениях Максвелла и методах статистической физики. Из уравнений Максвелла следует, что с энергетической точки зрения черное излучение в замкнутой полости эквивалентно системе бесконечно большого числа невзаимодействующих друг с другом гармонических осцилляторов. Собственные частоты колебаний осцилляторов равны частотам соответствующих

монохроматических компонент излучения абсолютно черного тела. Обозначая через $\langle \varepsilon_\nu \rangle$ среднее во времени значение энергии осциллятора с собственной частотой при температуре системы T , можно представить функцию Кирхгофа в виде

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{C^2} \cdot \langle \varepsilon_\nu \rangle. \quad (10.14)$$

Для нахождения среднего значения энергии гармонического осциллятора Рэлей и Джинс воспользовались классическим законом о равновероятном распределении энергии по степеням свободы осцилляторов, находящихся в термодинамическом равновесии. Из курса классической статистической физики известно, что на одну степень свободы колебательного движения в среднем приходится энергия, равная

$$\langle \varepsilon \rangle = kT.$$

Подставляя эту энергию в (10.14), окончательно получаем формулу Рэрея и Джинса в виде

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{C^2} \cdot kT. \quad (10.15)$$

Однако формула Рэрея и Джинса достаточно хорошо согласовывалась с опытом только в области низких частот (рис. 10.4).



Рис. 10.4. К понятию «ультрафиолетовой катастрофы»

В области же высоких частот (коротких длин волн) формула Рэрея и Джинса резко расходится с экспериментальными значениями $\varepsilon(\nu, T)$. Это значительное расхождение теории и опыта при высоких частотах получило название «ультрафиолетовой катастрофы». Кроме того, энергетическая светимость абсолютно черного тела $\varepsilon(T)$ на основе представлений Рэрея и Джинса оказалась равной бесконечности

$$\varepsilon(T) = \int_0^\infty \varepsilon(\nu, T) d\nu = \frac{2\pi kT}{C^2} \int_0^\infty \nu^2 d\nu = \infty.$$

Таким образом, формула Рэрея и Джинса находилась в противоречии с законом Стефана-Больцмана, согласно которому

$\varepsilon(T) = \sigma T^4$. Но не следует думать, что работы Рэля и Джинса оказались бесплодными. Они показали, что последовательное применение представлений классической физики к исследованию теплового излучения не позволяет объяснить наблюдаемые на опыте закономерности.

Выход был найден немецким физиком М. Планком в 1900 г. Он не отвергает идеи Рэля и Джинса об излучении энергии независимыми осцилляторами. Вместе с тем Планк предложил, что энергия излучения может принимать лишь определенные дискретные значения, равные целому числу элементарных порций энергии, – квантов ε_0 . Следовательно, энергию осциллятора можно представить в виде $\varepsilon(\nu) = n\varepsilon_0$, где n – любое целое положительное число. При этом условии, используя распределение Больцмана, Планку удалось найти среднюю энергию гармонического квантового осциллятора в виде

$$\langle \varepsilon(\nu) \rangle = \frac{\varepsilon_0}{e^{\frac{\varepsilon_0}{kT}} - 1}. \quad (10.16)$$

Подставляя среднее значение энергии гармонического осциллятора в формулу Рэля и Джинса, получим

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{C^2} \cdot \frac{\varepsilon_0}{e^{\frac{\varepsilon_0}{kT}} - 1}. \quad (10.17)$$

Сравнивая выражение (10.17) с формулой Вина (10.9), Планк установил, что энергия кванта должна быть равна $\varepsilon_0 = h\nu$, где h – постоянная Планка, $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с. Окончательно формула Планка для функции Кирхгофа имеет вид

$$\varepsilon(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{C^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (10.18)$$

Формула Планка (10.18) для лучеиспускательной способности абсолютно черного тела хорошо согласуется с опытом при самых различных температурах. В области малых частот эта формула согласуется с законом Рэля-Джинса, а в области больших – с законом Вина.

