

Цена 16 коп.

**Взаимодействие  
Света  
с веществом,  
излучение  
и поглощение  
Света**

74  
240  
80,132,  
133,165



СО Д Е Р Ж А Н И Е

П Р Е Д И С Л О В И Е

Глава XVIII. ДИСПЕРСИЯ СВЕТА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ . . . . . 3

§1. Взаимодействие света с веществом . . . . . 4  
 §2. Электронная теория дисперсии . . . . . 6  
 §3. Определение показателей преломления . . . . . 9  
 §4. Теория приборов ИРФ-22 и ИРФ-23 . . . . . 11

74 Задача 180. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЖИДКИХ И ТВЕРДЫХ ТЕЛ НА РЕФРАКТОМЕТРЕ ИРФ-23 . . . . . 13

74<sup>4</sup> Задача 181. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЖИДКИХ И ТВЕРДЫХ ТЕЛ И СРЕДНЕЙ ДИСПЕРСИИ НА РЕФРАКТОМЕТРЕ ИРФ-23 . . . . . 18

Глава XIX. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ  
 §1. Закон Кирхгофа . . . . . 26  
 §2. Излучение абсолютно черного тела . . . . . 28  
 §3. Формула Планка и ее следствия . . . . . 30

165 Задача 190. ИЗМЕРЕНИЕ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО ПИРОМЕТРА С ИСПОЛЪЗОВАНИЕМ НИТЬЮ . . . . . 33

Глава XX. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ  
 §1. Действие света на вещество . . . . . 41  
 §2. Внешний фотоэффект . . . . . 42  
 §3. Внутренний фотоэффект . . . . . 45  
 §4. Применения фотоэффекта . . . . . 54

132 Задача 200. ИЗУЧЕНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФФЕКТА . . . . . 58

133 Задача 201. ИЗУЧЕНИЕ ВНУТРЕННЕГО ФОТОЭФФЕКТА . . . . . 61

Глава XXI. СПЕКТРЫ АТОМОВ. ОСНОВЫ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА  
 §1. Электромагнитное излучение вещества . . . . . 65  
 §2. Спектр водорода в атомарном состоянии . . . . . 67  
 §3. Теория атома водорода по Бору . . . . . 69  
 §4. Физические основы спектрального анализа . . . . . 76  
 §5. Применения спектрального аппарата . . . . . 79

80 Задача 210. ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА АТОМАРНОГО ВОДОРОДА И КАЧЕСТВЕННЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ . . . . . 82

ОБЩИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ ДЛЯ СТУДЕНТОВ  
 ЕСТЕСТВЕННЫХ ФАКУЛЬТЕТОВ

Вып. VIII. Взаимодействие света с веществом  
 Изучение и поглощение света

Заведующий редакцией С.И.Зеленова  
 Редактор О.В.Семенико  
 Технический редактор Л.Р.Черемкина

Подписано к печати 28.06.85. Формат 60x90/16. Бумага офсетн. № 1.  
 Офсетная печать. Уг. печ. л. 5,5. Уч.-изд. л. 5,04. Тираж 1000 экз.  
 Заказ 4658 Цена 15 коп. Заказ № 0

Ордена "Знак Почета" Издательство Московского университета  
 103009, Москва, ул. Герцена, 5/7.  
 Типография ордена "Знак Почета" Изд-ва МГУ.  
 119899, Москва, Ленинские горы

Копия



МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА, ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ  
И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

Ф И З И Ч Е С К И Й    Ф а к у л ь т е т

Кафедра общей физики для естественных факультетов

ОБЩАЯ ФИЗИЧЕСКАЯ ПРАКТИКА

для студентов естественных факультетов

Выпуск 108. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ.  
ИЗЛУЧЕНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА

Издательство Московского университета  
1985



УДК 530(075.8)

П Р Е Д И С Л О В И Е

Общая физический практикум для студентов естественных факультетов. Вып. III. Взаимодействие света с веществом. Излучение и поглощение света. - М., Изд-во Моск. ун-та, 1984 г. - 88 с.

В пособии приведен теоретический материал и методика выполнения лабораторных работ по теме "Взаимодействие света с веществом. Излучение и поглощение света". Для студентов естественных факультетов.

Составители: Г.Е. Пустовалов, Е.В. Талызина

Рецензенты: доцент А.А. Сидякин, доцент Д.Д. Луко

Учебное пособие по общей физическому практикуму для студентов естественных факультетов МГУ издается отдельными выпусками. Материал каждого выпуска разбит на главы. Каждая глава начинается с изложения теории изучаемого явления и заканчивается описанными лабораторными работ (задача) по данной теме. Нумерация задач (и ответов) соответственно - глава) отвечает нумерации задач, помещенных в лабораторных практикума.

Необходимость изложения теории изучаемых явлений вызвана тем, что ряд работ выполняется студентами до того, как соответствующий материал излагается в лекционном курсе. Студентам же, не специализирующимся по физике, на курсе общей физики приходится так мало часов, что они, как правило, не в состоянии самостоятельно выбрать необходимый материал из имеющихся учебников.

Данный выпуск представляет собой второй выпуск раздела "Оптика" и содержит задачи, относящиеся к взаимодействию света с веществом, излучению и поглощению света.

Первоначальные тексты описаний отдельных задач были написаны преподавателями кафедры общей физики для естественных факультетов: к задачам 180 и 181 - К.А. Мичуринной, к задачам 190 и 210 - А.С. Дамовым и к задачам 200 и 201 - П.В. Короленко.

077(02)-85 - заказная

Издательство  
Московского университета, 1985



# Глава XIII. ДИСПЕРСИЯ СВЕТА. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

## §1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕТА С ВЕЩЕСТВОМ

Сравнительно простое объяснение ряда оптических явлений, связанных с взаимодействием света с веществом, таких как дисперсия, поглощение и рассеяние света, можно дать в рамках волновой оптики. При этом предполагается, что вещество представляет собой совокупность большого числа колебательных систем — осцилляторов, в состав которых входят заряженные частицы (электроны и ионы). Процесс взаимодействия света с веществом сводится к интерференции падающей (первичной) электромагнитной волны со вторичными волнами, возникающими вследствие колебаний осцилляторов, вызванных электрическими полями первичной волны. Силовое поле Лоренца, действующее на заряженные частицы со стороны магнитного поля волны, обычно пренебрегают из-за ее малости.

Будем считать, что силы, действующие на заряженные частицы в осцилляторах, являются квазиупругими, т.е. пропорциональны смещению  $\vec{r}$  заряженной частицы относительно положения ее равновесия:  $\vec{F}_{упр} = -k\vec{r}$ . Из курса механики известно, что под действием квазиупругой силы частица, выведенная из положения равновесия, а затем предоставленная самой себе, будет совершать собственные гармонические колебания с частотой  $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ , зависящей от массы частицы  $m$  и константы квазиупругой связи  $k$ . Колебания заряженных частиц вещества можно разделить на две группы: 1) колебания электронов относительно практически неподвижных ионов, происходящие с частотами волны видимой и ультрафиолетовой частей спектра, и 2) колебания ионов в многоатомных молекулах и твердых телах относительно друг друга при практически неизменных положениях электронов, происходящие с частотами волн инфракрасной части спектра. Более низкие частоты во втором случае обусловлены тем, что массы ионов в десятки тысяч раз больше масс электронов.

Колебющийся заряд движется ускоренно и, следовательно, как всякий движущийся ускоренно заряд, он излучает электромагнитные

волны. В результате излучения колеблющийся заряд теряет энергию, поэтому его колебания должны затухать. Затухание колебаний можно учесть, введя аналог силы трения, пропорциональной скорости:  $f_{тр} = -b\dot{r} = -b\dot{x}$ .

Пусть через вещество проходит световая электромагнитная монохроматическая волна, напряженность электрического поля которой в том месте, где находится рассматриваемый осциллятор, колеблется по закону

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \sin \omega t. \quad (18.1)$$

Тогда на заряженную частицу с зарядом  $e$  со стороны электрического поля волны будет действовать сила  $\vec{f} = e\vec{E} = e\vec{E}_0 \sin \omega t$ .

Применим к частице 2-й закон Ньютона, учитывая все действующие на нее силы:

$$m\ddot{x} = f_{упр} + f_{тр} + \vec{f}. \quad (18.2)$$

После подстановки сюда выражений для сил это уравнение можно привести к виду

$$\ddot{x} + \frac{b}{m}\dot{x} + \frac{k}{m}x = \frac{eE_0}{m} \sin \omega t. \quad (18.3)$$

Уравнение (18.3) представляет собой дифференциальное уравнение вынужденных колебаний. Его установившееся решение

$$\vec{r}(t) = \vec{A} \sin(\omega t + \varphi), \quad (18.4)$$

где

$$\vec{A} = \frac{e\vec{E}_0}{\sqrt{m^2(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + b^2\omega^2}}, \quad (18.5)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{b\omega}{m(\omega^2 - \omega_0^2)}. \quad (18.6)$$

Если же не учитывать затухания колебаний, то  $b = 0$  и  $\varphi = 0$ . В этом случае из (18.4) и (18.5) следует

$$\vec{r}(t) = \frac{e\vec{E}_0}{m(\omega^2 - \omega_0^2)} \sin \omega t. \quad (18.7)$$

Анализ формулы (18.5) показывает, что при приближении частоты  $\omega$  световой волны к собственной частоте  $\omega_0$  колебаний осциллятора наблюдается резонанс: амплитуда  $\vec{A}$  колебаний осциллятора резко возрастает. Собственные частоты колебаний электронов внешних оболочек атомов и молекул лежат в диапазоне частот видимой части спектра. Эти электроны называются оптическими. Электроны внутрен-



ных оболочек, связанные с ядром значительно сильнее, имеет собственную частоту колебаний, заметно превышающую частоту этого деброя, а яоны, как говорилось выше, колеблются с собственной частотой значительно меньшей. Поэтому амплитуды колебаний электронов внешних оболочек под действием световой волны видимой частоты спектра много больше амплитуд колебаний других заряженных частиц среды.

Итак, под действием световой волны оптические электроны совершают вынужденные гармонические колебания с частотой падающей волны относительно практической неподвижных положительных зарядов (ионов). В результате второго атома и молекулы среды становятся диполями (жон + электрон) с изменяющимися во времени электрическими моментами  $\vec{p}(t) = e\vec{r}(t)$  и сами начинают излучать вторичные световые волны той же частоты, но с меньшей амплитудой и с падающей волной, поскольку фазы падающей волны и вынужденных колебаний диполей согласованы. Интерференция падающей и всех вторичных волн приводит к образованию отраженных, преломленных и рассеянных волн.

## §2. ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕОРИЯ ДИСПЕРСИИ

Опыт показывает, что при прохождении белого света через стеклянную призму свет разлагается в спектр с непрерывно меняющимися цветами, причем фиолетовые лучи отклоняются сильнее красных. Это объясняется тем, что показатели преломления веществ для разных длин световых волн имеют различные значения.

Зависимость показателя преломления  $n$  от длины волны  $\lambda$  или от частоты  $\omega$  называется дисперсией света. Рассмотрим элементарную теорию дисперсии, основанную на модели взаимодействия света с веществом, описанной в предыдущем параграфе.

Согласно электромагнитной теории Максвелла показатель преломления вещества  $n = \sqrt{\epsilon\mu}$ , где  $\epsilon$  — диэлектрическая, а  $\mu$  — магнитная проницаемости вещества. Так как подавляющее большинство прозрачных для видимого света веществ имеет магнитную проницаемость, практически не отличающуюся от единицы, то можно считать, что

Основы этой теории сохраняются и в квантовой теории. Объясняется это тем, что взаимодействие света с веществом можно описать в хорошем согласии с оптикой, если атомы вещества представлять как совокупность квантовых термодинамических осцилляторов, а для гармонических осцилляторов и квантовая и классическая теории приводят к одинаковым результатам.

$n \approx \sqrt{\epsilon}$ . Таким образом, нахождение зависимости  $n(\omega)$  сводится к изучению зависимости от  $\omega$  свойств диэлектриков.

Основной характеристикой поведения диэлектриков в электрическом поле является вектор поляризации  $\vec{P}$ , определяемый как сумма электрических моментов всех диполей, содержащихся в единице объема вещества. В изотропных средах вектор  $\vec{P}$  пропорционален напряженности электрического поля  $\vec{E}$ , т.е.  $\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E}$ . Здесь  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная, а  $\chi$  — диэлектрическая восприимчивость вещества, которая связана с его диэлектрической проницаемостью соотношением  $\epsilon = 1 + \chi$ . Отсюда для квадрата показателя преломления имеем

$$n^2 = \epsilon = 1 + \chi = 1 + \frac{|\vec{P}|}{\epsilon_0 |\vec{E}|} \quad (18.8)$$

Пусть в единице объема вещества содержится  $N$  одинаковых осцилляторов, собственная частота колебаний которых  $\omega_0$ . При колебаниях осцилляторы образуют электрические диполи с переменными моментами  $\vec{p}(t) = e\vec{r}(t)$ . Тогда, согласно определению, вектор поляризации  $\vec{P} = N\vec{p}(t) = Ne\vec{r}(t)$ . Подставив величину вектора поляризации в (18.8) и учитывая выражения (18.1) и (18.7) для  $\vec{E}(t)$  и  $\vec{r}(t)$ , найдем

$$n^2 = 1 + \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m (\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (18.9)$$

Отсюда следует, что при  $\omega < \omega_0$  показатель преломления  $n > 1$  и растет с увеличением  $\omega$  (т.е. с уменьшением длины волны  $\lambda$ ). Эта область частот соответствует области нормальной дисперсии. При  $\omega > \omega_0$ ,  $n < 1$  и также возрастает с увеличением  $\omega$ . При  $\omega = \omega_0$ ,  $n = \pm \infty$ , что не имеет физического смысла и получается из-за допущения в (18.7) отсутствия затухания колебаний осциллятора. Если же учесть затухание, то зависимость показателя преломления от частоты приобретает вид, показанный на рис.1.

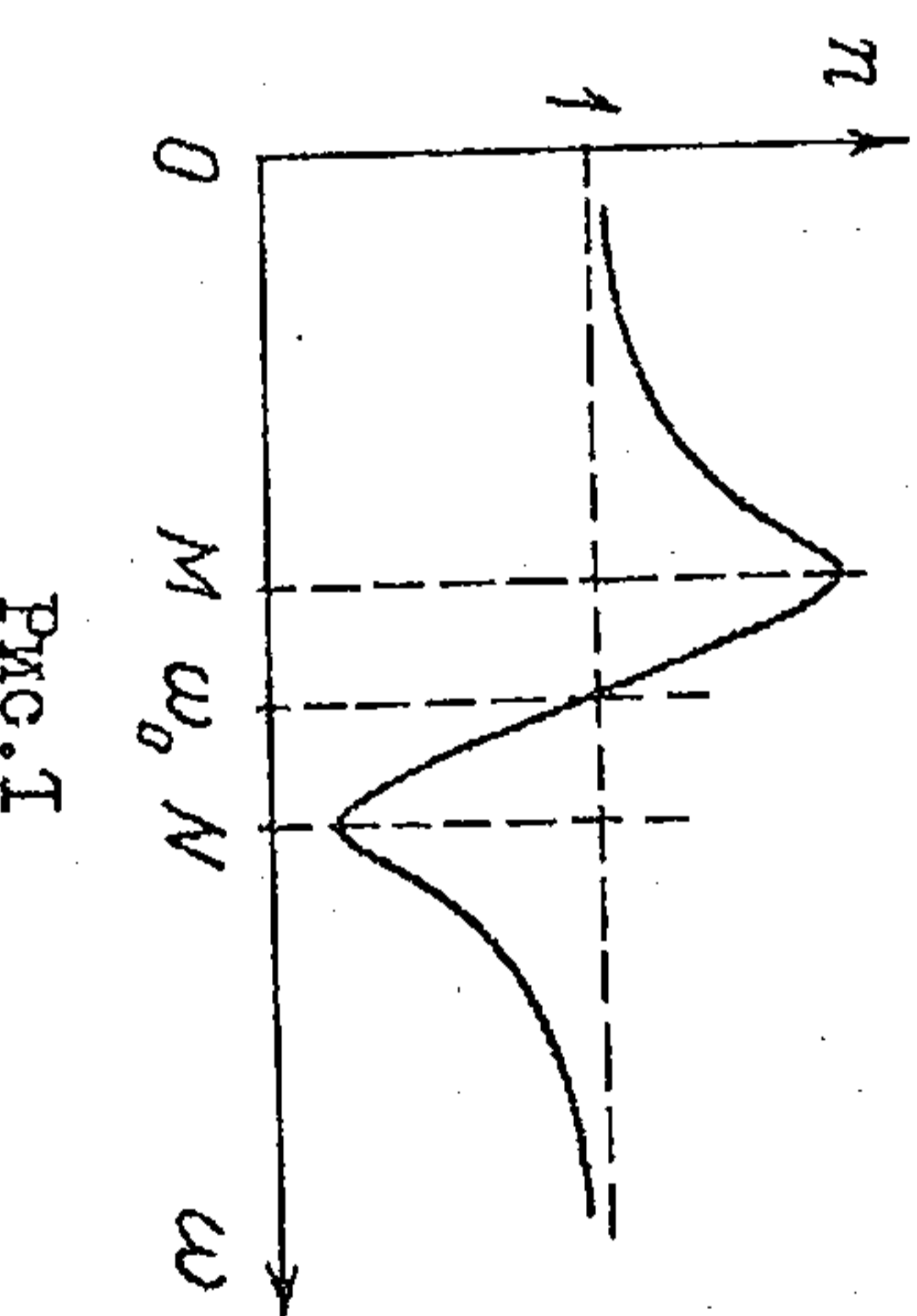


Рис.1

В этом случае вблизи собственной частоты осциллятора  $\omega_0$  показатель преломления уменьшается с увеличением частоты, а не возрастает, как это имеет место в области нормальной дисперсии. Область  $MN$  (рис.1)



называется областью аномальной дисперсии. В этой области наблюдается сильное поглощение света веществом.

Если каждая молекула (атом) содержит не один, а несколько оптических электронов с частотами собственных колебаний  $\omega_{01}, \omega_{02}, \dots, \omega_{0N}$ , то ее можно рассматривать как совокупность осцилляторов, суммарный электрический момент которых  $\vec{p}(t) = \sum_{i=1}^N e \vec{r}_i(t)$ . Квадрат показателя преломления в этом случае можно представлять в виде

$$n^2 = 1 + \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m} \sum_{i=1}^N \frac{1}{\omega_{0i}^2 - \omega^2} \quad (18.10)$$

Соответственно кривая  $n(\omega)$  имеет изломы в окрестности каждой из собственных частот (рис. 2).

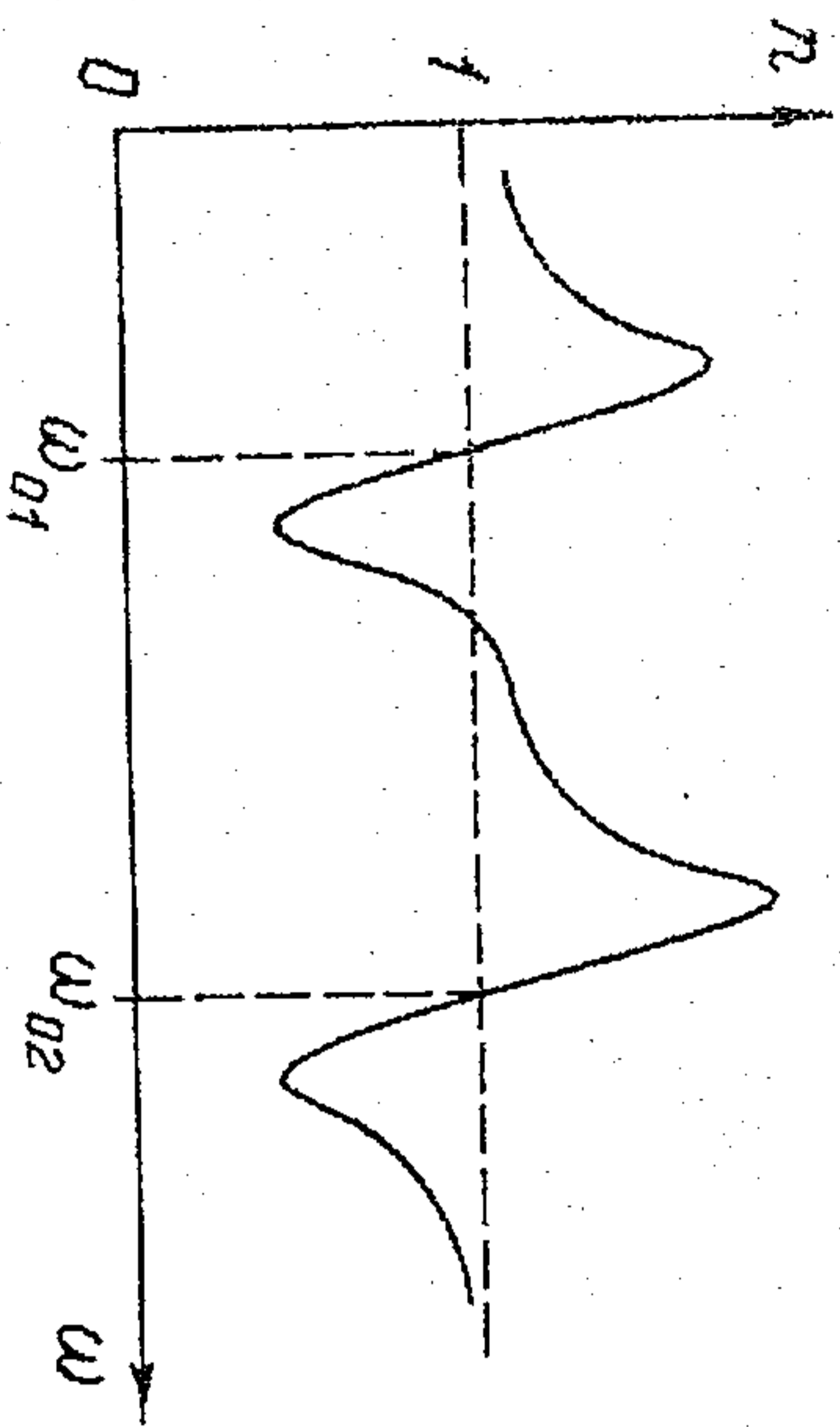


Рис. 2

Для количественной характеристики зависимости показателя преломления вещества от длины волны выводится понятие о дисперсии вещества. Дисперсия вещества показывает, как быстро меняется показатель преломления с изменением длины волны. Если двум длинам волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  соответствуют значения показателя преломления  $n_1$  и  $n_2$ , то средняя дисперсия выражается формулой

$$\frac{\Delta n}{\Delta \lambda} = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \quad (18.11)$$

Практически за меру дисперсии принимают либо среднюю дисперсию  $n_F - n_C$ , либо относительную дисперсию  $\frac{n_F - n_C}{n_D - 1}$ ,

$$\quad (18.12)$$

где  $n_F, n_C$  и  $n_D$  - показатели преломления соответствующих Fraunhoferских линий F, C и D ( $\lambda_F = 4861 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_C = 6563 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_D = 5893 \text{ \AA}$ ). Уточняется также величина, обратная относительной дисперсии

$$v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} \quad (18.13)$$

Величина  $v$  называется коэффициентом Лангмюра и дает представление о дисперсии вещества в средней части видимого спектра. Коэффициент дисперсии выражается почти двузначным числом, лежащим между 10 и 100 (например, для фторита  $v = 95$ , для кварца  $v = 20$ ). Большое значение  $v$  соответствует малой дисперсии, малое - большой.

### § 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

Напомним законы отражения и преломления света и рассмотрим ход лучей при явлении полного внутреннего отражения, которое используется для определения показателя преломления.

Законы отражения и преломления света. Показатель преломления. Из опыта известно, что в однородной прозрачной среде свет распространяется прямолинейно. Однако, если луч света падает на границу раздела двух прозрачных сред, то происходит изменение направления его распространения: свет частично отражается от границы раздела этих сред, частично же преломляется и проходит во вторую среду.

Закон отражения света: угол падения  $i$  равен углу отражения  $i'$ . Луч падающий 1, луч отраженный 2 и нормаль  $\vec{K}$  к границе раздела сред, проведенная через точку падения, лежат в одной плоскости (рис. 3).

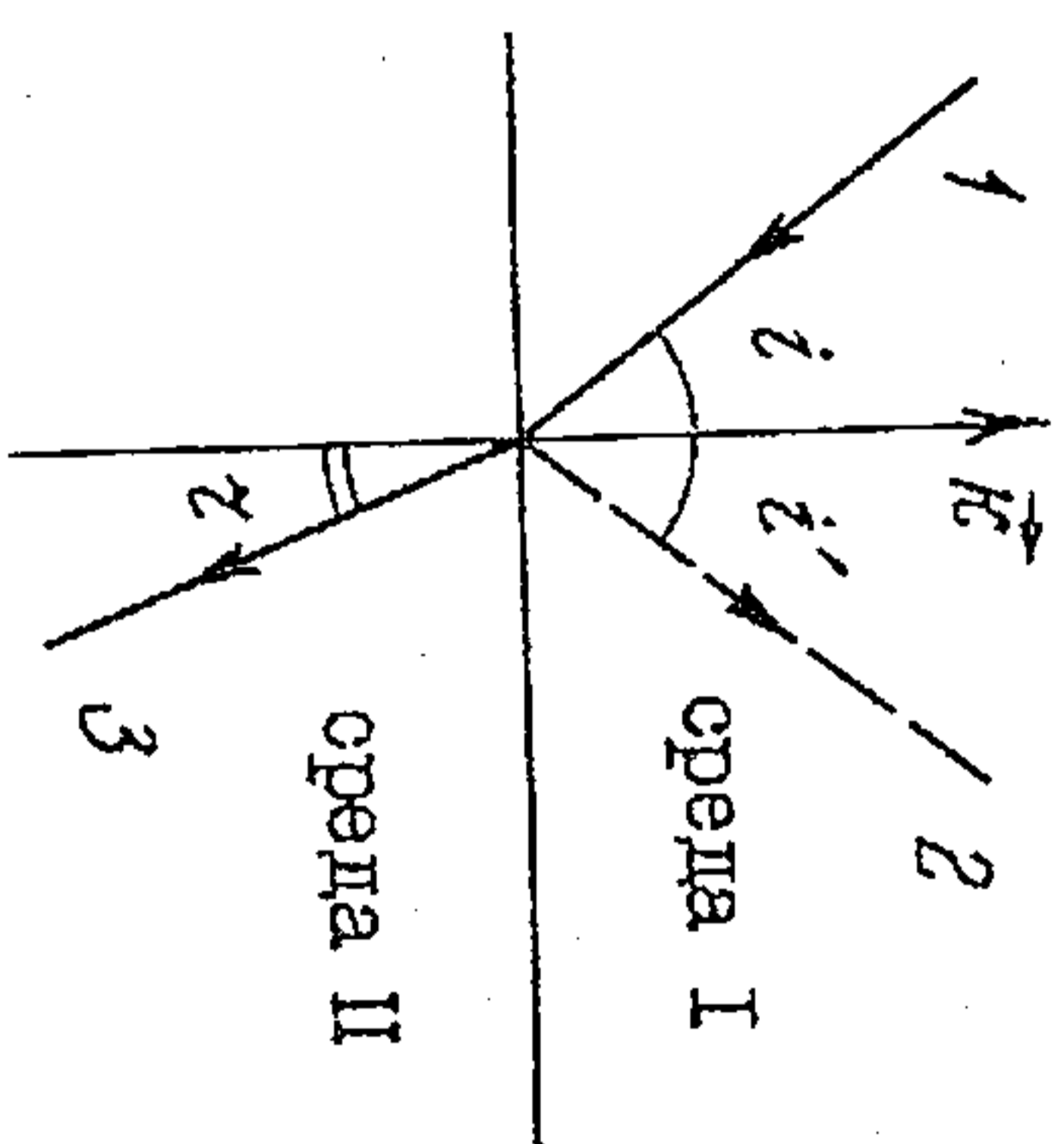


Рис. 3

Закон преломления света: отношение синуса угла падения  $i$  к синусу угла преломления  $\gamma$  для двух данных изотропных сред в случае монохроматического света есть величина постоянная (не зависящая от угла падения). Это отношение называется относительным показателем преломления второй среды по отношению к первой. Луч падающий 1, луч преломленный 3 и нормаль  $\vec{K}$  к границе раздела сред, проведенная через точку падения, лежат в одной плоскости (рис. 3).

Относительный показатель преломления  $n_{21}$  равен отношению скоростей распространения  $v_1$  и  $v_2$  монохроматического света в этих средах

$$\frac{\sin i}{\sin \gamma} = \text{const} = n_{21} = \frac{v_1}{v_2} \quad (18.14)$$



Если монохроматический свет падает на границу среды из вакуума, то показатель преломления среды по отношению к вакууму называт абсолютным показателем преломления (или просто показателем преломления). Очевидно, что абсолютный показатель преломления среды

$$n = c/v, \quad (18.15)$$

где  $c$  — скорость света в вакууме, а  $v$  — его скорость в данной среде. Для двух сред со скоростями распространения света  $v_1$  и  $v_2$  абсолютные показатели преломления соответственно  $n_1 = c/v_1$  и  $n_2 = c/v_2$ . Отсюда следует, что относительный показатель преломления второй среды по отношению к первой

$$n_{21} = n_2/n_1. \quad (18.16)$$

Среда, у которой абсолютный показатель преломления больше, считается оптически более плотной.

Экспериментально в большинстве случаев показатель преломления какой-либо среды определяют не по отношению к вакууму, а по отношению к воздуху, абсолютный показатель преломления которого близок к единице. В приведенной ниже таблице даны значения абсолютных показателей преломления  $n$  некоторых веществ для света, имеющего в вакууме длину волны  $\lambda = 5,9 \cdot 10^{-7}$  м (желтая линия натрия)\*.

Вещество	$n$	Вещество	$n$
Воздух	1,0003	Стекло (тяжелый флинт)	1,89
Вода	1,33	Стекло (пинковый крон)	1,52
Алмаз	2,42	Хлористый натрий	1,53

Полное внутреннее отражение. При падении световой волны на границу раздела двух прозрачных сред происходит как отражение, так и преломление света. Энергия падающей волны распределяется между отраженной и преломленной волной. При переходе света из оптически более плотной среды I в среду, оптически менее плотную II (рис. 4), луч света удаляется от нормали к границе раздела сред (угол преломления  $\gamma$  больше угла падения  $\gamma_0$ ). По мере увеличения угла паде-

\* В дальнейшем, когда речь пойдет о длине волны монохроматического света, происходящего через различные среды, то всегда будет подразумеваться длина волны, которую свет с данной частотой имеет в вакууме.

ния энергии отраженного луча растет, а энергии преломленного луча падает. При некотором угле падения  $\gamma_{пред}$ , называемом предельным углом, преломленный луч будет скользить по границе раздела сред (для него угол преломления  $\gamma_2 = \pi/2$ ).

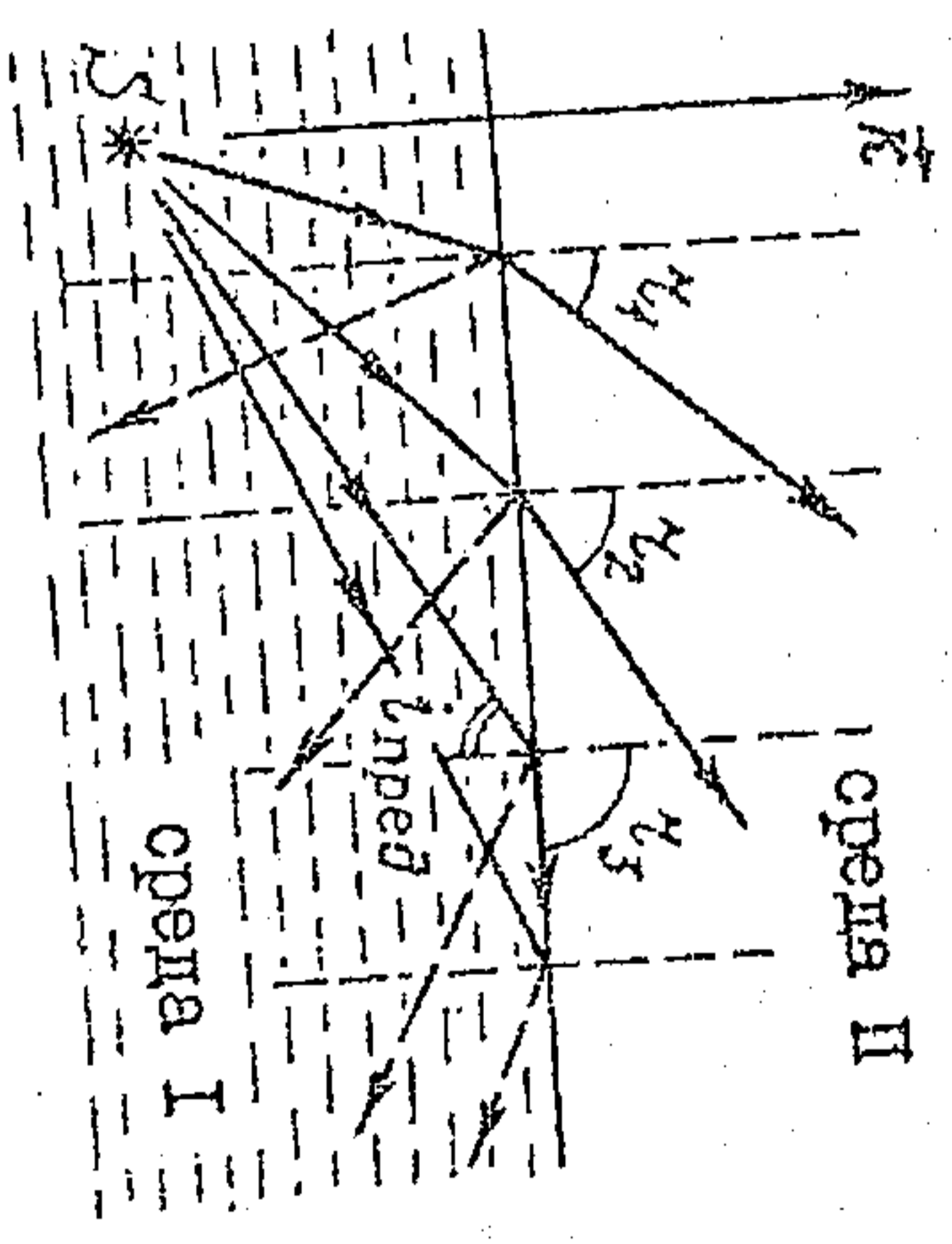


Рис. 4

При углах падения, превышающих  $\gamma_{пред}$ , световая волна проявляет в оптически более плотной среде всего на расстоянии порядка длины волны, а затем возвращается обратно, т.е. при углах падения  $\gamma > \gamma_{пред}$  световая волна в оптически менее плотной среде практически не проникает, а полностью отражается на границе раздела сред. Это явление носит название полного внутреннего отражения.

Основные способы определения показателя преломления

1. Измерение угла наименьшего отклонения луча, прошедшего через призму. Этот метод применяется для определения показателя преломления твердых тел и требует предварительного изготовления призм из исследуемого вещества. Измерения производятся при помощи приборов, которые называются тонометрами.

2. Измерения, основанные на явлениях полного внутреннего отражения на границе раздела сред с известным и с измеряемым показателем преломления. В этом случае могут измеряться показатели преломления как твердых тел, так и жидкостей. Приборы, используемые для этих целей, называются рефрактометрами.

3. Определение оптической разности хода когерентных лучей, проходящих через среды с различными показателями преломления, основанное на интерференции этих лучей. Этот метод дает возможность определять очень малые изменения показателей преломления, вызванные разностью температур, концентраций растворов, изменением давления и т.п. Применяемые в этом случае приборы называются интерферометрами.