2. Экспериментальная часть

Экспериментальная установка приведена на рис. 10.5. Излучающим телом служит вольфрамовый волосок лампочки накаливания. Измерение температуры волоска проводится при помощи оптического пирометра с исчезающей нитью.

Пределы измерения температур этим прибором – от 700 до 2000 °С. Принцип действия оптического пирометра с исчезающей нитью основан на сравнении монохроматической яркости излучения накаливаемого тела с монохроматической яркостью излучения нити специальной пирометрической лампы накаливания.

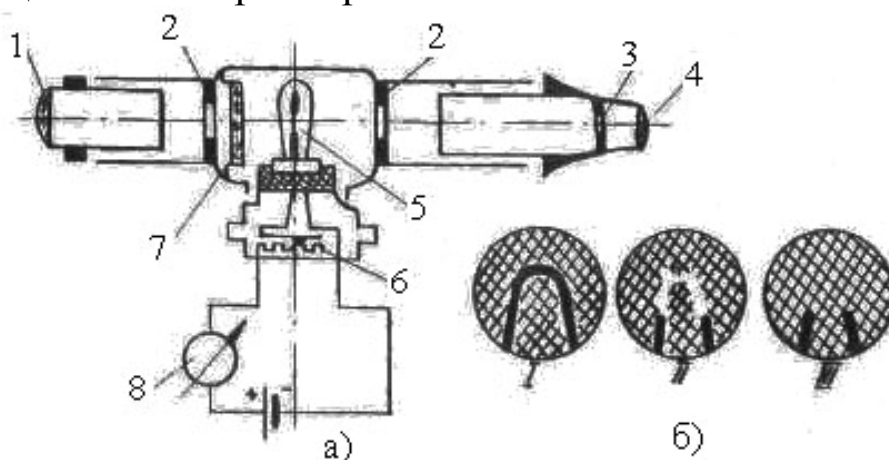


Рис. 10.5. Экспериментальная установка для изучения закона Стефана-Больцмана:

- 1 – объектив; 2 – зрительная труба; 3 – красный светофильтр;
4 – окуляр; 5 – пирометрическая лампочка накаливания с вольфрамовой нитью; 6 – реостат; 7 – дымчатый светофильтр;
8 – дифференциальный амперметр

Оптическая схема пирометра, изображенная на рис. 10.5, а представляет собой зрительную трубу с объективом 1 и окуляром 4. Перед окуляром помещен красный светофильтр 3. Спектральная характеристика пропускания светофильтра подбирается с учетом спектральной чувствительности глаза так, чтобы при рассматривании объекта через светофильтр наибольшая видимая яркость соответствовала бы длине волны около 0,65 мкм. В фокусе объектива находится вольфрамовая нить пирометрической лампочки 5. Нить лампочки питается от аккумулятора; ее накал можно регулировать вручную реостатом 6. В поле зрения зрительной трубы на-

блюдается участок излучающей поверхности волоска эталонной лампочки накаливания (объекта измерения) и на этом фоне – нить лампочки 5 (рис. 10.5, б). Если яркости нити и волоска неодинаковы, нить будет видна более темной или более светлой, чем фон. Регулируя накал нити реостатом, добиваемся равенства яркостей, при этом изображение нити сольется с фоном и станет неразличимо (нить «исчезнет»). В этот момент яркостная температура нити равна яркостной температуре волоска. Глаз весьма чувствителен к различению яркостей, и момент «исчезновения» нити улавливается с достаточной уверенностью. Электроизмерительный прибор 8, включенный в цепь нити накаливания, градуируется по образцовому пирометру или температурным лампам, в градусах Цельсия яркостной температуры. Как указывалось выше, если объект измерения по своей излучающей способности близок к абсолютно черному телу, то показываемая пирометром яркостная температура равна истинной температуре объекта. Однако излучающая способность реальных физических тел не достигает излучающей способности абсолютно черного тела. Поэтому при одинаковой яркости излучения, т. е. при одинаковой яркостной температуре, истинная температура реального физического тела будет выше яркостной температуры, показываемой оптическим пирометром. Для питания оптического пирометра применяется двоярный щелочной аккумулятор. Сила тока в лампе регулируется реостатом 6 вручную. Электроизмерительный прибор 8 представляет собой дифференциальный амперметр с двумя рамками, который реагирует на изменение тока в цепи питания и напряжения на пирометрической лампе. Для нагревания волоска лампочку включают в сеть переменного тока. Изменяя реостатом 6 ток I в цепи лампочки, получают разную температуру накала волоска. Сила тока I и напряжение U на волоске измеряются электроизмерительным прибором 8 (дифференциальным амперметром).

При измерении температуры выше 1400°C необходимо вводить дымчатый светофильтр 7.

Если температура волоска не изменяется, мощность его теплового излучения определяется, с одной стороны, по закону Джоуля-Ленца, а с другой, по закону Стефана-Больцмана, т. е.

$$IU = a\sigma(T^4 - T_0^4)S, \quad (10.19)$$

где S – площадь поверхности волоска, a – коэффициент поглощения вольфрама ($a=0,3$); σ – постоянная Стефана-Больцмана; T – температура накала волоска, T_0 – температура окружающей среды (комнатная температура).

Из уравнения (10.19) следует, что постоянная Стефана-Больцмана равна

$$\sigma = \frac{IU}{a S (T^4 - T_0^4)}. \quad (10.20)$$

2.1. Порядок проведения эксперимента и обработка результатов измерений

- 1) Подключите напряжение к нити лампы накаливания 5.
- 2) Подключите питание пирометра к аккумулятору, предварительно введя все сопротивление реостата 6, т. е. поверните кольцо до упора.
- 3) Получите резкое изображение волоска в окуляр 4 пирометра.
- 4) Введите красный светофильтр 3.
- 5) Вращением кольца 6 добейтесь того, чтобы нить лампы 5 исчезла на фоне изображения раскаленного волоска, и сделайте замер его температуры в градусах Цельсия – t °C.
- 6) Запишите показания по электроизмерительному прибору 8 напряжения U и силы тока I в табл. 10.1.
- 7) Не нарушая фокусировки пирометра, проведите измерения для пяти различных температур накала волоска.
- 8) Выразите температуру накала волоска лампочки и температуру окружающей среды (комнатную температуру) по шкале Кельвина.
- 9) Вычислите по формуле (10.20) постоянную Стефана-Больцмана σ для пяти различных температур накала волоска.
- 10) Вычислите среднее значение $\langle \sigma \rangle$, абсолютную погрешность $\Delta \sigma$, относительную погрешность ε .
- 11) Окончательный результат вычислений представьте в виде $\sigma = \langle \sigma \rangle \pm \Delta \sigma$.

12) Все результаты измерений и вычислений внесите в табл. 10.1

Таблица 10.1

Определение постоянной в законе Стефана-Больцмана

№ п/п	$U,$ B	$I,$ A	$t,$ $^{\circ}C$	$T,$ K	$T_0,$ K	$\sigma,$ $Вт/м^2 K^4$	$\langle \sigma \rangle,$ $Вт/м^2 K^4$	$\Delta\sigma,$ $Вт/м^2 K^4$	$\varepsilon, \%$	$\sigma = \langle \sigma \rangle \pm \Delta\sigma$ $Вт/м^2 K^4$
1										
2										
3										
4										
5										

3. Контрольные вопросы

1. Равновесное тепловое излучение. Его спектральные характеристики.
2. Абсолютно чёрное тело, серое тело.
3. Законы теплового излучения: закон Кирхгофа, закон смещения Вина, закон Стефана–Больцмана.
4. Кривые излучения абсолютно чёрного тела при различных температурах.
5. Формула Рэлея-Джинса. «Ультрафиолетовая катастрофа».
6. Гипотеза Планка. Формула Планка.
7. Оптический пирометр.
8. Вывод расчетной формулы для определения постоянной Стефана–Больцмана.