§4. ТЕОРИЯ ПРИБОРОВ ИРФ-22 И ИРФ-23

Измерение показателей преломления при помощи этих приборов (рефрактометров) основано на определении угла преломления сколь-либо луча (угол падения  $90^\circ$ ), идущего вдоль границы раздела исследуемой среды с известным показателем преломления  $n_2$  и среды



о известным показателем преломления  $N$ , при условии, что  $N > n$ . Главной частью рефрактометра является измерительная призма с преломляющим углом  $\varphi$ , из-

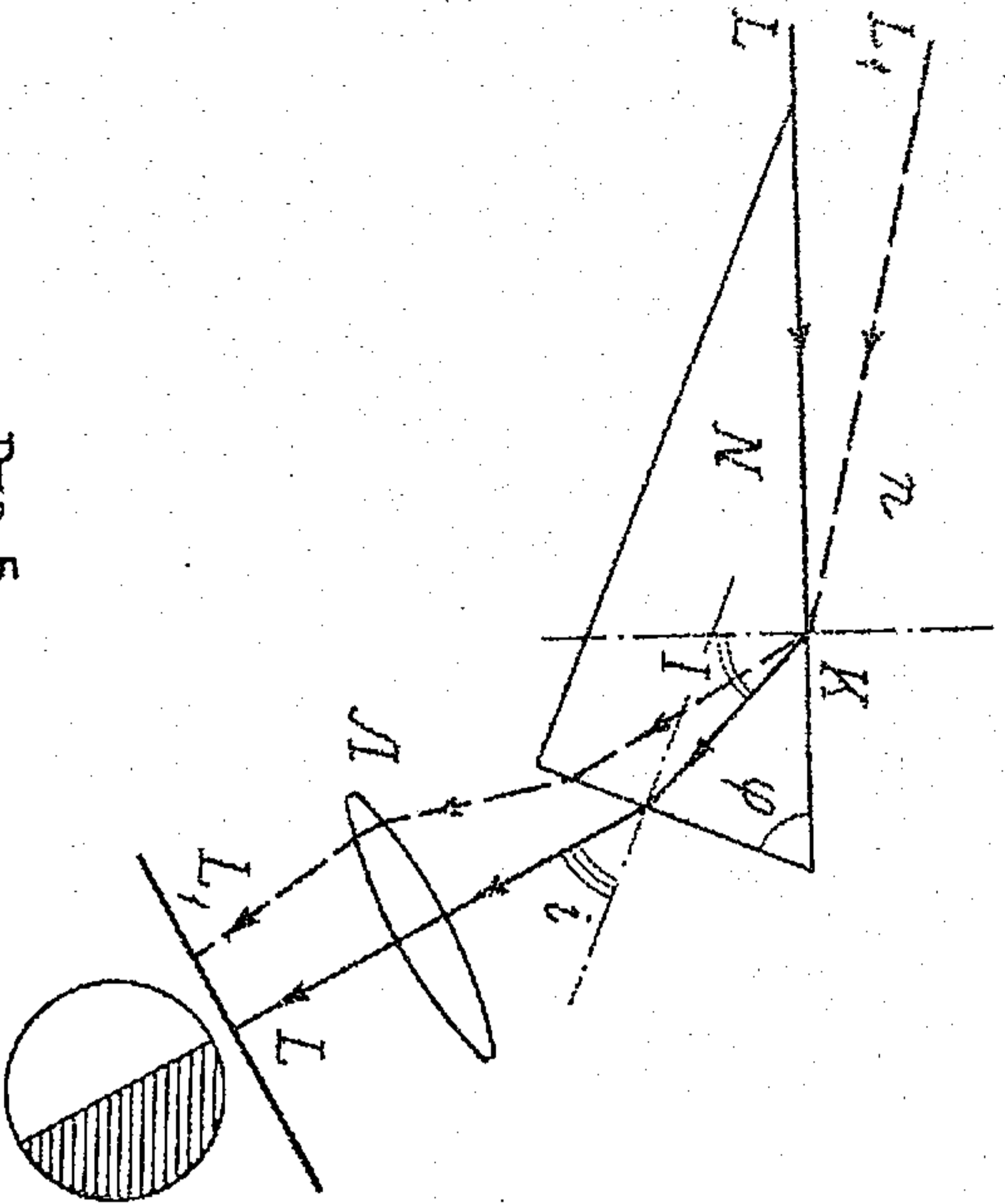


Рис. 5

готовленная из стекла с показателем преломления  $N$  (рис. 5). Если вещество с известным показателем преломления  $n$  заполняет пространство над верхней гранью призмы, то для огибающего луча  $LK$  согласно закону преломления

$$n \sin 90^\circ = N \sin I,$$

или

$$n = \sin I. \quad (18.17)$$

где  $I$  - предельный угол преломления. Формула (18.17) лежит в основе вычисления  $n$  для всех типов рефрактометров.

Если измерительная призма является прямоугольной (рис. 6), т.е. ее преломляющий угол  $\varphi = 90^\circ$  (рефрактометр Цульфрижа ИРФ-23),

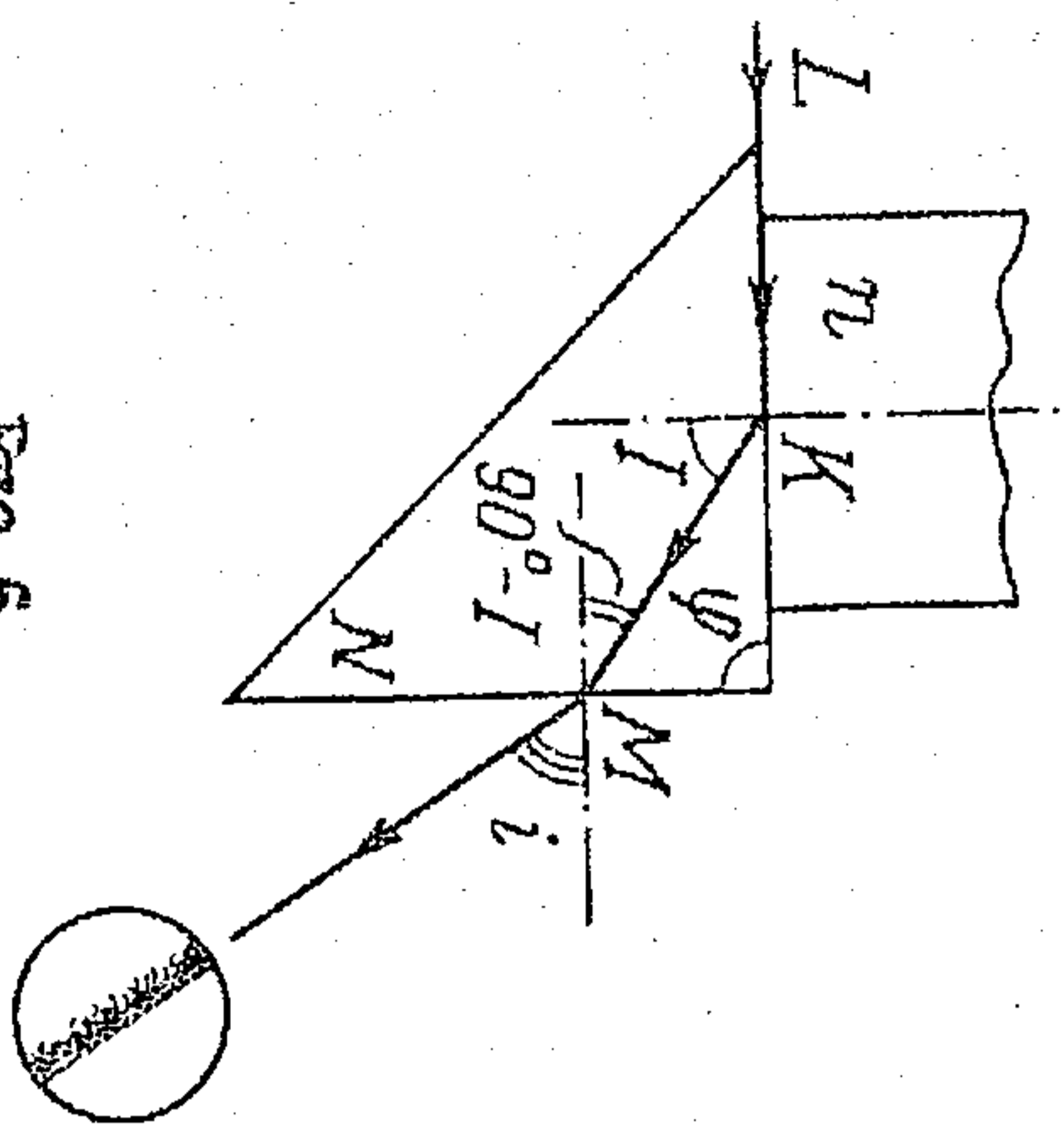


Рис. 6

то очевидно, что для огибающего

луча  $LK$  справедливо соотношение

$$N \sin (90^\circ - I) = \sin i. \text{ Отсюда}$$

$$\cos I = \frac{\sin i}{N}, \text{ где } i - \text{ угол между}$$

нормалью к вертикальной грани измерительной призмы и вышедшим из призмы лучом (показатель преломления воздуха здесь принять за единицу). Так как  $\sin I = \sqrt{1 - \cos^2 I}$ , то  $\sin I = \frac{\sqrt{N^2 - \sin^2 i}}{N}$ . Подстав-

ляя это выражение в (18.17), получим формулу

$$n = \sqrt{N^2 - \sin^2 i}, \quad (18.18)$$

по которой, зная показатель преломления  $N$  вещества измерительной

призмы и измерив угол  $i$ , можно определить показатель преломления  $n$  неизвестного вещества.

В рефрактометрах системы Аббе (ИРФ-23) измерительная призма имеет острый преломляющий угол  $\varphi$  (см. рис. 5). В этом случае формула для определения  $n$  усложняется и имеет вид

$$n = \sin \varphi \cdot \sqrt{N^2 - \sin^2 i} + \cos \varphi \cdot \sin i. \quad (18.19)$$

Здесь  $i$  - угол между направлением преломляющегося под предельным углом луча после выхода его из призмы и нормалью к грани призмы.

Из хода лучей (рис. 5) видно, что любой луч  $L, K$ , падающий на призму под углом меньше  $90^\circ$ , по выходе из призмы будет составлять с нормалью к ее грани угол больше  $i$ . Поэтому при освещении от источника, дающего лучи с различными углами падения (что имеет место в интерферометре ИРФ-22) в фокальной плоскости линзы  $L$  будет видна резкая граница раздела между светлыми и темными полями (светлое поле соответствует лучам, падающим на верхнюю грань призмы под углом меньше  $90^\circ$ ). В случае почти параллельного пучка лучей, падающего под углом  $90^\circ$  (рефрактометр ИРФ-23), в поле зрения видна светлая полоска, резкий верхний край которой соответствует лучам, преломляющимся под предельным углом (рис. 6).

#### ЗАДАЧА 130

##### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЖИДКИХ И ТВЕРДЫХ ТЕЛ НА РЕФРАКТОМЕТРЕ ИРФ-23

О п и с а н и е п р и б о р а. В рефрактометре ИРФ-23 используются прямоугольные измерительные призмы, закрепляемые на столике прибора. При определении показателя преломления твердых тел из исследуемого вещества изготавливают кубик с хорошо отполированными гранями. Для наблюдения оптического контакта между гранью измерительной призмы и исследуемым веществом помещают каплю жидкости, показатель преломления которой больше, чем показатель преломления исследуемого вещества, но меньше, чем показатель преломления измерительной призмы. Введение между исследуемым веществом и призмой параллельного слоя жидкости не оказывает влияния на ход лучей в системе. Поэтому окончателъная формула (18.18) для определения показателя преломления исследуемого вещества остается той же. При определении показателя преломления жидкостей уплотнитель измери-



Горизонтальную призму с прикреплённым к ней цилиндрическим сосудом, в котором находится исследуемая жидкость.

Упрощённая оптическая схема прибора показана на рис. 7. От горизонтальной лампы 1 скользящий пучок монохроматического света падает на верхнюю грани измерительной призмы 2, на которой находится

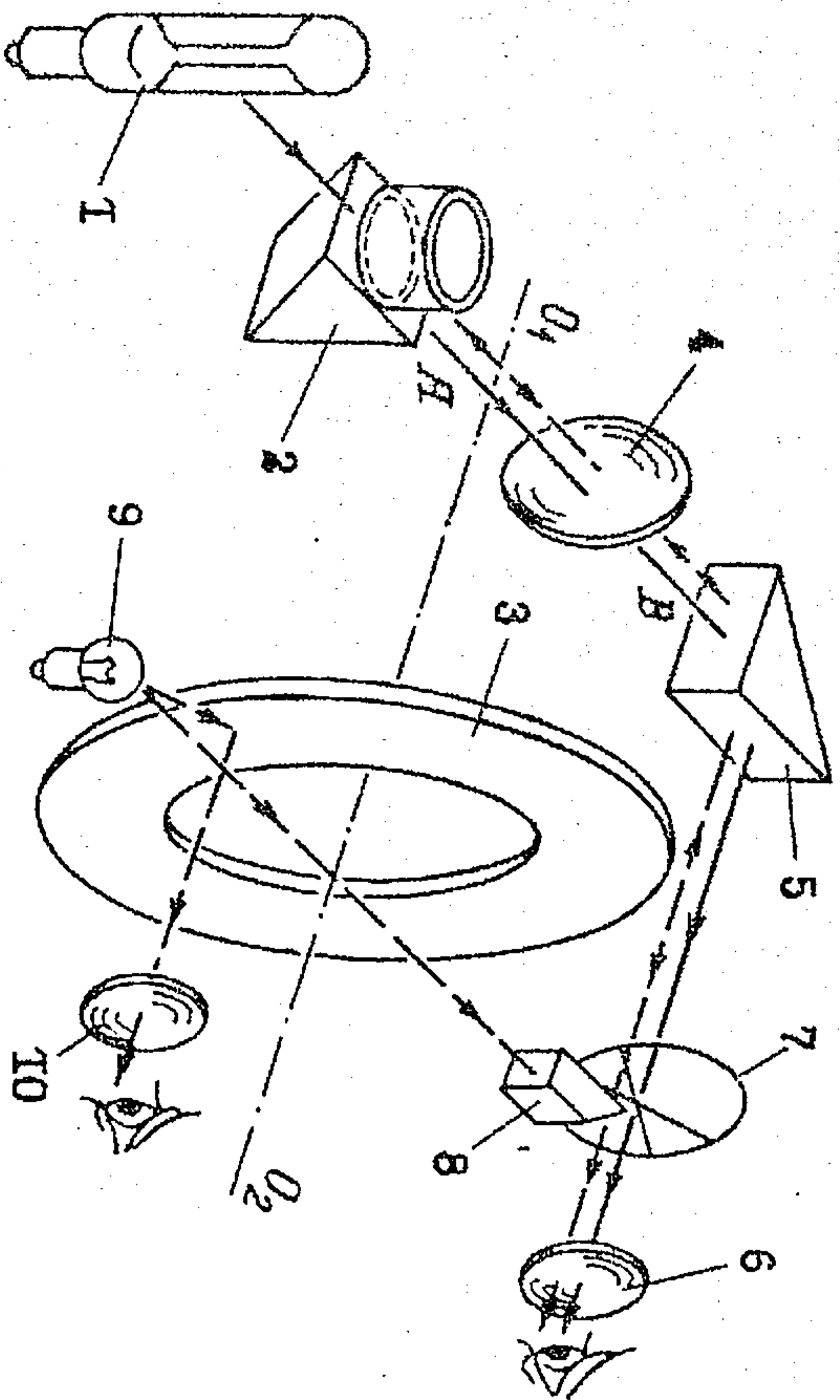


Рис. 7

исследуемое вещество. Преломленные в призме лучи наблюдаются при помощи коллимирующей зрительной трубы, жестко связанной с лимбом 3, на котором нанесена градусная шкала. Зрительная труба имеет объектив 4, поворотную призму 5, окуляр 6 и автоколлимационное устройство, состоящее из креста нитей 7, призмы 8, закрывающей левую часть креста, и лампы 9, освещающей также шкалу лимба. Деления шкалы лимба отсчитываются при помощи отсчетного микроскопа через окуляр 10.

Зрительная труба вместе с лимбом может поворачиваться вокруг оси  $O_1O_2$ . При повороте трубы изменяется угол оптической оси ее объектива и нормаль к вертикальной грани измерительной призмы, соответствующий углу  $\alpha$  в формуле (18.18). Автоколлимационное устройство служит для установки оптической оси объектива трубы перпендикулярно вертикальной грани измерительной призмы. Такое положение трубы соответствует нулевому отсчету угла  $\alpha$ . Действует автоколлимационное устройство следующим образом. Лучи, идущие от лампы 9, отражаясь внутри призмы 8 от ее скошенной

грани, освещают левую часть креста и идут далее вдоль оптической оси трубы. Пройдя через объектив 4, они падают на вертикальную грань измерительной призмы 5, отразившись от нее, возвращаются в объектив, давая в фокальной плоскости объектива изображение креста, находящееся в правой части поля зрения трубы. При этом, если оптическая ось объектива трубы перпендикулярна вертикальной грани измерительной призмы, то изображение креста совпадает с самим крестом. При большом угле отклонения трубы от перпендикуляра виден только крест, а его изображение не видно.

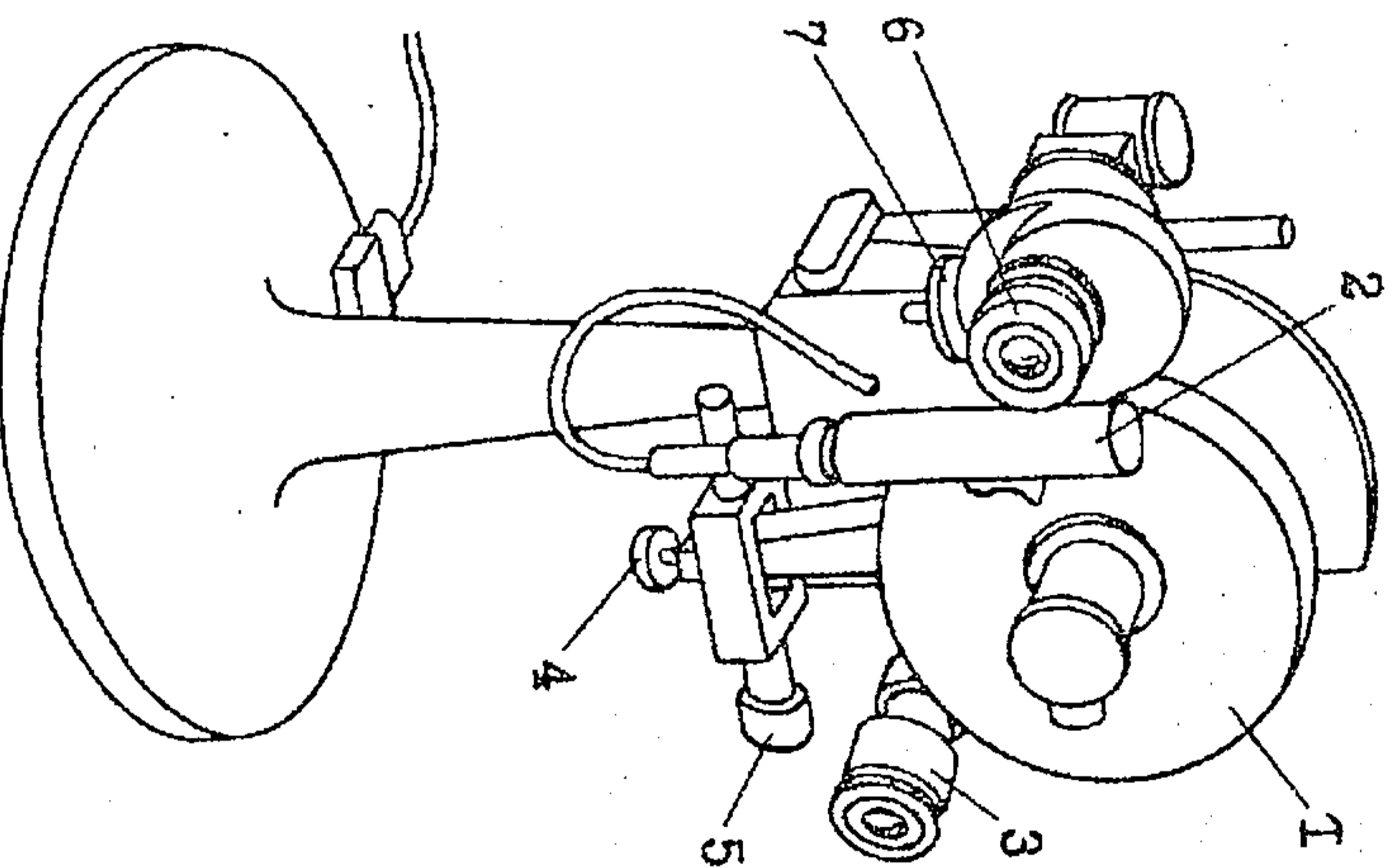


Рис. 8

На рис. 8 показан внешний вид интерферометра. Лимб помещается в кожухе 1. Для питания лампы 2 подсоединяется к сети переменного тока через понижающий трансформатор. Вращением оправы 3 окуляра зрительной трубы можно добиться четкого изображения креста нитей в поле зрения трубы. Трубое вращение производится вручную при освобожденном винте 4. Плавное вращение трубы осуществляется при зажиме винта 4 вращением головки 5. Вращением оправы 6 окуляра отсчетного микроскопа, можно получить четкое изображение шкалы лимба. При помощи маховичка 7 производится отсчет сотых и тысячных долей градуса по шкале лимба.

Отсчет положен на зрительной трубе 6 н. В поле зрения отсчетного микроскопа (рис. 9) видна градусная шкала с пеной деления  $1^\circ$ , вертикальная неподвижная шкала, десять делений которой равняются одному делению градусной шкалы, двойные деления которой равны одному делению неподвижной шкалы (двойные деления которой равны двум делениям неподвижной шкалы). При перемещении двойной шкалы на одно деление вертикальной неподвижной шкалы указатель на круговой шкале пробегает 100 делений. Следовательно, одно деление круговой шкалы равно  $0,001$  градуса.



Определение положения зрительной трубы при помощи счетного микроскопа производится следующим образом. Условно делая трубу неподвижной, вращают по штриху градусной шкалы, который находится в пределах

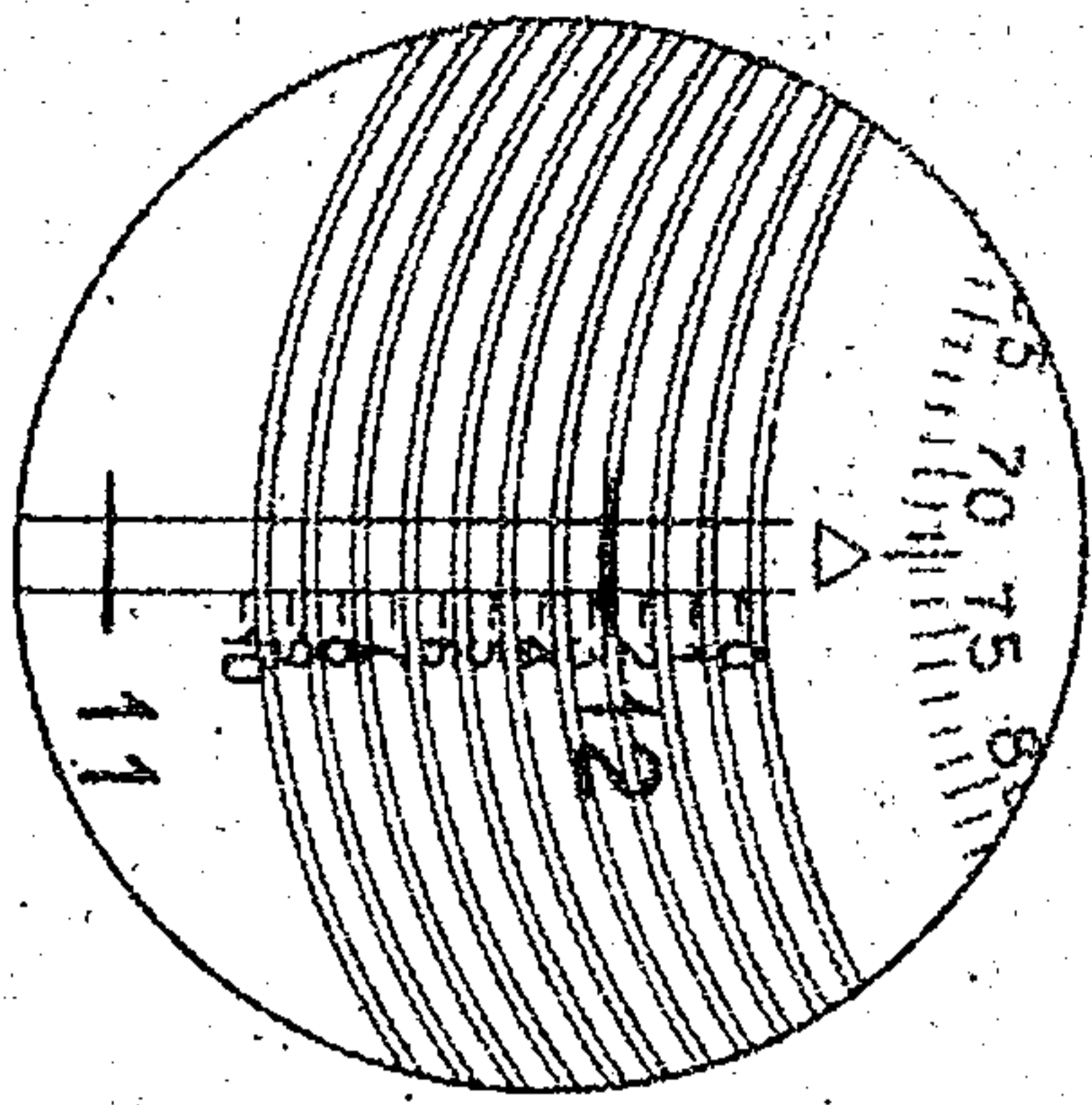


Рис. 9

направлении до тех пор, пока градусный штрих не займет симметричного положения между линиями двойной спирали; тогда указатель круговой шкалы покажет на ней значение сотых, тысячных и десятитысячных долей градуса (десятитысячные доли отсчитываются на глаз). На рис. 9 положение круговой шкалы соответствует отсчету  $0,07250^\circ$ . Таким образом, приведенное на рис. 9 расположение всех шкал в поле зрения счетного микроскопа дает для положения зрительной трубы отсчет угла  $12,27250^\circ$ .

Измерения

Включают через понижающий трансформатор лампочку подсветки. Направляют по глазам окуляры зрительной трубы и счетного микроскопа.

Н у л е в о й о т с ч е т. Устанавливают оптическую ось объектива зрительной трубы перпендикулярно вертикальной грани измерительной призмы. Для этого, освободив винт 4 (см. рис. 8), вращают трубу вручную до появления в поле ее зрения отражения креста и по возможности ширже совмещают отражение с самим крестом. Затянув винт 4, вращением головки 5, добиваются точного совмещения. Если такого совмещения сделать не удается, то добиваются симметричного расположения изображения относительно креста (рис. 10, а). Производят отсчет круговой шкалы, пользуясь счетным микроскопом, и записывают отсчетное значение  $i_0$ .

О п р е д е л е н и е п о л о ж е н и я п р и з м ы п р и п о м о щ и с к о п а м и к р о с к о п а. Запрещают в рефрактометре измерительную призму со стороны пинцетом из верхней грани. Необходимо, чтобы показатель преломления исследуемой жидкости был меньше показателя преломления исследуемой призмы. В жидкости должна находиться исследуемая призма. В жидкости должно быть несколько смачивает грань измерительной призмы, служащую дном цилиндра, то эту грань следует промывать ацетоном и тереть замшей или чистым льняным полотном.

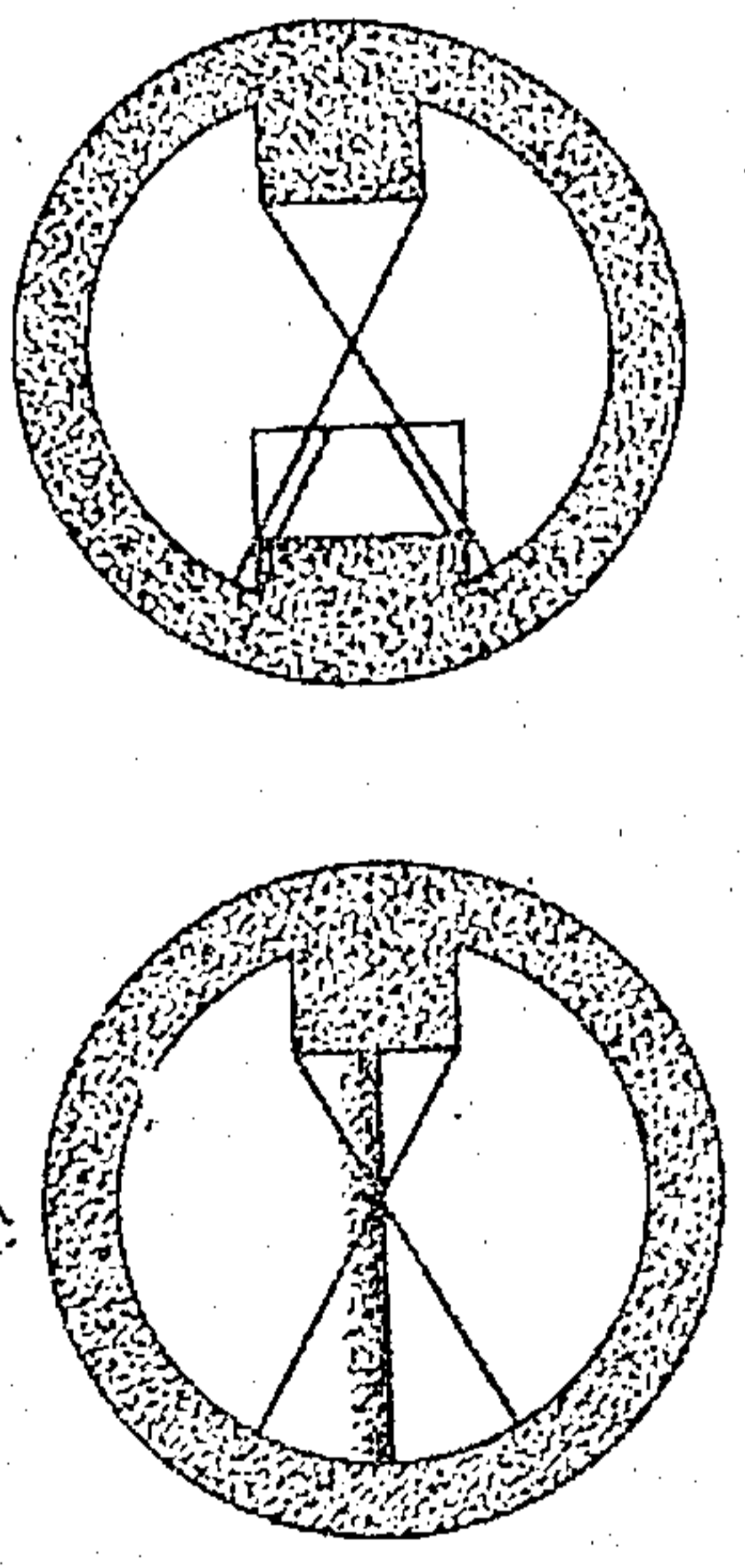


Рис. 10

Устанавливают источник света (газоразрядную натриевую лампу) и при помощи вспомогательной отражательной призмы направляют лучок света вдоль грани раздела между исследуемым веществом и измерительной призмой. Отпустив винт 4 (см. рис. 8), вращают зрительную трубу и добиваются, чтобы в нее попали преломленные в измерительной призме лучи. При этом в поле зрения трубы видна желтая полоса монохроматического света, соответствующего линии натрия  $D$ . Наводят центр креста нитей на верхнюю резкую границу полосы (рис. 10, б), пользуясь для точной наводки головкой 5 при затянутом винте 4. С помощью счетного микроскопа отсчитывают положение зрительной трубы. Отсчет производят несколько раз, сбивая каждый раз наводку и производя ее заново. Находят среднее значение угла  $i_1$ , определяющего положение трубы. Разность значений углов  $i_1$  и  $i_0$  дает величину угла  $i$ , входящего в формулу (18.18). Знают угол  $i$ , по таблице для измерения зрительной призмы с данным показателем преломления  $N$ , прилагаемой к прибору, определяют показатель преломления исследуемой жидкости (таблица составлена на основании формулы (18.18)).

О п р е д е л е н и е п о к а з а т е л я п р е л о м л е н и я. В этом случае в качестве образца используют кубики, изготовленные из исследуемых сортов стекла. Стеклоплавильной палочкой на рабочую грань кубика наносят каплю альфамонобромидной гелины, показатель преломления которого  $n_D = 1,6588$  при  $20^\circ C$ , и устанавливают кубик на горизонтальную поверхность измерительной



призма. Кривизна измерительной призмы должна быть хорошо притерта к труту. В остальном порядок измерения тот же, что и при измерении показателя преломления жидкости.

### З а д а ч а 181

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ЖИДКИХ И ТВЕРДЫХ ТЕЛ И СРЕДНЕЙ ДИСПЕРСИИ НА РЕФРАКТОМЕТРЕ ИРФ-22

О п и с а н и е п р и б о р а. Рефрактометр ИРФ-22 типа А6-66 предназначен для быстрого измерения показателя преломления жидкостей, но может употребляться и для измерения показателя преломления твердых тел, а также для определения средней дисперсии вещества. Упрощенная оптическая схема рефрактометра показана на рис. 11. Основной деталью рефрактометра является стеклянный параллелепипед 1, состоящий из двух призм I и II, изготовленных из одного сорта стекла. Призма I имеет хорошо оптолированную грань  $A_1B_1$  и является из-

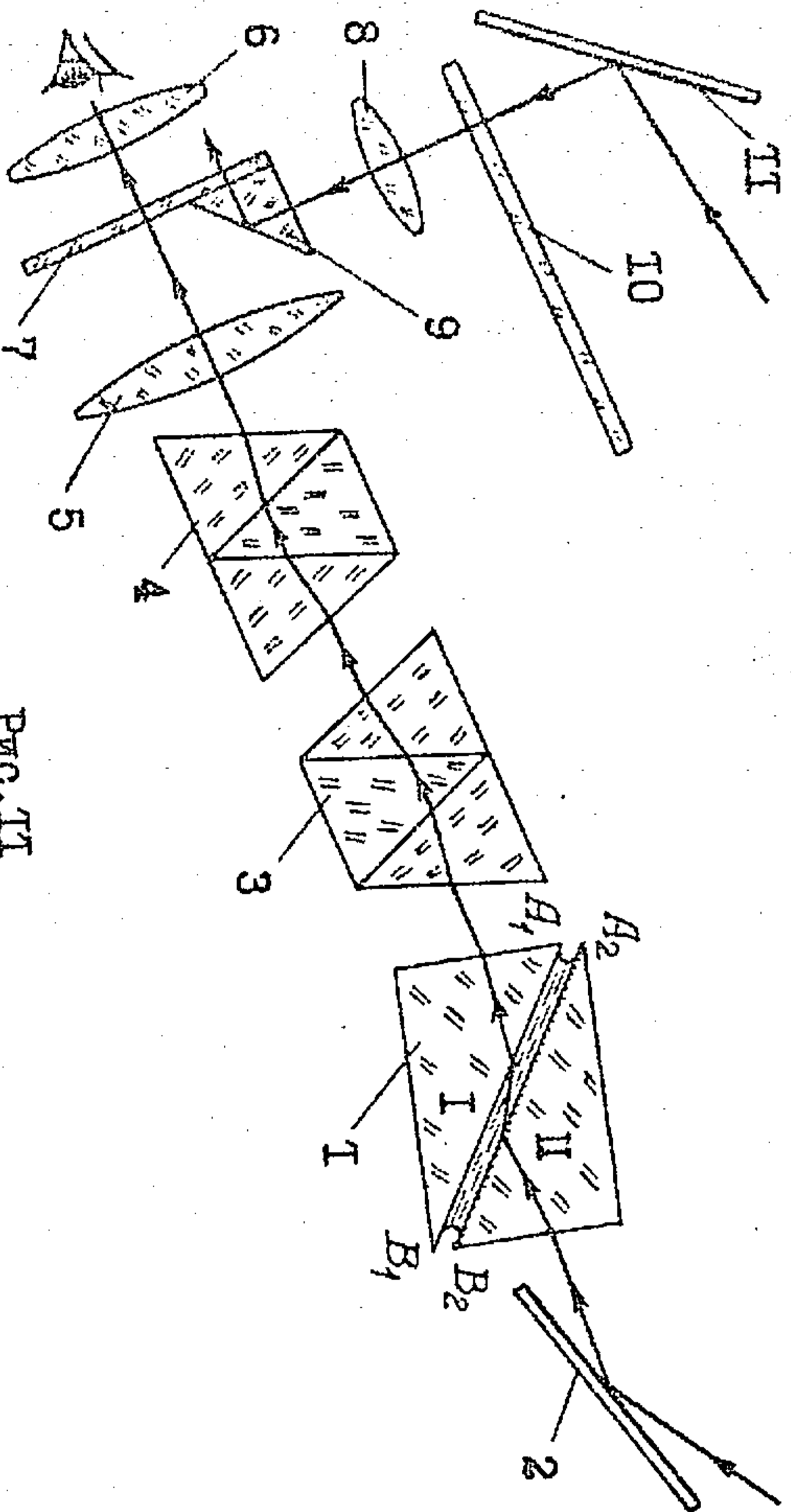


Рис. 11

мерительной, а призма II имеет матовую грань  $A_2B_2$  и является осветительной. Для измерения показателя преломления жидкости несколько капель помещаются в щель между призмами. Пучок света от какой-либо точечной лампы с помощью зеркала 2 направляется на осветительную призму. Вследствие рассеяния света ее матовой поверхностью в исследуемую жидкость лучи входят по различным направлениям. Средние эллипсы лучей змеются лучи, скользкие вдоль грани  $A_1B_1$  призмы I, которые проходят в эту призму, преломляясь под определенным углом. Угол же

предложения остальных лучей больше предельного. Выйдя из измерительной призмы, свет проходит через две дисперсионные призмы (лицы прямого зрениия 3 и 4 (о назначении этих призм будет сказано ниже) и попадает в зрительную трубу, состоящую из объектива 5, окуляра 6 и отсчетного приспособления 7, расположенного в фокальной плоскости объектива. В этой плоскости свет образует светлое и темное пятна (см. рис. 5 на с. 12). Отсчетное приспособление представляет собой стеклянную пластинку. На одной части этой пластинки нанесен крест, совмещаемый при измерениях с границей раздела темного и светлого полей. На другую часть пластинки при помощи линзы 8 и призмы 9 проектируется изображение прозрачной шкалы 10, которая освещается от какой-либо точечной лампочки пучком света, направленным зеркалом 11. Таким образом, в поле зрениия окуляра видны одновременно картина, образованная светом, прошедшим через измерительную призму, и изображение шкалы. Параллелепипед 1 связан с пластинкой, на которой нанесена шкала, механической передачей. При его повороте происходит перемещение шкалы и, следовательно, перемещение ее изображения в поле зрениия окуляра. Конструкция прибора предусматривает, что при совмещении креста с границей раздела светлого и темного полей указатель шкалы показывает сразу значение показателя преломления исследуемого вещества для монохроматического света, с длиной волны, соответствующей желтой линии натрия D.