ПРИЛОЖЕНИЕ

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

II.1. Теоретическое введение

Проведение физического эксперимента всегда связано с измерением физических величин. *Физическая величина* характеризует определенную особенность физического объекта (явления), отображает его свойство, состояние или происходящий в нем процесс и имеет качественное и количественное содержание. *Измерение* – экспериментальное определение количественного значения физической величины с помощью специально для этого предназначенных технических средств. Измерение включает в себя наблюдения и выполнение математических операций по определению результата измерений.

Различают *прямые измерения*, когда исследуемая физическая величина измеряется непосредственно, и *косвенные*, когда значение искомой величины находят на основании известной зависимости от величин, получаемых прямыми измерениями.

Опыт показывает, что всякое измерение, как бы тщательно оно ни проводилось, дает лишь приближенный результат и не может не содержать ошибок. Погрешности измерения по характеру происхождения можно разделить на три типа.

Систематические погрешности обусловлены одной и той же причиной – погрешностями измерительной аппаратуры, отличиями условий эксперимента или недостатками методики измерения. Поэтому при повторении опыта в тех же условиях они остаются постоянными по величине и знаку (систематически повторяются). Такие ошибки можно учесть с помощью поверки приборов и уменьшить, усовершенствовав методику измерения.

Случайные погрешности всегда присутствуют в эксперименте и являются результатом суммарного действия большого количества случайных неконтролируемых помех. Они связаны с ограниченной точностью приборов, ограниченной чувствительностью наших органов чувств, изменениями внешних условий и т. д. Такие погрешности устранить нельзя, но, благодаря тому, что они подчиняются вероятностным закономерностям, при достаточно большом числе измерений можно указать пределы, внутри которых заключается истинное значение.

Грубые погрешности (промахи) – погрешности, существенно превышающие ожидаемые при данных условиях измерения. Они

возникают из-за неучтенных внешних воздействий. Так, грубые погрешности могут быть вызваны кратковременными скачками питающего напряжения при включении в сеть мощных потребителей энергии. Промехи могут быть обусловлены и очевидными ошибочными измерениями экспериментатора. В большинстве случаев при многократных измерениях промахи сильно выделяются. При обработке результатов их следует отбрасывать и проводить повторные измерения.

П.2. Порядок обработки результатов прямых измерений

Если проведено n измерений некоторой физической величины, истинное значение которой $x_{ист}$, то *наиболее вероятным* является среднее арифметическое результатов измерений

$$\langle x \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, \quad (\text{П.1})$$

где x_i – результат i – го измерения.

При большом числе измерений ($n \rightarrow \infty$) величина $\langle x \rangle$ стремится к истинному значению $x_{ист}$. Каждое значение x_i имеет случайное отклонение от среднего $\langle x \rangle$. За погрешность отдельного измерения принимают разность

$$\Delta x_i = x_i - \langle x \rangle. \quad (\text{П.2})$$

Погрешности Δx_i могут быть как положительными, так и отрицательными.

Среднее арифметическое модулей погрешностей измерений дает в первом приближении *абсолютную ошибку* $\langle \Delta x \rangle$ результатов измерений

$$\langle \Delta x \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |x_i - \langle x \rangle| = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |\Delta x_i|. \quad (\text{П.3})$$

Истинное значение измеряемой величины $x_{ист}$ находится внутри интервала значений, называемого *доверительным интервалом*

$$\langle x \rangle - \langle \Delta x \rangle < x_{ист} < \langle x \rangle + \langle \Delta x \rangle. \quad (\text{П.4})$$

Доверительная вероятность или коэффициент надежности α показывает вероятность $\mathcal{D}$ того, что результат измерения отличается от истинного значения на величину, не большую $\langle \Delta x \rangle$

$$P(\langle x \rangle - \langle \Delta x \rangle < x_{ист} < \langle x \rangle + \langle \Delta x \rangle) = \alpha. \quad (\text{П.5})$$