При использовании источника белого света в измерительной призме происходит дисперсия света. В результате, граница раздела светлого и темного полей, видная в окуляр, оказывается, вообще говоря, окрашенной и размытой. Для устранения окраски границы раздела полей служат дисперсионные призмы прямого зрениия. Каждая из этих призм (рис. 12) составлена из

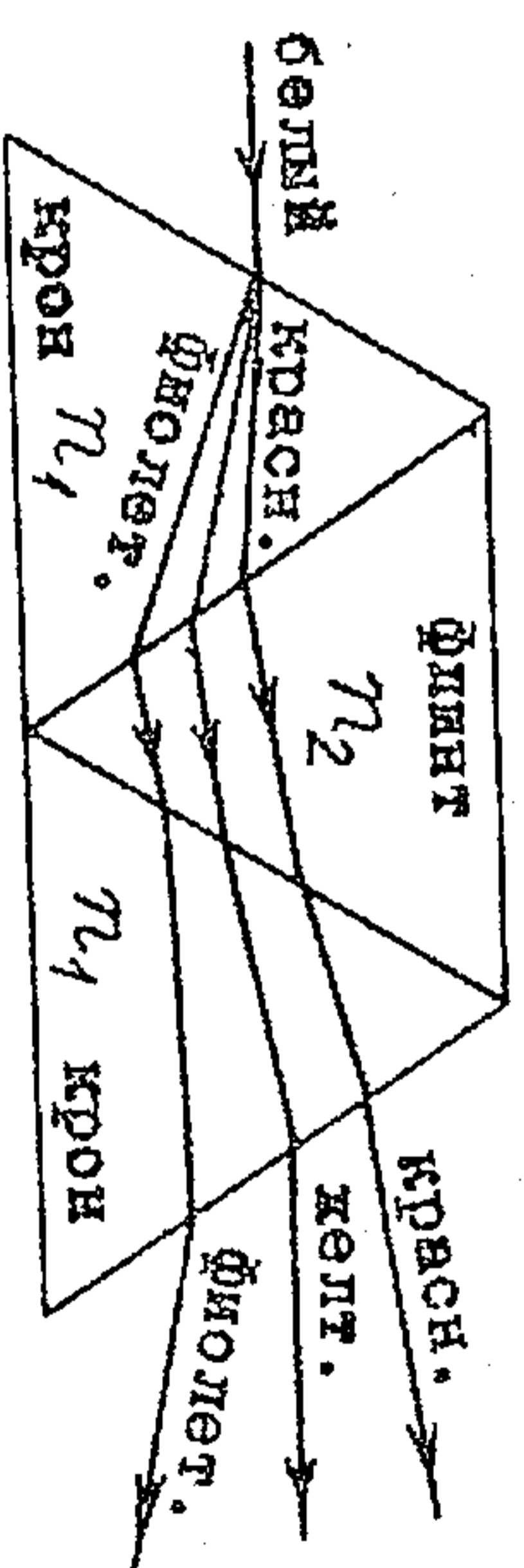


Рис. 12

свет оказывается разложенным в спектр. Преломляющие углы призм подобраны так, что луч, соответствующий некоторой длине волны (обычно для длины волны желтой линии натрия D), проходит систему без отклонения.



При прохождении света последовательно через две дисперсионные призмы 3 и 4 окончателен дисперсия зависит от ориентации призм по отношению друг к другу.

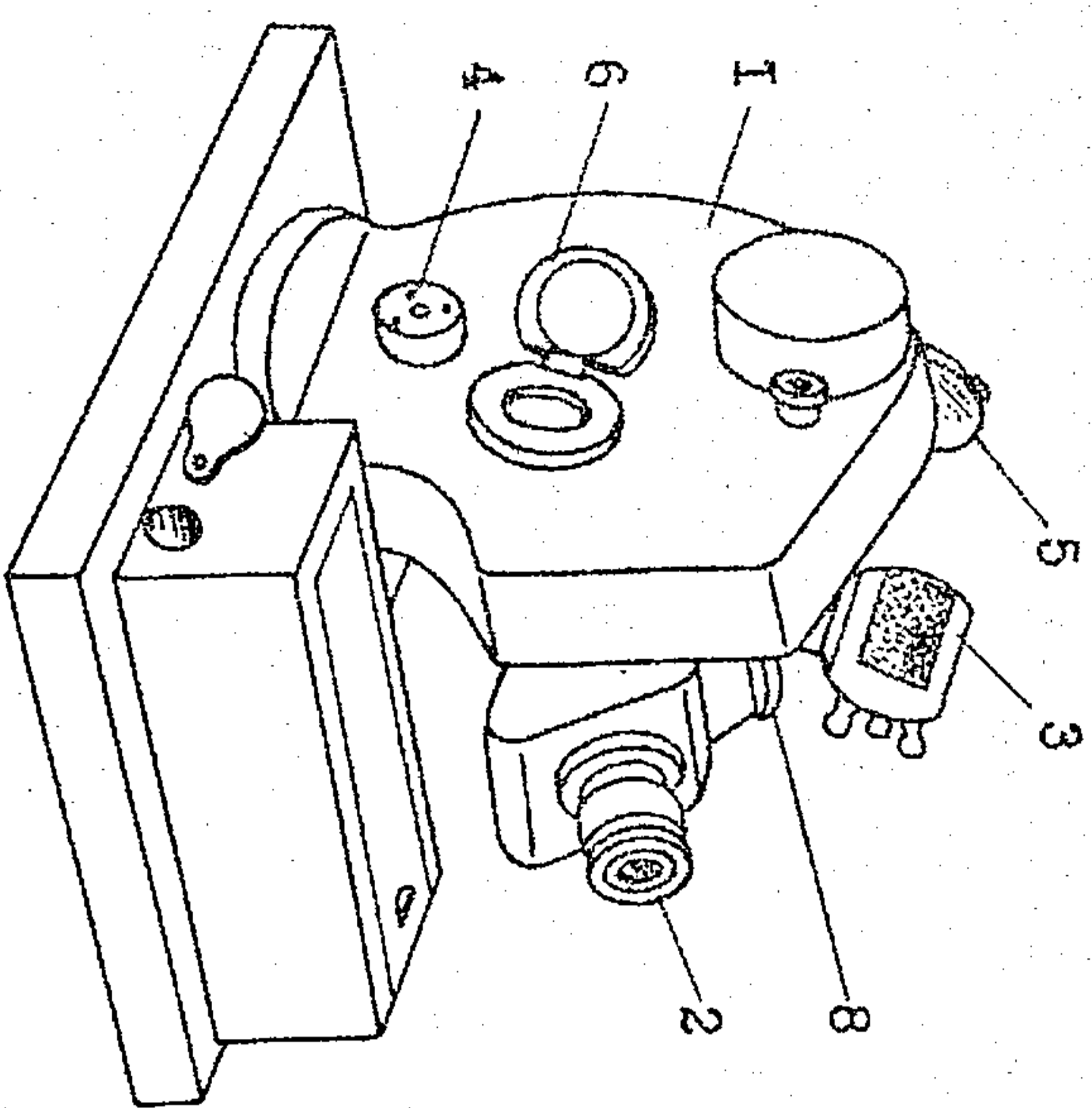


Рис. 13

Вращая одну из призм вокруг оси, идущей вдоль неотклоненного луча, можно получить двойной по сравнению с дисперсией одиночной призмы. Таким образом, поворотом одной из дисперсионных призм можно компенсировать дисперсию света, возникшую в измерительной призме, и, следовательно, устранить окраску и размытие границы светлого и темного полей, наблюдаемых в окуляр.

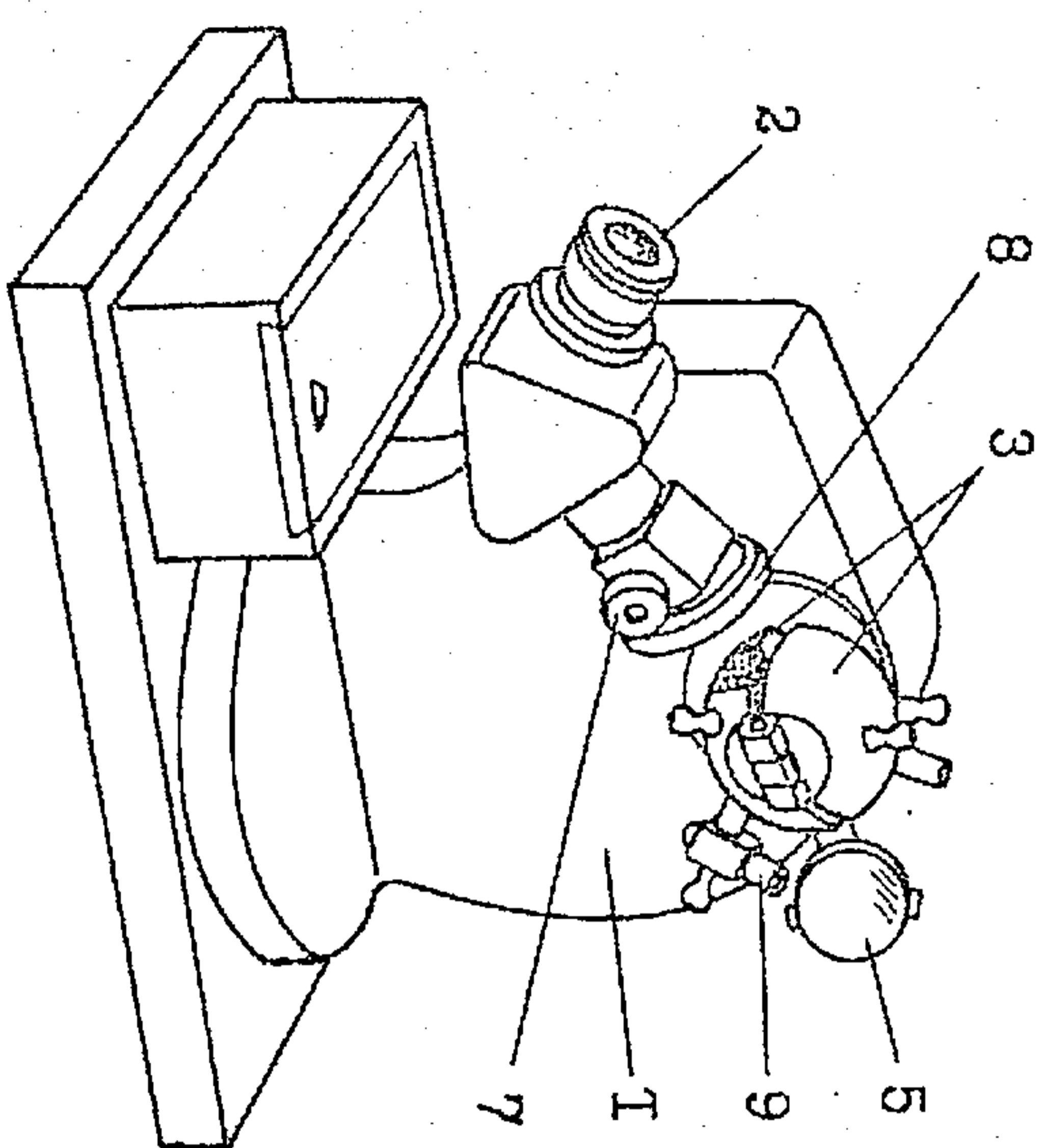


Рис. 14

Внешний вид прибора представлен на рис. 13 и 14. Он состоит из корпуса 1, измерительной головки 2 и зрительной трубки 3. Измерительная головка состоит из двух дуг полушарий. Верхнее полушарие закреплено на шарнире и может отклоняться. В нем находится осветительная призма. В нижнем полушарии находится измерительная призма. Поворот головки, происходящий совместно с перемещением шкалы, приводит вращением маховичка 4. На осветительную призму свет направляется при помощи зеркала 5, а на шкалу - при помощи призмы 6. Поворот призмы компенсируется вращением маховичка 7. По показаниям шкалы компаратора 8 вычисляется величина дисперсии исследуемого вещества.

Если для измерения показателя преломления требуется определенная температура исследуемого вещества, то ее можно поддерживать, пропуская через колоту в полушарии воль от термостата. Для этого на полушарии имеется штупер, на который надеваются резиновые манжеты. Температура может контролироваться термометром, который вывешивается в гнездо 9.

Измерение показателя преломления производится и в жидкостях. Устанавливается источник света (настоящую лампу) так, чтобы свет падал на зеркало 5 и 6 (могут быть использованы и две лампы). Лучи в окуляр зрительной трубки, вращением оправы зеркала добиваются яркой и равномерной освещенности поля зрения. Вращая оправу окуляра, фокусируют его на крест и изображение шкалы. Отклоняют верхнее полушарие измерительной головки и выносят ономью стеклянной палочки на поверхность измерительной призмы несколько капель исследуемой жидкости. Осторожно закрывают головку. Исследуемая жидкость должна полностью заполнить зазор между измерительной и осветительной призмами. Смотря в окуляр, вращают маховичок 4 и находят границу светлого и темного полей. Вращением маховичка 7 устраняют ее окраску. С помощью маховичка 4 устанавливают крест возможно точнее на границе раздела полей и снимают по шкале значения показателя преломления (индексом для отсчета служит неподвижный горизонтальный штрих). Целые, десятые, сотые и тысячные доли отсчитывают по делениям шкалы, а десятичные оценивают на глаз. Шкала показателя преломления рассчитана на 20°C.

Измерение показателя преломления и в твердотельных образцах должно быть оптически однородным и иметь взаимно перпендикулярные грани. Грань, которая соприкасается с измерительной призмой, должна быть оптически ровная. Боковые грани должны быть маловыми, а ребра между верхней и боковыми гранями не должны иметь фасок. Перед работой верхнее полушарие измерительной головки отклоняют и при дальнейшей работе измерительную головку не закрывают. Соприкасавшиеся поверхности образцов и измерительной призмы протирают спиртом и чистой салфеткой. Для соблюдения оптического контакта между гранью измерительной призмы и исследуемым веществом помещают каплю жидкости, показатель преломления которой больше, чем показатель преломления исследуемого вещества, но меньше, чем показатель преломления измерительной призмы. Введение между образцом и призмой параллельного слоя жидкости не оказывает влияния на ход лучей в системе. Обычно для этой



После обработки моноформидрилами. Капды жидкости помещают на полпрозрачную поверхность образца при помощи стеклянной палочки с закругленным концом. Накладывают образец полированной гранью на измерительную призму так, чтобы его латочная грань, образующая с полированной гранью острое ребро, была обращена к источнику света. При установлении образца плоскость его соприкосновения с измерительной призмой должна принять равномерную окраску. Измерение показателя преломления далее производится так же, как и в случае жидкости.

Измерение средней дисперсии жидких и твердых веществ производится этим установлением так же, как и при измерении показателя преломления. Находит показатель преломления, который здесь будет обозначаться  $n_D$ , так как рефрактометр дает значение показателя преломления для длины волны, соответствующей желтой линии натрия  $D$ .

Дисперсия определяется отсчетом положений призмы компенсатора по шкале 8 при полном устранении окраски границы раздела жидкой с помощью маховика 7 (рис. 14) и характеризуется числом  $Z$  делений шкалы компенсатора. Если после устранения окраски вращать маховик 7 в ту же сторону до противоположного, но равного (или почти равного) значения  $Z$ , то граница раздела влорично получит отсчетов претной. При измерениях следует производить не менее пяти отсчетов с двух сторон шкалы компенсатора и находить среднее арифметическое всех этих отсчетов.

Для измеренного значения показателя преломления  $n_D$  находят по таблице 1 величины  $A$  и  $B$ . Если такого показателя в таблице не окажется, то величины  $A$  и  $B$  получают интерполированием, пользуясь таблицей пропорциональных частей. Для полученного значения  $Z$  находят по таблице 2 величины  $\delta$ . Для другого значения  $Z$  величину  $\delta$  определяют также интерполированием при помощи той же таблицы пропорциональных частей. Необходимо учитывать, что для  $Z$  больше 30 величина  $\delta$  принимает отрицательные значения. По найденным величинам  $A$ ,  $B$  и  $\delta$  вычисляют значение средней дисперсии:  $n_F - n_C = A + B\delta$ , а затем по формуле (18.13) коэффициент дисперсии  $\nu$ . Пример записи результатов измерения и нахождения из средней дисперсии приведен на с. 25.

Таблица для определения средней дисперсии  
Т а б л и ц а 1

$n_D$	$A$	$B$	$\delta$	$\nu$	$Z$
1,300	0,02437	0,03168	-13	0	1,000
1,310	0,02431	0,03155	-14	0	0,999
1,320	0,02425	0,03141	-16	0	0,995
1,330	0,02419	0,03125	-17	0	0,988
1,340	0,02415	0,03108	-19	0	0,978
1,350	0,02410	0,03089	-20	0	0,966
1,360	0,02405	0,03069	-22	0	0,951
1,370	0,02401	0,03047	-24	0	0,934
1,380	0,02396	0,03023	-25	0	0,914
1,390	0,02392	0,02998	-27	0	0,891
1,400	0,02388	0,02971	-29	0	0,866
1,410	0,02384	0,02942	-30	0	0,836
1,420	0,02380	0,02912	-32	0	0,809
1,430	0,02376	0,02880	-34	0	0,777
1,440	0,02372	0,02846	-36	0	0,743
1,450	0,02370	0,02810	-37	0	0,707
1,460	0,02367	0,02773	-39	0	0,669
1,470	0,02364	0,02734	-41	0	0,629
1,480	0,02362	0,02693	-43	0	0,588
1,490	0,02359	0,02650	-45	0	0,545
1,500	0,02357	0,02605	-47	0	0,500
1,510	0,02356	0,02558	-49	0	0,454
1,520	0,02354	0,02509	-52	0	0,407
1,530	0,02352	0,02457	-54	0	0,358
1,540	0,02352	0,02403	-57	0	0,309
1,550	0,02352	0,02346	-59	0	0,259
1,560	0,02352	0,02287	-62	0	0,208
1,570	0,02352	0,02225	-65	0	0,156
1,580	0,02353	0,02160	-68	0	0,104
1,590	0,02354	0,02092	-71	0	0,052
1,600	0,02356	0,02021	-74	0	0,000
1,610	0,02358	0,01947	-78	0	
1,620	0,02361	0,01869	-83	0	
1,630	0,02365	0,01786	-86	0	
1,640	0,02370	0,01698	-89	0	
1,650	0,02376	0,01605	-99	0	
1,660	0,02383	0,01506	-106	0	
1,670	0,02391	0,01400	-114	0	
1,680	0,02400	0,01286	-124	0	
1,690	0,02411	0,01163	-134	0	
1,700	0,02425	0,01025	-137	0	