С помощью теории случайных погрешностей Гаусса можно точнее определить величину $\langle \Delta x \rangle$ и, кроме того, указать долю результатов измерений, попадающих в интервал (П.4). Если погрешности $\langle \Delta x \rangle$ случайные, небольшие и распределены по нормальному закону, т. е. описываются функцией Гаусса

$$f(\Delta x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\Delta x)^2}{2\sigma^2}}, \quad (\text{П.6})$$

то имеется четкая связь между абсолютной ошибкой $\langle \Delta x \rangle$ и доверительной вероятностью α . В формуле (П.6) величина σ называется средней квадратичной погрешностью среднего арифметического или средним квадратичным отклонением. Чем σ меньше, тем выше точность измерений. Это следует из графиков функции (П.6) для различных значений σ (рис. П.1). По мере уменьшения σ рассеяние случайных погрешностей Δ относительно центра их распределения уменьшается.

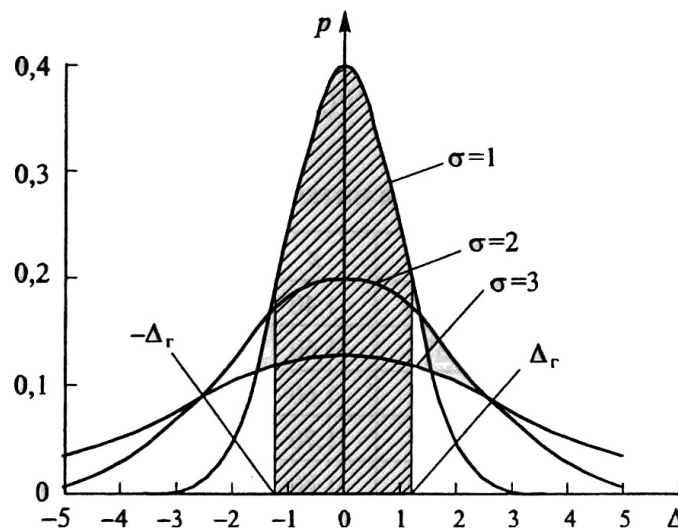


Рис. П.1. Графики нормального закона распределения

На графике, представленном на рис. П.1, для конкретного значения средней квадратичной погрешности σ вероятность p численно равна площади S заштрихованной фигуры,

ограниченной функцией $p(\Delta)$, отрезком оси погрешностей Δ в интервале $-\Delta_r, \Delta_r$ и ординатами $p(-\Delta_r), p(\Delta_r)$.

Чем шире заданный интервал погрешностей $(-\Delta_r, \Delta_r)$, тем больше площадь S , то есть выше вероятность попадания случайных погрешностей измерений Δ в этот интервал. Для интервала случайных погрешностей Δ вероятность $P(-\infty \leq \Delta \leq \infty) = 1$.

При конечном числе измерений n средняя квадратичная погрешность приближенно оценивается по формуле

$$\sigma(\langle x \rangle) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\langle x \rangle - x_i)^2}{n(n-1)}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta x_i)^2}{n(n-1)}}. \quad (\text{П.7})$$

Расчеты показывают, что при большом числе измерений $n \rightarrow \infty$, вероятность того, что результат измерения отличается от истинного значения на величину, не большую, чем $< \Delta x > = \sigma$, равна 0,68, т. е.

$$\begin{aligned} P(\langle x \rangle - \sigma < x_{\text{ист}} < \langle x \rangle + \sigma) &= 0,68, \\ \text{соответственно, } P(\langle x \rangle - 2\sigma < x_{\text{ист}} < \langle x \rangle + 2\sigma) &= 0,95, \\ P(\langle x \rangle - 3\sigma < x_{\text{ист}} < \langle x \rangle + 3\sigma) &= 0,997. \end{aligned} \quad (\text{П.8})$$

При малом числе измерений надежность уменьшается, и для той же доверительной вероятности необходимо увеличить доверительный интервал в $t(\alpha, n)$ раз.

$$< \Delta x > = t(\alpha, n) \cdot \sigma(\langle x \rangle). \quad (\text{П.9})$$

Коэффициенты $t(\alpha, n)$, называемые *коэффициентами Стьюдента*, вычисляются по законам теории вероятностей. Значения $t(\alpha, n)$ для различных доверительных вероятностей α и числа измерений n приведены в таблице

Таблица П.1

n	α							
	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,96	0,99
2	1,00	1,58	2,0	3,1	6,3	12,7	31,3	63,6
3	0,82	1,06	1,3	1,9	2,9	4,3	7,0	31,6
4	0,77	0,98	1,3	1,6	2,4	3,2	4,6	12,9

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5	6	7	8	9
---	---	---	---	---	---	---	---	---

5	0,74	0,94	1,2	1,5	2,1	2,8	3,7	8,6
6	0,73	0,92	1,2	1,5	2,0	2,6	3,4	6,9
7	0,72	0,90	1,1	1,4	1,9	2,4	3,1	6,0
8	0,71	0,90	1,1	1,4	1,9	2,4	3,0	5,4
9	0,71	0,90	1,1	1,4	1,9	2,3	2,9	5,0
10	0,70	0,88	1,1	1,4	1,8	2,3	2,8	4,3
15	0,69	0,87	1,1	1,3	1,8	2,1	2,6	4,1
20	0,69	0,86	1,1	1,3	1,7	2,1	2,5	3,9
40	0,68	0,85	1,1	1,3	1,7	2,0	2,4	3,6
60	0,68	0,85	1,0	1,3	1,7	2,0	2,4	3,6
120	0,68	0,85	1,0	1,3	1,7	2,0	2,4	3,4

Точность результата измерения характеризует относительная погрешность

$$\varepsilon = \frac{\langle \Delta x \rangle}{\langle x \rangle} \cdot 100\% . \quad (\text{П.10})$$

Измерения любой физической величины должны завершаться указанием доверительного интервала Δx с заданной доверительной вероятностью α и указанием относительной ошибки ε .

Окончательный результат записывается в виде

$$x = (\langle x \rangle \pm \langle \Delta x \rangle), \alpha, \varepsilon . \quad (\text{П.11})$$

П.3. Порядок обработки результатов косвенных измерений

При косвенных измерениях измеряемая физическая величина y является известной функцией f ряда других измеряемых величин – аргументов $x_1, x_2, \dots, x_k$. Аргументы, т. е. перечисленные измеряемые величины, подвергаются прямым измерениям, а величину y вычисляют по формуле

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_k) \quad (\text{П.12})$$

Каждый из аргументов измеряется с некоторой погрешностью, вносящей определенный вклад в результат косвенного измерения. Для оценки этих погрешностей важно разделение косвенных измерений на линейные и нелинейные косвенные измерения.

При линейных косвенных измерениях формула (П.12) запишется в следующем виде:

$$y = \sum_{i=1}^m b_i x_i, \quad (\text{П.13})$$

где b_i – постоянные коэффициенты при искомым аргументах X_i .

В случае нелинейных косвенных измерений соотношение (П.12) будет представлять собой уже другие, отличные от (П.13), функциональные зависимости.

Погрешности измерения аргументов могут быть заданы либо своими границами Δx_i , либо доверительными границами $\Delta x(P_d)_i$ с доверительными вероятностями P_d . Если число аргументов невелико (меньше пяти), то простая оценка погрешности результата Δy получается суммированием предельных погрешностей (без учета знака), т. е. подстановкой границ Δx_i в формулу

$$\Delta y = \sqrt{\sum_{i=1}^m b_i^2 \Delta x_i^2}. \quad (\text{П.14})$$

На практике эта оценка завышена, поскольку подобное суммирование сводится к тому, что погрешности измерения всех аргументов одновременно совпадают по знаку и имеют максимальное значение. Обычно вероятность такого совпадения близка к нулю. Чтобы найти более реалистичную оценку, проводят статистическое суммирование погрешностей аргументов. Полагая, что в заданных границах погрешности аргументов распределены равномерно, доверительные границы $\Delta y(P_d)$ погрешности результата косвенного измерения рассчитывают как

$$\Delta y(P_d) = k \sqrt{\sum_{i=1}^m b_i^2 \Delta x_i^2}. \quad (\text{П.15})$$