ПРОДОЛЖЕНИЕ ТАБЛИЦЫ

	T	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2
2	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4
3	0,3	0,6	0,9	1,2	1,5	1,8	2,1	2,4	2,7	3,0	3,3	3,6
4	0,4	0,8	1,2	1,6	2,0	2,4	2,8	3,2	3,6	4,0	4,4	4,8
5	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0
6	0,6	1,2	1,8	2,4	3,0	3,6	4,2	4,8	5,4	6,0	6,6	7,2
7	0,7	1,4	2,1	2,8	3,5	4,2	4,9	5,6	6,3	7,0	7,7	8,4
8	0,8	1,6	2,4	3,2	4,0	4,8	5,6	6,4	7,2	8,0	8,8	9,6
9	0,9	1,8	2,7	3,6	4,5	5,4	6,3	7,2	8,1	9,0	9,9	10,8
	T3	T4	T5	T6	T7	T9	20	22	23	24	25	27
1	T,3	T,4	T,5	T,6	T,7	T,9	2,0	2,2	2,3	2,4	2,5	2,7
2	2,6	2,8	3,0	3,2	3,4	3,8	4,0	4,4	4,6	4,8	5,0	5,4
3	3,9	4,2	4,5	4,8	5,1	5,7	6,0	6,6	6,9	7,2	7,5	8,1
4	5,2	5,6	6,0	6,4	6,8	7,6	8,0	8,8	9,2	9,6	10,0	10,8
5	6,5	7,0	7,5	8,0	8,5	9,5	10,0	11,0	11,5	12,0	12,5	13,5
6	7,8	8,4	9,0	9,6	10,2	11,4	12,0	13,2	13,8	14,4	15,0	16,2
7	9,1	9,8	10,5	11,2	11,9	13,3	14,0	15,4	16,1	16,8	17,5	18,9
8	10,4	11,2	12,0	12,8	13,6	15,2	16,0	17,6	18,4	19,2	20,0	21,6
9	11,7	12,6	13,5	14,4	15,3	17,1	18,0	19,8	20,7	21,6	22,5	24,3
	29	30	32	34	36	37	38	39	40	41	43	45
1	2,9	3,0	3,2	3,4	3,6	3,7	3,8	3,9	4,0	4,1	4,3	4,5
2	5,8	6,0	6,4	6,8	7,2	7,4	7,6	7,8	8,0	8,2	8,6	9,0
3	8,7	9,0	9,6	10,2	10,8	11,1	11,4	11,7	12,0	12,3	12,9	13,5
4	11,6	12,0	12,8	13,6	14,4	14,8	15,2	15,6	16,0	16,4	17,2	18,0
5	14,5	15,0	16,0	17,0	18,0	18,5	19,0	19,5	20,0	20,5	21,5	22,5
6	17,4	18,0	19,2	20,4	21,6	22,2	22,8	23,4	24,0	24,6	25,8	27,0
7	20,3	21,0	22,4	23,8	25,2	25,9	26,6	27,3	28,0	28,7	30,1	31,5
8	23,2	24,0	25,6	27,2	28,8	29,6	30,4	31,2	32,0	32,8	34,4	36,0
9	26,1	27,0	28,8	30,6	32,4	33,3	34,2	35,1	36,0	36,9	38,7	40,5

	46	47	49	50	51	52	54	57	59	62	65	68
1	4,6	4,7	4,9	5,0	5,1	5,2	5,4	5,7	5,9	6,2	6,5	6,8
2	9,2	9,4	9,8	10,0	10,2	10,4	10,8	11,4	11,8	12,4	13,0	13,6
3	13,8	14,1	14,7	15,0	15,3	15,6	16,2	17,1	17,7	18,6	19,5	20,4
4	18,4	18,8	19,6	20,0	20,4	20,8	21,6	22,8	23,6	24,8	26,0	27,2
5	23,0	23,5	24,5	25,0	25,5	26,0	27,0	28,5	29,5	31,0	32,5	34,0
6	27,6	28,2	29,4	30,0	30,6	31,2	32,4	34,2	35,4	37,2	39,0	40,8
7	32,2	32,9	34,3	35,0	35,7	36,4	37,8	39,9	41,3	43,4	45,5	47,6
8	36,8	37,6	39,2	40,0	40,8	41,6	43,2	45,6	47,2	49,6	52,0	54,4
9	41,4	42,3	44,1	45,0	45,9	46,8	48,6	51,3	53,1	55,8	58,5	61,2
	71	74	78	83	88	93	99	106	114	124	137	
1	7,1	7,4	7,8	8,3	8,8	9,3	9,9	10,6	11,4	12,4	13,7	
2	14,2	14,8	15,6	16,6	17,6	18,6	19,8	21,2	22,8	24,8	27,4	
3	21,3	22,2	23,4	24,9	26,4	27,9	29,7	31,8	34,2	37,2	41,1	
4	28,4	29,6	31,2	33,2	35,2	37,2	39,6	42,4	45,6	49,6	54,8	
5	35,5	37,0	39,0	41,5	44,0	46,5	49,5	53,0	57,0	62,0	68,5	
6	42,6	44,4	46,8	49,8	52,8	55,8	59,4	63,6	68,4	74,4	82,2	
7	49,7	51,8	54,6	58,1	61,6	65,1	69,3	74,2	79,8	86,8	95,9	
8	56,8	59,2	62,4	66,4	70,4	74,4	79,2	84,8	91,2	99,2	109,6	
9	63,9	66,6	70,2	74,7	79,2	83,7	89,1	95,4	102,6	111,6	123,3	

П р и м е р. Определение средней дисперсии

Отсчеты по шкале  
компенсатора

Вода при 20°C,  $n_D = 1,3330$ .

При помощи таблицы получается:

$$A = 0,02418, B = 0,03120, C = -0,584$$

$$n_F - n_C = A + B\delta =$$

$$= 0,02418 - 0,01822 = 0,00596.$$

$$n = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} = \frac{0,3330}{0,00596} = 55,8.$$

По одной стороне	По другой стороне
41,7	42,1
41,7	42,2
41,6	42,0
42,0	41,9
41,8	41,9
Ср. 41,8	Ср. 42,0
Общее средн. $Z = 41,9$	



§1. ЗАКОН КИРХГОФА

Согласно классической электронной теории зарядленные частицы, входящие в состав атомов и молекул, образуют колебательные системы — осцилляторы, испускающие при колебании электромагнитные волны. Для того, чтобы возбуждать колебания осцилляторов, требуется сообщить им кинетическую энергию. Самый распространенный способ возбуждения осцилляторов является соприкосновение их энергии за счет теплового движения зарядных веществ. Подумавшись при этом выделение называемся тепловым (температурным) излучением. Так как частота излучения находится в непосредственном тепловом движении, то любая температура всегда испускает тепловое излучение — совокупность электромагнитных волн со всевозможными частотами.

Тепловое излучение характеризуется величиной потока энергии  $d\Phi$ , т.е. энергией, испускаемой каким-либо участком поверхности тела в единицу времени (иначе говоря, световой мощностью). Поток энергии измеряется в ваттах (в отличие от светотехники, где он оценивается по зрительному впечатлению и измеряется в люменах).

Опыт показывает, что тела, хорошо поглощающие тепловое излучение, одновременно хорошо поглощают его. Было установлено также, что поглощение испускаемой и поглощаемой телом энергии существенно зависит от двух параметров: от температуры тела  $T$  и от частоты  $\omega$  (или длины волны  $\lambda$ ), испускаемых или поглощаемых электромагнитных волн. Таким образом, поток энергии является функцией температуры тела и частоты излучения. Поэтому в дальнейшем мы будем обозначать его  $d\Phi_{\omega, T}$ .

Еще раз мы излучения лишь ту часть, которую несут волны с частотами, лежащими в спектральном интервале от  $\omega$  до  $\omega + d\omega$ . Испускающей способностью  $E_{\omega, T}$  тела при температуре  $T$  для частоты  $\omega$  мы будем называть отношение потока энергии, испускаемого единицей поверхности тела в этом спектральном интервале, к радиусу спектрального интервала, т.е.

$$E_{\omega, T} = \frac{d\Phi_{\omega, T}}{d\omega} \quad (19.1)$$

Пусть на поверхность тела, имеющего температуру  $T$ , падает электромагнитные волны, частота которых лежит в спектральном интервале от  $\omega$  до  $\omega + d\omega$  и которые несут поток энергии  $d\Phi_{пад}$ . Некоторая часть  $d\Phi_{полн}$  этого потока поглощается телом, оставшаяся же часть потока отражается. Поглощательной способностью  $A_{\omega, T}$  тела для этого интервала частот при данной температуре мы будем называть отношение величины поглощаемого потока к величине падающего, т.е.

$$A_{\omega, T} = \frac{d\Phi_{полн}}{d\Phi_{пад}} \quad (19.2)$$

Эту величину называют также коэффициентом поглощения. Величина  $A_{\omega, T}$  по определению представляет собой предельную дробь, которая в зависимости от природы тела, его температуры  $T$  и частоты падающего излучения  $\omega$  может принимать все значения от нуля до единицы. Для идеально отражающего тела, которое вообще не поглощает падающей на него световой поток,  $A_{\omega, T} = 0$ . Тело, которое поглощает целиком падающий на него поток в любом интервале частот при любой температуре, называется абсолютно черным телом. Для него  $A_{\omega, T} = 1$ . Тело, для которого  $A_{\omega, T}$  постоянная величина, не зависящая от  $\omega$  и  $T$ , называется серым.

Используя весьма общие свойства термодинамических систем, Кирхгоф установил закон, связывающий между собой коэффициентом и поглощательную способность любой тел: отношение испускающей способности тела к его поглощательной способности не зависит от природы тела и представляет собой универсальную для всех тел функцию частоты излучения и температуры. Пусть испускающая способность абсолютно черного тела  $E_{\omega, T}^{(1)}$ ,  $E_{\omega, T}^{(2)}$ ,  $E_{\omega, T}^{(3)}$ , ... и поглощательные способности этих тел  $A_{\omega, T}^{(1)}$ ,  $A_{\omega, T}^{(2)}$ ,  $A_{\omega, T}^{(3)}$ , ... и  $T$  (для абсолютно черного тела). Тогда закон Кирхгофа можно выразить следующей математической формулой:

$$\frac{E_{\omega, T}^{(1)}}{A_{\omega, T}^{(1)}} = \frac{E_{\omega, T}^{(2)}}{A_{\omega, T}^{(2)}} = \dots = \frac{E_{\omega, T}^{(3)}}{A_{\omega, T}^{(3)}} = f(\omega, T) \quad (19.3)$$

Здесь  $f(\omega, T)$  — функция частоты и температуры, которая, как следует из этой формулы, совпадает с зависимостью испускающей способности  $E_{\omega, T}$  абсолютно черного тела от  $\omega$  и  $T$ .

Отсюда можно сделать заключение об особой роли испускающей способности абсолютно черного тела в изучении закономерностей теп-



нового излучения. Во-первых, если известны испускаемая способ- ность абсолютно черного тела и поглощательная способность какого- либо тела, то легко найти испускательную способность этого тела. Это существенно, так как поглощательная способность на опыте опре- деляется намного легче, чем испускательная. Во-вторых, испускатель- ная способность абсолютно черного тела не должна зависеть ни от каких свойств, кроме способности полностью поглощать падающее из- лучение. Поэтому как теоретическое, так и экспериментальное иссле- дование свойств теплового излучения можно проводить на произволь- ной модели абсолютно черного тела, лишь бы оно полностью поглощало падающее излучение.

## §2. ИЗЛУЧЕНИЕ АБСОЛЮТНО ЧЕРНОГО ТЕЛА

В природе абсолютно черных тел, строго говоря, нет. Тела, наи- более близкие к абсолютно черному (сажа, платиновая чернь), имеют поглощательную способность около 0,99. На практике можно, однако, получить излучение, сколь угодно мало отличающееся от излучения абсолютно черного тела. В стенке оболочка, образующей замкнутую полость делается небольшое отверстие (рис. 15). Луч света, попадаю- щий в полость через отверстие, при па- дении на стенку полости частично погло- щается ею, частично отражается от нее. Благодаря малой величине отверстия пе- ред тем, как выйти из него наружу, луч претерпевает большое число повторных отражений, сопровождающихся поглощени- ями. В результате практически весь свет любой частоты, попавший в отвер- стие, поглощается в полости. Стало бы- ть, отверстие в оболочке предстваля- ет собой участок поверхности абсолютно черного тела. Между отдель- ными частями полости происходит теплообмен, обусловленный как теп- лопроводностью, так и электромагнитным излучением. Если оболочка изолирована, то, согласно известным термодинамике, в кон- це концов устанавливается равновесие — температура всех частей обо- лочки становится одинаковой и в дальнейшем изменяться не будет. Па- раметры характеризующие излучение в полости (плотность энергии, ее распределение в спектре), тоже станут постоянными. Таким образом, в полости, стенка которой находится при некоторой температуре,

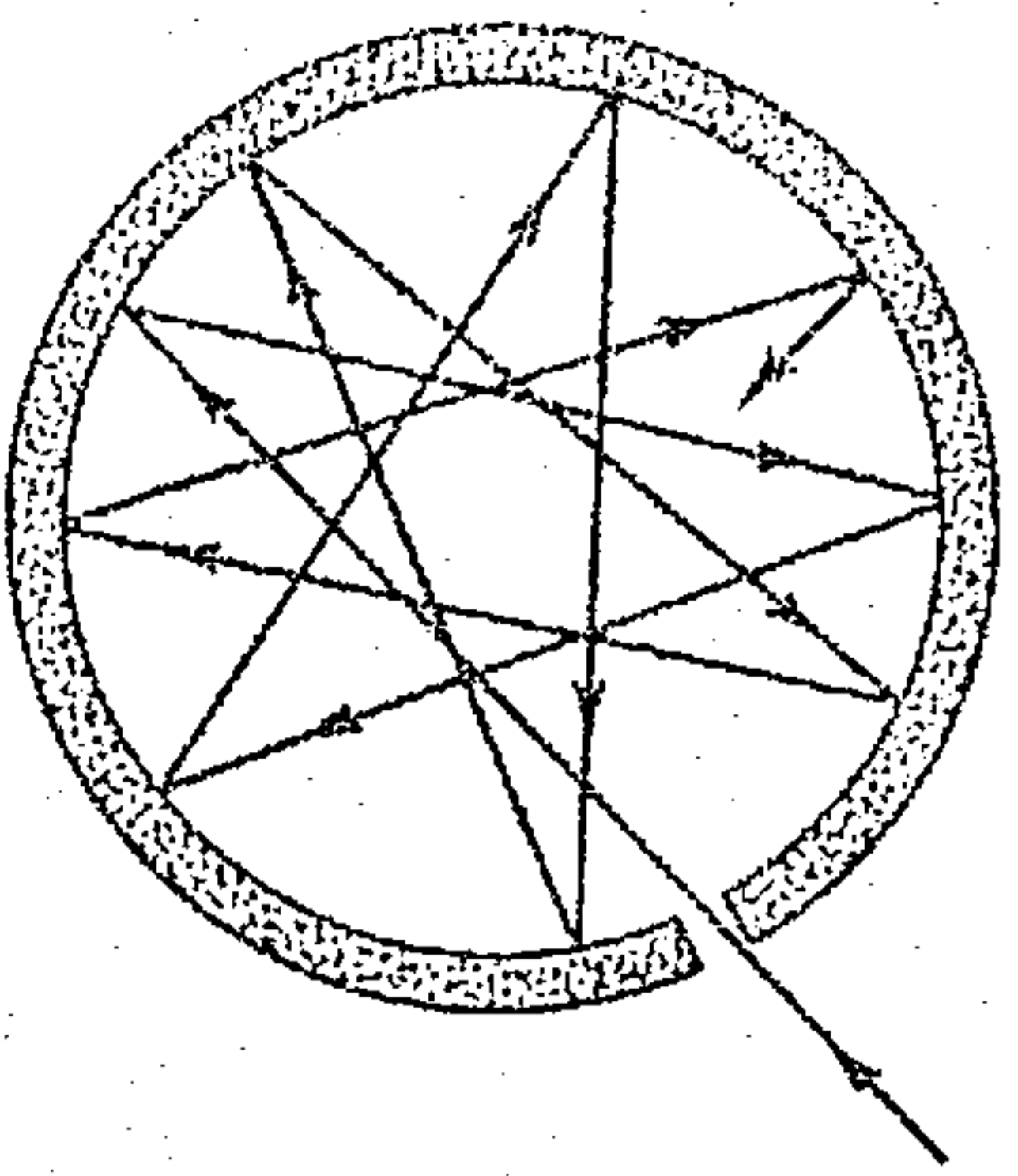


Рис. 15

есть собой участок поверхности абсолютно черного тела. Между отдель- ными частями полости происходит теплообмен, обусловленный как теп- лопроводностью, так и электромагнитным излучением. Если оболочка изолирована, то, согласно известным термодинамике, в кон- це концов устанавливается равновесие — температура всех частей обо- лочки становится одинаковой и в дальнейшем изменяться не будет. Па- раметры, характеризующие излучение в полости (плотность энергии, ее распределение в спектре), тоже станут постоянными. Таким образом, в полости, стенка которой находится при некоторой температуре,

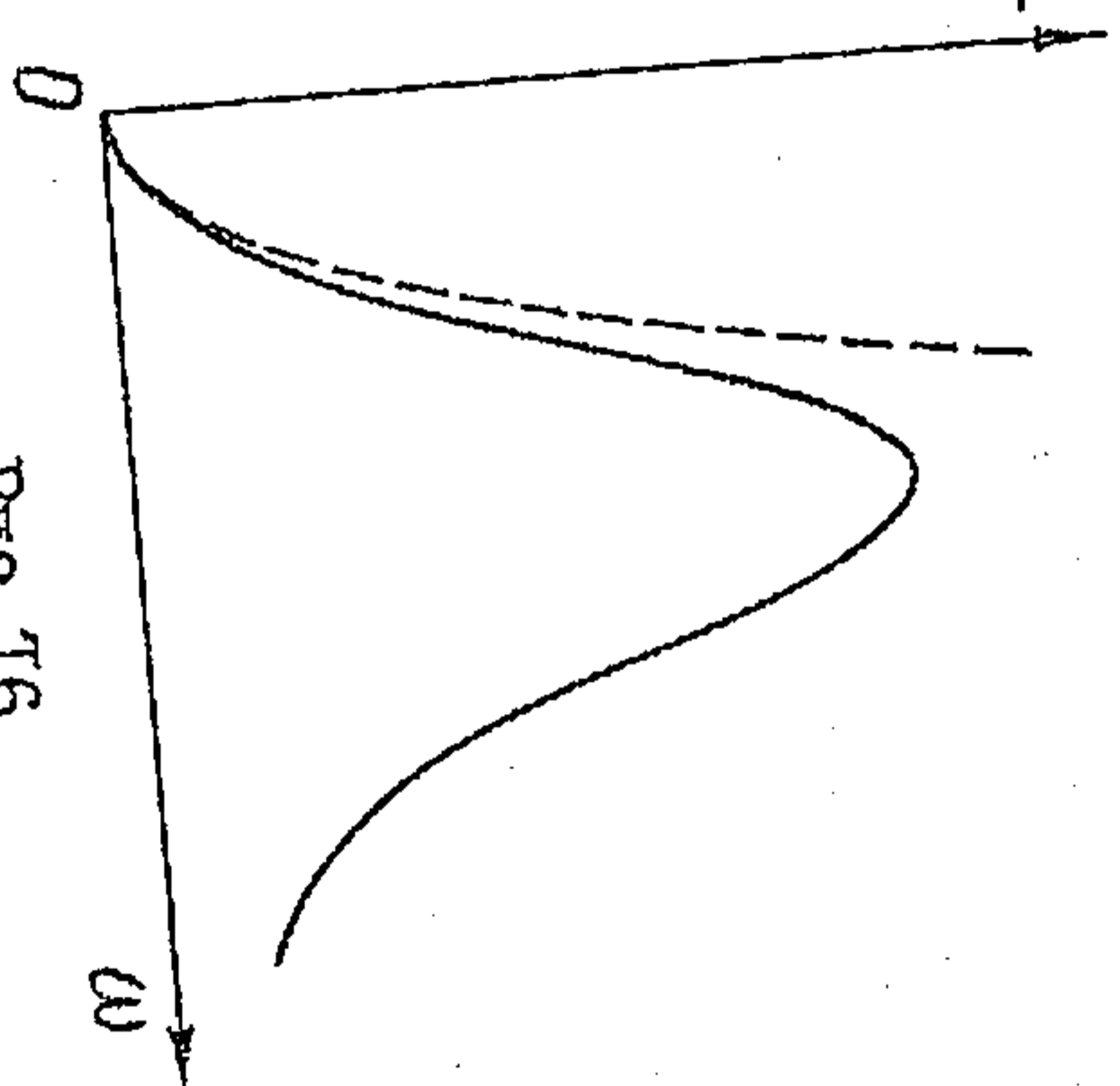
устанавливается равновесное излучение, небольшая часть которого вылетит из отверстия и представляется собой излучение абсолютно чер- ного тела.