Если погрешности измерения аргументов заданы доверительными границами с одинаковыми доверительными вероятностями, то, считая распределение этих погрешностей нормальным, доверительные границы находят по формуле

$$\Delta y(P_d) = \sqrt{\sum_{i=1}^m b_i^2 [\Delta x_i(P_d)]^2}. \quad (\text{П.16})$$

При нелинейных косвенных измерениях возникают существенные сложности статистической обработки результатов и

погрешностей, связанные с изменением законов распределения аргументов x_i при их функциональных преобразованиях. Поэтому проводят приближенную оценку погрешности результата косвенного измерения на основе линеаризации функции (П.12).

Запишем выражение для полного дифференциала функции y через частные производные по аргументам x_i

$$dy = \frac{\partial y}{\partial x_1} dx_1 + \frac{\partial y}{\partial x_2} dx_2 + \dots + \frac{\partial y}{\partial x_m} dx_m. \quad (\text{П.17})$$

Часто искомое значение физической величины находят на основании известной зависимости между этой величиной и другими величинами, измеряемыми непосредственно на опыте.

Так как погрешности измерения, как правило, бывают много меньше самих измеряемых величин, то можно воспользоваться дифференциальным исчислением. Для этого достаточно заменить значок дифференциала d значком ошибки Δ .

Пусть искомая величина y связана с измеряемой величиной x функциональной зависимостью

$$y = f(x). \quad (\text{П.18})$$

Ошибка в измерении величины dx приводит к появлению ошибки в искомой величине dy

$$y + dy = f(x + dx). \quad (\text{П.19})$$

Разложим правую часть в ряд Тейлора и ограничимся двумя членами этого ряда

$$y + dy = f(x) \pm \frac{df(x)}{dx} dx = y \pm \frac{df(x)}{dx} dx. \quad (\text{П.20})$$

Заменяя дифференциалы dx и dy средними квадратичными погрешностями $\sigma(x)$ и $\sigma(y)$, получим

$$\sigma(y) = \pm \frac{df(x)}{dx} \sigma(x) = \pm \frac{dy}{dx} \sigma(x), \quad (\text{П.21})$$

т. е. абсолютная погрешность функции $\sigma(y)$ равна произведению производной этой функции $\frac{dy}{dx}$ на абсолютную погрешность аргумента $\sigma(x)$.

Относительная погрешность функции равна дифференциалу натурального логарифма этой функции и определяется выражением

$$\varepsilon = \frac{\sigma(y)}{y} = \frac{df(x)}{dx} \frac{\sigma(x)}{f(x)} = d \ln f(x). \quad (\text{П.22})$$

В общем случае, если искомая величина y является функцией нескольких переменных x_i , непосредственно измеряемых на опыте,

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_k), \quad (\text{П.23})$$

то абсолютная погрешность определяется по формуле

$$\sigma(y) = \sqrt{\sum_{i=1}^k \left[\frac{\partial f(x_1, x_2, \dots, x_k)}{\partial x_i} \sigma(x_i) \right]^2} = \sqrt{\sum_{i=1}^k \left[\left(\frac{\partial y}{\partial x_i} \right) \sigma(x_i) \right]^2}, \quad (\text{П.24})$$

где $\frac{\partial f(x_1, x_2, \dots, x_k)}{\partial x_i} = \frac{\partial y}{\partial x_i}$ – частная производная функции (П.23) по переменной x_i , когда все остальные переменные считаются постоянными.

Если величины x_i входят в выражение для y как сомножители (в положительных или отрицательных степенях), то удобно сначала найти относительную погрешность

$$\varepsilon = \frac{\sigma(\langle y \rangle)}{\langle y \rangle} = \sqrt{\sum_{i=1}^k \left[\frac{\sigma(\langle x_i \rangle)}{\langle x_i \rangle} \right]^2}, \quad (\text{П.25})$$

а затем доверительный интервал с заданной вероятностью α

$$\Delta y = t(\alpha, n) \cdot \sigma(\langle y \rangle). \quad (\text{П.26})$$

Окончательный результат записывается в виде (П.11).

$$x = (x \pm \Delta x), \alpha, \varepsilon.$$

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Савельев И.В.* Курс общей физики. Т. 2, 3. – М.: Наука, 1989.
2. *Детлаф А. А., Яворский Б. М.* Курс общей физики. – М.: «Высшая школа», 2001г.
3. *Трофимова Т.И.* Курс физики. – М.: Высшая школа, 2001.
4. *Кортнев А. В., Рублев Ю. В., Куценко А. Н.* Практикум по физике. М.: «Высшая школа», 1963.
5. *Майсова Н. К.* Практикум по курсу общей физики. – М.: Высшая школа, 1970.
6. Лабораторный практикум по физике /Под ред. *А.Ф. Ахматова*. – М.: Высшая школа, 1980.
7. Руководство к лабораторным занятиям по физике /Под ред. *Гольдина Л. Л.* М.: Высшая школа, 1973.
8. Лабораторный практикум по физике /Под ред. *К.А. Барсукова и Ю.И Уханова*. – М.: Высшая школа, 1988.
9. *Новицкий П.В., Зограф И.А.* Оценка погрешностей результатов измерений. – М.: Энергоатомиздат, 1995. – 197 с.
10. *Сулеева Л.Б.* Механика и молекулярная физика. Физический практикум. Учебное пособие. – Алматы: КазНТУ, 2004. – 80 с.
11. *Тейлор Дж.* Введение в теорию ошибок: Пер. с англ. – М.: Мир, 1985. – 272 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	3
1. Изучение центрированных оптических систем	5
2. Изучение световых характеристик источника света....	24
3. Изучение интерференции света	38
Лабораторная работа 3 а	
Определение радиуса кривизны линзы и длины световой волны с помощью колец Ньютона	59
Лабораторная работа 3б	
Изучение интерференции лазерного излучения при отражении волны от стеклянной пластины	63
4. Изучение дифракции Фраунгофера	67
Лабораторная работа 4 а	
Определение длины волны при помощи дифракционной решетки	80
Лабораторная работа 4 б	
Изучение дифракции Фраунгофера от n щелей в когерентном свете лазера	84
5. Изучение вращения плоскости поляризации	88
6. Проверка закона Малюса	104
7. Изучение спектров излучения	112
8. Изучение спектральных характеристик монохроматора...	124
9. Изучение внешнего фотоэффекта	135
10. Изучение теплового излучения	144
Математическая обработка результатов измерения физических величин.....	157
Библиографический список	165

Учебное издание

Турарбек Бегимович Бегимов
Меруерт Шамкеновна Исмагулова
Майра Айсагалиевна Мухамедгалиева

ОПТИКА И АТОМНАЯ ФИЗИКА

Физический практикум

Учебное пособие

Нач. РО ИИЦ
Редактор
Компьютерная верстка

З. Губайдулина
З. Губайдулина
А.Н. Оразалиева

Подписано в печать 27.06. 12 г.

Тираж 300 экз. Формат 60х84х 1/16. Бумага типогр. № 1.
Уч.-изд.л. 10,4. Усл. п.л. 9,6. Заказ № . Цена договорная.

Издание Казахского национального технического
университета им. К.И. Сатпаева
Информационно-издательский центр КазНТУ,
г. Алматы, ул.Сатпаева, 22

ISBN 978-601-228-361-7



9