Изменяя температуру полости и используя какой-либо спектраль- ное приспособление и приемник излучения, можно исследовать излуче- ние абсолютно черного тела при разных температурах. Труднее найден- ные абсолютно черного тела испускательную способность  $\epsilon_{\omega, T}$  абсолю- той на опыте зависимости испускательной способности температуры предства- но черного тела от частоты  $\omega$  при постоянной температуре и стре- мится собой кривую, имеющую максимум при некоторой частоте и стре- мится к нулю как при низких, так и при высоких частотах (рис. 16). Стефан экспериментально и Больцман теоретически, на основе тер- модинамики, установили, что суммарная энергия всего спектра элект- ромагнитных волн, излучаемых с еди- ницы поверхности абсолютно черного тела в единицу времени (энергетическая светимость), пропорциональна чет- вертой степени его абсолютной тем- пературы. Математически закон Стефа- на — Больцмана можно записать в виде

$$\epsilon_T = \int_0^{\infty} \epsilon_{\omega, T} d\omega = \sigma T^4, \quad (19.4)$$

где  $\sigma = 5,71 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4$  — (фун- даментальная постоянная Стефана — Больцмана.

Рис. 16



Вин, также пользуясь методами термодинамики, нашел, что частот- та  $\omega_{\text{макс}}$  или длина волны  $\lambda_{\text{макс}}$ , на которую приходится максимум ис- пускательной способности абсолютно черного тела, закономерно изме- няется в зависимости от температуры: при повышении температуры мак- симум испускательной способности смещается в область более корот- ких длин волн (более высоких частот). Это положение носит название закона смещения Вина. Математическое выражение его имеет вид

$$\lambda_{\text{макс}} = b/T, \quad (19.5)$$

где  $b = 2,90 \cdot 10^{-3} \text{ К} \cdot \text{м}$ . При теоретическом исследовании излучения абсолютно черного тела удобнее пользоваться частотой  $\omega$ , а не длиной волны  $\lambda$ . При этом закон Вина можно сформулировать следу- ющим образом

$$\omega_{\text{макс}} = b_1/T, \quad (19.6)$$



т.е. частота  $\omega_{\text{макс}}$ , при которой испускательная способность абсолютно черного тела максимальна, пропорциональна абсолютной температуре. Эфект  $\delta_1 = 3,69 \cdot 10^{-11} \text{ T/K} \cdot \text{с}$ .

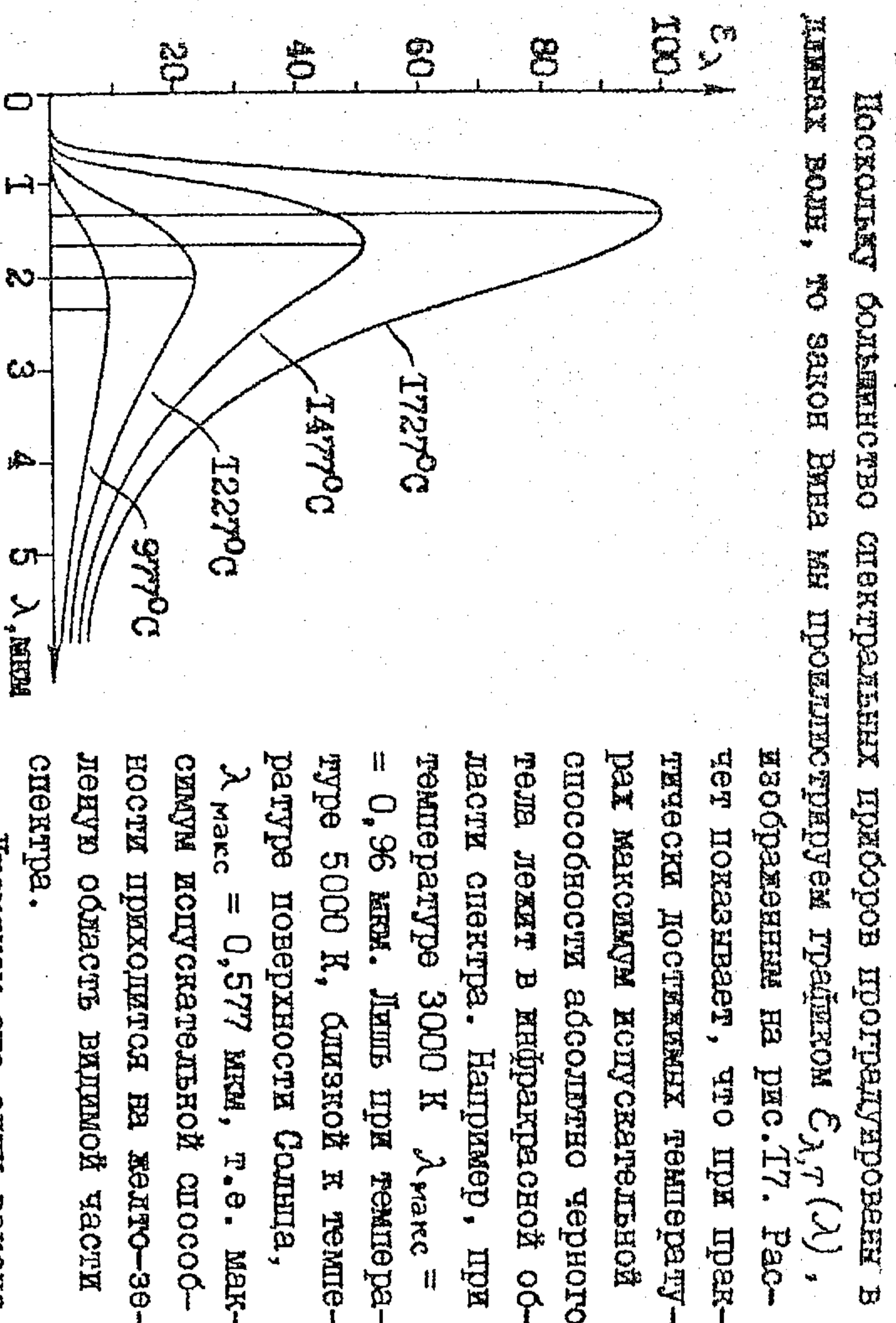


Рис. 17

Поскольку большинство спектральных приборов протрапированы в длинн волн, то закон Вина ни проиллюстрируем графиком  $E_{\lambda, T}(\lambda)$ , изображенным на рис. 17. Расчет показывает, что при практически достижимых температурах максимум испускательной способности абсолютно черного тела лежит в инфракрасной области спектра. Например, при температуре 3000 К  $\lambda_{\text{макс}} = 0,96 \text{ мкм}$ . Лишь при температуре 5000 К, близкой к температуре поверхности Солнца,  $\lambda_{\text{макс}} = 0,577 \text{ мкм}$ , т.е. максимум испускательной способности приходится на желто-зеленую область видимой части спектра.

§3. ФОРМУЛА ПЛАНКА И ЕЕ СЛЕДСТВИЯ

Упомянем еще одну закономерность: максимальная испускательная способность абсолютно черного тела (т.е. испускательная способность, соответствующая  $\omega_{\text{макс}}$ , или  $\lambda_{\text{макс}}$ ) пропорциональна пятой степени абсолютной температуры.

$$E_{\omega, T} = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT, \quad (19.7)$$

где  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$  - постоянная Больцмана,  $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$  -

скорость света в вакууме. Эта формула называется формулой Рэлея-Джинса. Следила из нее квадратичная зависимость  $E_{\omega, T}$  от  $\omega$  соотвествует с результатами опыта лишь при малых частотах (см. внутреннюю кривую на рис. 16). С увеличением частоты это расхождение становится все больше: при неограниченном возрастании  $\omega$  величина  $E_{\omega, T}$  стремится к бесконечности. Вывод формулы Рэлея - Джинса, основанный на классических представлениях, проверялся многими учеными, однако результаты получались тот же. Отсюда можно сделать один вывод: классическая теория не в состоянии вообще правильно рассчитать испускательную способность абсолютно черного тела.

$$E_{\omega, T} = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} \frac{h\omega}{kT - 1} \quad (19.8)$$

Правильный результат был получен Планком (1900 г.). Ему удалось подобрать формулу, очень хорошо согласующуюся с опытными данными для испускательной способности абсолютно черного тела:

Значение постоянной  $h$ , которую потребовалось ввести в эту формулу, Планк нашел сопоставлением результатов расчета по ней с опытными данными. Современное значение постоянной Планка  $h = 1,0546 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ .

Анализируя различные способы вывода формулы для испускательной способности абсолютно черного тела, Планк нашел, что на этом пути можно получить его формулу вместо формулы Рэлея - Джинса, если предположить, что при излучении энергии осциллятора может изменяться только скачком на величину  $E$ , пропорциональную частоте осциллятора, причем коэффициентом пропорциональности должна быть постоянная  $h$ . Испускаемому при этом порции энергии

$$E = h\nu \quad (19.9)$$

Планк назвал квантом. Гипотеза Планка о квантовом характере излучения не только не обособивается классической теорией, но прямо противоречит принятой в классической теории концепции о непрерывности характеристик движения. Эта гипотеза привела к возникновению новой области физики - квантовой механики.

Следует отметить, что новая теория не отвергает старую, основанную на неопровержимых фактах, а включает ее в себя как состав-

\* В формулах, где постоянная Планка сочетается не с круговой частотой  $\omega$ , а с обычной  $\nu = \omega/2\pi$ , удобно пользоваться постоянной  $h = 2\pi h = 6,726 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ .



165

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКОГО ПИРОМЕТРА С ИСЧЕЗАЮЩЕЙ НИТЬЮ

Измерение высоких температур с достаточной степенью точности - это важная проблема, с которой приходится сталкиваться в современной науке и технике. Решение ее невозможно с помощью обычных прямых методов измерения температуры. Действительно, все эти методы основаны на том, что какое-либо тело с хорошо изученными физическими свойствами приводится в непосредственный контакт с нагреваемым веществом, и о температуре вещества судят по изменению состояния этого тела, например, по изменению объема жидкости в термометре. Однако при высоких и сверх высоких температурах физические свойства всех известных нам тел существенно меняются - видор тел, пригодных для прямого измерения температуры, становится невозможным. Кроме того, не каждый исследуемый высокотемпературный объект доступен для непосредственного измерения температуры. У таким объектам относятся, например, космические тела: Солнце, звезды.

Прямые методы измерения температуры в случае высоких температур приходится заменять косвенными, позволяющими определить температуру тела, не вступая в непосредственный контакт с ним. Основными косвенных методов является исследование излучения, испускаемого нагретым телом. Приборы, в которых для измерения температуры используется тепловое излучение, называются оптическими пирамиетрами. В настоящее время применяется яркостный пириометр, или пириометр с исчезающей нитью.

Измерение температуры пириометром с исчезающей нитью производится путем сравнения в узком спектральном интервале яркостей свечения двух нагретых тел - эталонного и исследуемого. Спектральный интервал выделяется светодиффрактом (в нашем приборе - пропусканием красной свет с длиной волны  $\lambda = 6560 \text{ \AA}$ ). Эталонным телом является нить лампы накаливания, находящаяся в пириометре, а яркость свечения этой нити определяется силой тока, текущего по ней. Шкала прибора, определяющая силу тока в цепи эталонной лампы, градуируется непосредственно в градусах Цельсия путем сравнения с абсолютной черным телом. В том случае, когда пириометром измеряется температура абсолютно черного тела, показания шкалы пириометра не соответствуют истинной температуре тела, а определяют так называемую яр-

кую часть. Из законов новой, более общей теории при определенных условиях получаются законы прежней теории. Действительно, если энергии кванта мала по сравнению со средней энергией теплового движения ( $h\omega \ll kT$ ) и, следовательно,  $e^{h\omega/kT} \approx 1 + h\omega/kT$ , то из формулы Планка (19.8) получается формула Рэлея - Джинса (19.7). Можно показать также, что все установленные ранее законы излучения абсолютно черного тела выводятся из формулы Планка.

Закон Стефана - Больцмана. Возьмем интеграл от выражения (19.8) по всем значениям  $\omega$  от 0 до  $\infty$ :

$$\delta T = \int_0^{\infty} \epsilon_{\omega T} d\omega = \frac{h}{4\pi^2 c^2} \int_0^{\infty} \frac{\omega^3 d\omega}{e^{h\omega/kT} - 1} \quad (19.10)$$

Введем новую переменную  $x = h\omega/kT$ . При такой замене  $d\omega = (kT/h) dx$ , а пределы изменения  $x$  те же, что и для  $\omega$ . Формула (19.10) переписется в виде

$$\delta T = \frac{k^4}{4\pi^2 c^2 h^3} T^4 \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} \quad (19.11)$$

Определенный интеграл, входящий в это соотношение, имеет конечное значение, приближенно равное 6,49. Следовательно,

$$\delta T = 6,49 \cdot \frac{k^4}{4\pi^2 c^2 h^3} T^4 = \sigma T^4 \quad (19.12)$$

Закон смещения Вина. Чтoбы найти частоту  $\omega_{\text{макс}}$ , при которой излучательная способность абсолютно черного тела имеет максимум, возьмем в (19.8) в качестве переменной  $x = h\omega/kT$  и опросим постоянный множитель, не содержащий  $x$ . В результате из правой части выражения (19.8) получится  $x^3 / (e^x - 1)$ . Приравняв нулю производную этого выражения, приходим к уравнению  $(3 - x)e^x = 3$ . Приближенное решение которого  $x_{\text{макс}} = h\omega_{\text{макс}}/kT = 2,82$ . Отсюда  $\omega_{\text{макс}} = \delta_1 T$ , где  $\delta_1 = 2,82k/h$ .



**КОСНУТЬ ТЕМПЕРАТУРУ.** Истинную температуру тела можно получить, если соответствующим образом, учитывая коэффициент поглощения телом исследуемого тела в красной области.

Целью настоящей работы является: 1) измерение яркостной температуры вольтфрамовой спирали лампы накаливания при разной длине волны, 2) определение приближенного истинной температуры спирали, 3) определение возможности вольтфрама от его истинной температуры, 3) наблюдение изменения оптического спектра твердого тела при изменении его температуры.

О п и с а н и е у с т а н о в к и. Установка состоит из оптического пирометра "Проминь", лампочки накаливания, спиральная обмотка которой служит исследуемым объектом, и электрической схемы, не имеющей оптического прибора.

Пирометр (рис. 18) имеет окуляр 1, объектив 2 и красный световой фильтр 3. В фокальной плоскости окуляра располагается прямая нить накала эталонной лампы. Изображение раскаленной спирали исследуемой лампы фокусируется с помощью объектива на плоскость, в которой находится нить лампы, что позволяет проводить достаточно точное визуальное сравнение их яркостей. Электрическая схема эталонной лампы находится внутри корпуса пирометра. Она состоит из блока питания (батареи из двух последовательно соединенных аккумуляторов), устройства стабилизации напряжения питания, реостата, позволяющего плавно изменять силу тока в цепи эталонной лампы и тем самым температуру ее нити, и кнопки 4 включения лампы.

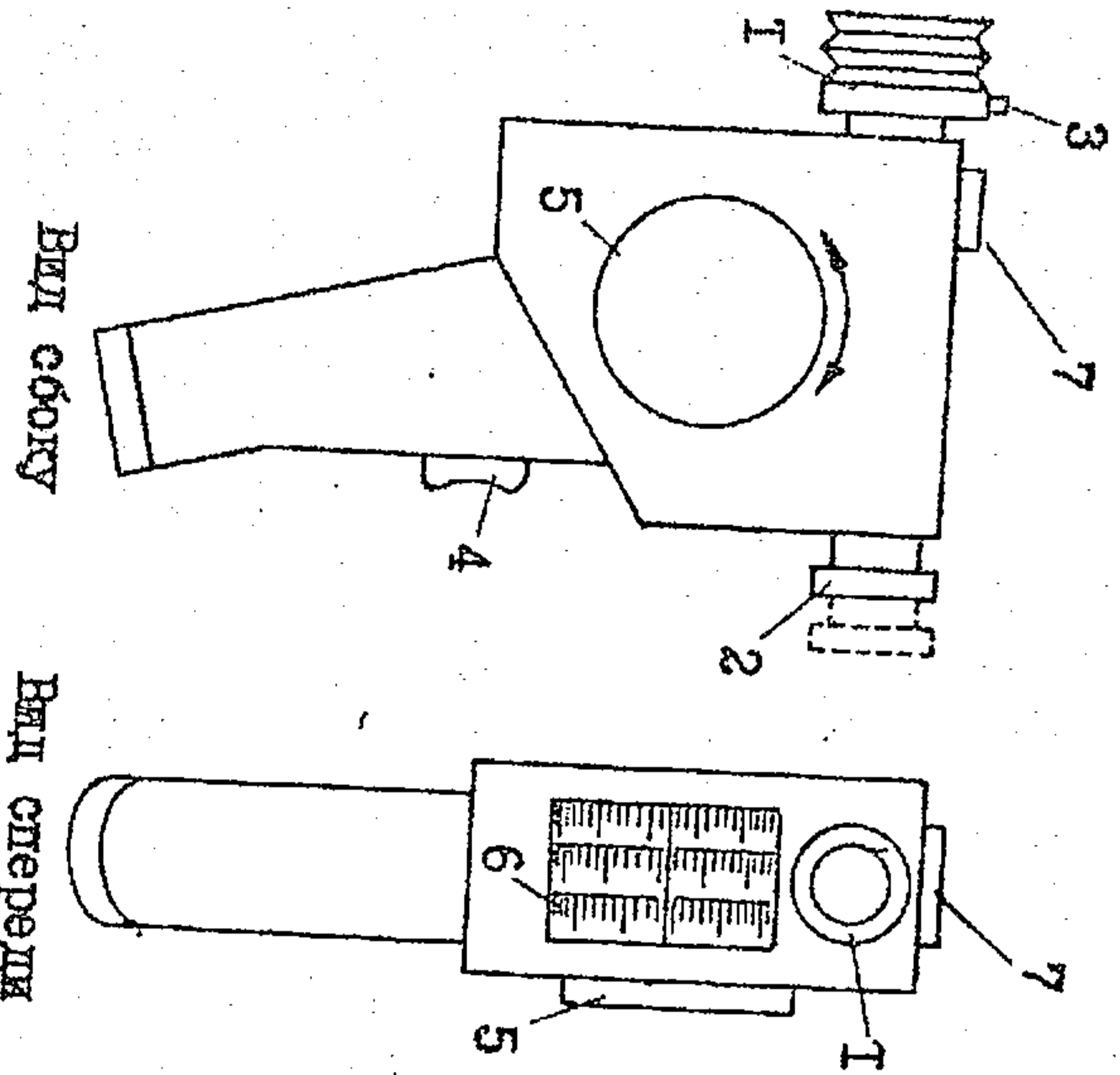


Рис. 18

Вид сбоку Вид спереди

тур в трех диапазонах: I - от 800 до 1400°C, II - от 1200 до 2000°C и III - от 1800 до 5000°C. Изменение пределов измерения производится при помощи головки 7 переключателя диапазонов, которая имеет три положения I или III между исследуемым объектом и нитью эталонной лампы. Вольется ослабляющие светофильтры, которые, уменьшая в известное число раз яркость изображения объекта по сравнению с яркостью эталонной лампы, позволяют их уравновесить, не увеличивая накала эталонной лампы выше допустимого предела. Когда головка 7 стоит в одном из положений I, II или III, отсчеты температур ведутся по шкалам с соответствующими номерами.

Спираль исследуемой лампы  $I_{ис}$  питается от понижающего трансформатора, накала на выходе 8 В, на первичную обмотку которого подается напряжение от сети через лабораторный автотрансформатор (ЛАТР). Сила тока, текущего через спираль, регулируется реостатом  $R$  с сопротивлением 10-20 Ом и измеряется амперметром  $A$ , включенным на предел измерения до 2,5 А. Параллельно лампе включен вольтметр  $V$ , который в комбинации с амперметром дает возможность находить мощность, выделяемую в спираль лампы электрическим током. От того же понижающего трансформатора, который питает исследуемую лампу, питается лампочка  $I_{осв}$ , освещающая шкалу спектрокопа.

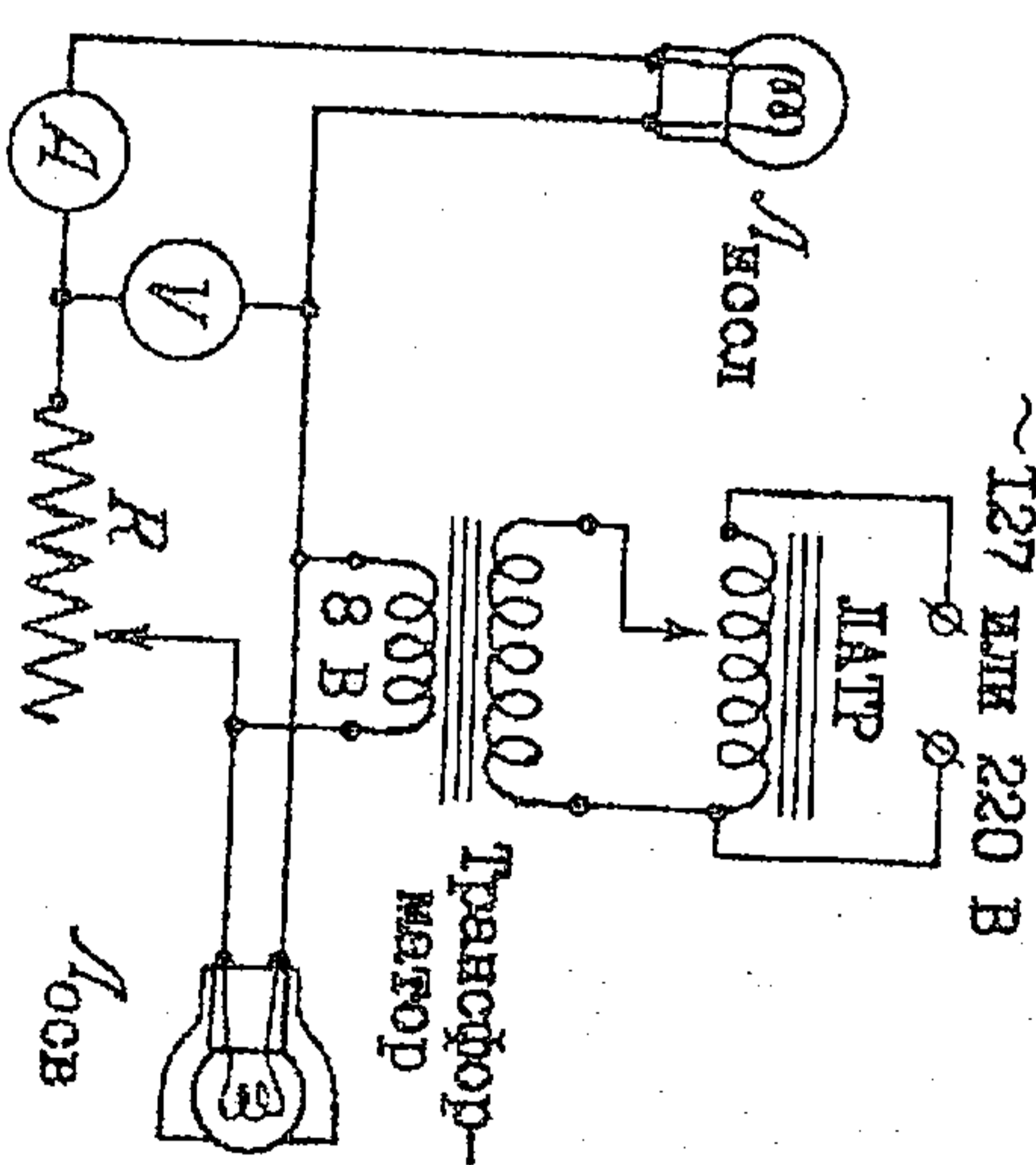


Рис. 19

Конструкция спектрокопа прямого зрения достаточно подробно описана в книге "Физический практикум" под ред. В.И. Иверовой, М., Физматгиз, 1962

(задача № 134). В настоящей задаче спектрокоп применяется без дополнительных насадок на входную щель, в результате чего виден только один спектр. Спектрокоп установлен на штативе с качающейся головкой, позволяющей легко наводить его на исследуемый объект. Головка закрепляется длинной рифленной гайкой. Для освещения шкалы спектрокопа в короткой его трубе вставлена насадка с призмой полного внутреннего отражения, благодаря которой шкала освещается лампочкой,



расположенной союку и не мешающей выводу спектроскопа на объект. С помощью спектроскопа наблюдается спектр телового излучения спирали исследуемой лампы. При изменении температуры тела изменяется распределение энергии по спектру его излучения. Самым простым способом качественного исследования этих изменений может служить наблюдение за положением видимой границы спектра со стороны коротких волн (фигуровая граница спектра) при различных температурах, что и делается в данной задаче.

П о д г о т о в к а к и з м е р е н и я м. Водят красный световый фильтр 3 (рис.18) и нажимают кнопку 4 включения прибора. Наблюдая в окуляр нить эталонной лампы, вращением ручки 5 доводят нить до красного каленки. Продолжным перемещением окуляра 1 фокусируют нить, пока она не станет резко видна в окуляр. Снова выключают кнопку пирометра и проверяют, совпадает ли эталонная нить с изображением спирали. Легкая меняя фокусировку объектива, можно ликвидировать несоответствие, если оно имеется.

Установив наибольшее сопротивление реостата  $R$  в цепи исследуемой лампы (рис.19), включают в сеть ЛАТР. Постепенно уменьшают сопротивление реостата  $R$ , наблюдая одновременно в окуляр пирометра за спиралью исследуемой лампы. Когда она накалится до красного каленки, продолжным перемещением объектива пирометра фокусируют его на спираль, пока она не станет резко видна в окуляр. Снова выключают кнопку пирометра и проверяют, совпадает ли эталонная нить с изображением спирали. Легкая меняя фокусировку объектива, можно ликвидировать несоответствие, если оно имеется.

Навести спектроскоп на спираль исследуемой лампы и, передвигая его по столу, а также пользуясь качающейся головкой, добиться яркото изображения спектра в поле зрения спектроскопа. Поставить осветительную лампочку так, чтобы свет от нее падал на окошко короткого тубуса спектроскопа. Передвигая осветительную лампочку и поворачивая тубус спектроскопа, добиться яркого и четкого изображения шкалы на фоне спектра.

И з м е р е н и я. Ставят головку 7 переключателя диапазонов измерения пирометра в положение I, которому соответствует левая шкала прибора.

Пользуясь реостатом  $R$ , устанавливают последовательно в цепи накала исследуемой лампы значения силы тока  $J$ , указанные в табл. 1. Устанавливают различные значения силы тока надо с точностью до 0,01 А, но отсчитывать на амперметре установившие значения надо с максимальной, допускаемой амперметром точностью. Одновременно отсчитывают показания вольтметра  $V$  (с точностью до

Т а б л и ц а 1

№	I	II	III	IV	V	VI	VII
$J, A$	1,20	1,25	1,30	1,35	1,40	1,45	1,50

0,05 В), соответствующие каждому установленному значению силы тока отсчет значений силы тока  $J$  и напряжения  $V$  нужно производить сразу 30-40 с после окончания перемещения движка реостата, когда режим вполне установится. Значения  $J$  и  $V$  записывают в соответствующие графы таблицы 2.

Т а б л и ц а 2

№	$J, A$	$V, B$	$W, Bt$	$t_R, ^\circ C$	$t_M, ^\circ C$	$T_M, K$	$\lambda, мкм$
I.1							
2							
3							
Средн.							
II.1							
2							
3							
Средн.							
III.1							
2							

При каждом значении силы тока производят измерение яркостной температуры  $T_M$  спирали исследуемой лампы по шкале пирометра. Для этого нажимают кнопку 4 и вращением ручки 5 изменяют яркость нити эталонной лампы до тех пор, пока она не окажется на фоне спирали. Уравнивание яркостей нитей обеих ламп производится следующим образом. Сначала поворотом ручки 5 добиваются того, чтобы нить эталонной лампы стала ярче спирали исследуемой лампы. Затем, вращая ручку в обратном направлении, добиваются того, чтобы спираль стала ярче нити. Продолжая также вращение ручки 5 туда и обратно со все уменьшающимися углами поворота, в конце концов прикоснит к такому среднему положению ручки, при котором яркости нити и спирали неотличимы. При этом положении ручки 5 отсчитывают по шкале пирометра значения температуры с точностью до  $10^\circ$ . Так как нить эталонной



лампы ослабляет тепловой энергией, то вращение ручки 5 не следует делать слишком резко для того, чтобы к моменту сравнения яркостей успевал установиться тепловой режим нити.

Для каждого значения силы тока в цепи исследуемой лампы измерения температуры проводятся не менее трех раз. Результаты измерения записывают в таблицу 2 в столбец  $t_{г}$ . Когда в процессе измерения будет достигнута температура спирали исследуемой лампы, превышающая предел шкалы I, необходимо головку 7 переключателя диапазонов переставить в положение II и проводить отсчеты по средней шкале пирометра.

После того, как закончены трехкратные измерения температуры спирали исследуемой лампы при данном значении силы тока в ней, находят в спектроскоп ее спектр и записывают в последний столбец таблицы длину волны  $\lambda$ , соответствующую коротковолновой (фиолетовой) границе спектра (шкала спектроскопа проградуирована в микрометрах).

Примечание: наблюдение спектра и заполнение последнего столбца таблицы 2 можно делать и после того, как закончено измерение температуры спирали исследуемой лампы для всех значений силы тока, устанавливая те же значения силы тока заново.

Обработка результатов измерения

1. По формуле  $N = J U$  вычисляют (с точностью до 0,1 Вт) мощность потребляемую спиралью исследуемой лампы при каждом значении температуры спирали. Результаты расчета записывают в таблицу 2.

2. Для получения истинной температуры  $t_{и}$  спирали исследуемой лампы (в градусах Цельсия) к найденным на опыте значениям яркостной температуры  $t_{я}$  прибавляют поправку  $\Delta t$ , найденную при помощи графика (рис. 20). При этом считают, что коэффициент  $\epsilon_{\lambda}$  испускательной способности вольфрама в красных лучах (при длине волны света  $\lambda = 6560 \text{ \AA}$ ) равен приблизительно 0,45. Значения  $t_{и}$  заносят в таблицу 2.

3. Переводят значения истинной температуры  $t_{и}$  по шкале Цельсия в значения истинной температуры  $T_{и}$  по шкале Кельвина и записывают полученные значения в таблицу 2.

4. Строят график зависимости мощности  $N$ , потребляемой спиралью лампы от истинной температуры  $T_{и}$ .

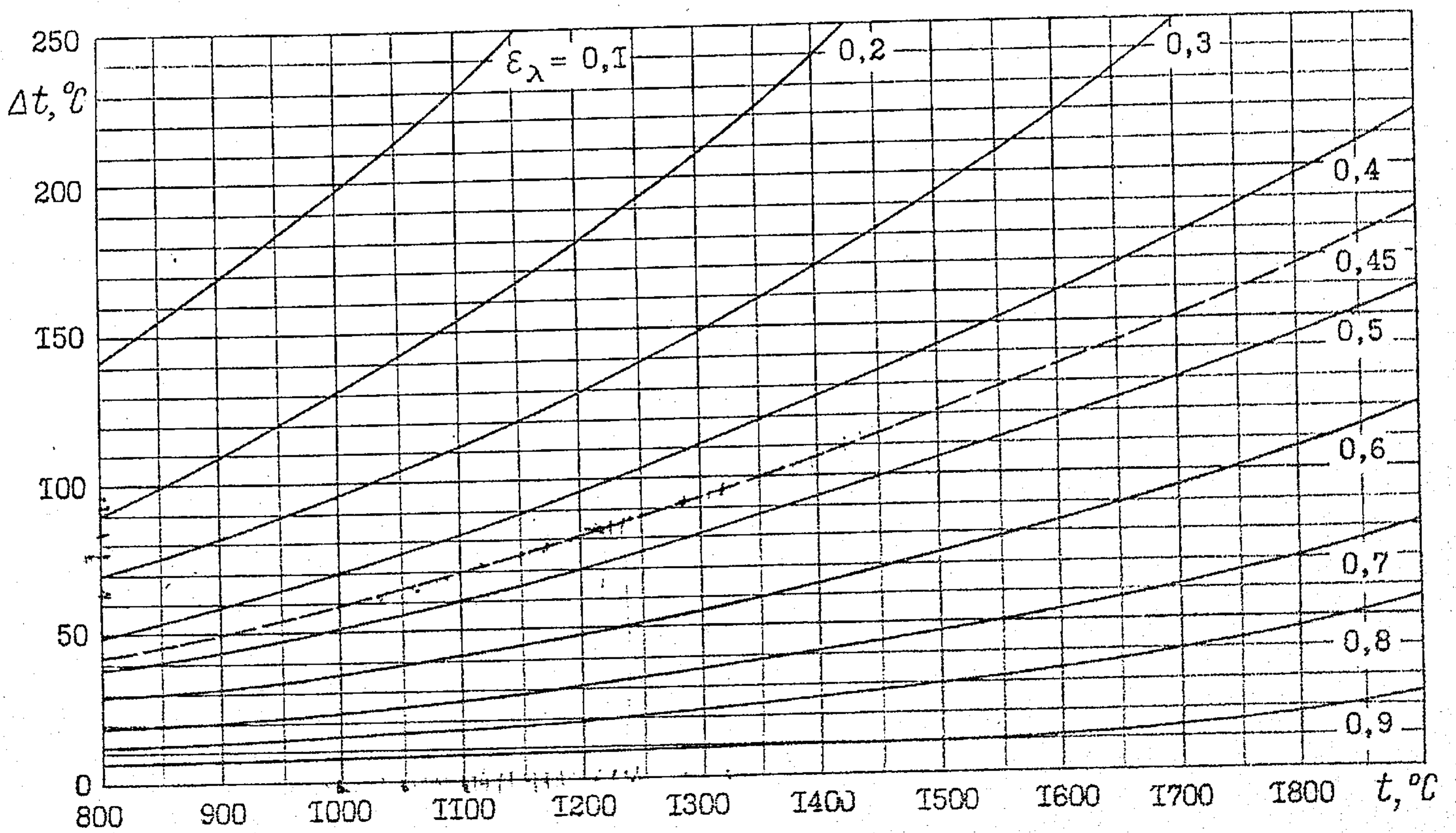


Рис. 20



5. Строит график зависимости длины волны  $\lambda$  коротковолновой границы спектра лампы от истинной температуры  $T$ .

6. Находит приближенный вид зависимости суммарной испускательной способности вольфрама  $\mathcal{E}_T$  от его истинной температуры  $T$ . Это можно сделать, основываясь на следующих соображениях. Для суммарной испускательной способности абсолютно черного тела выполняется закон Стефана-Больцмана  $\mathcal{E}_T = \sigma T^4$  (см. с. 29). Для нечерного тела, каковым является вольфрамовая спираль исследуемой лампы, можно написать выражение, аналогичное закону Стефана - Больцмана,

$$\mathcal{E}_T = \beta T^\alpha. \quad (19.13)$$

Однако в этом случае  $\beta$  и  $\alpha$  не являются постоянными, а имеют разные значения в разных интервалах температур, причем всегда выполняется соотношение  $\beta T^\alpha < \sigma T^4$ . Если считать, что при высоких температурах мощность, потребляемая спиралью лампы, практически вся расходуется на излучение, т.е.  $W \approx \mathcal{E}_T$ , то

$$W = \beta T^\alpha. \quad (19.14)$$

При логарифмировании обеих частей этого равенства, получается

$$\log W = \log \beta + \alpha \log T. \quad (19.15)$$

(здесь безразлично, какие берутся логарифмы: десятичные или натуральные).

Для определения величины  $\alpha$  находят значения логарифмов средних значений величин  $W$  и  $T$ , полученных в результате измерений, и записывают их в таблицу 3. Строит график зависимости  $\log W$  от  $\log T$ . Значение величины  $\alpha$  равно тангенсу угла наклона полученной линии к оси абсцисс.

Вычисляют ошибки измерений и записывают ответ с учетом ошибок.

Т а б л и ц а 3

№	I	II	III	IV	V	VI	VII
$\log W$							
$\log T$							

## Глава XX. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

### §1. ДЕЙСТВИЕ СВЕТА НА ВЕЩЕСТВО

Действие света на вещество состоит в сообщении светом веществу энергии, приносимой световой электромагнитной волной. Эта энергия частично превращается в тепло, повышая температуру поглощающего свет тела, частично же переходит в другие виды энергии, вызывая тем самым целый ряд разнообразных явлений. Действие света на вещество может быть механическим — давлением света на тело, химическим — возбуждение различных химических реакций (примером может служить фотосинтез в листьях растений). Оно может приводить к рассеянию света и демпингированию — свечению тела, продолжающемуся спустя некоторое время после облучения тела светом. Наконец, под действием света в веществе могут возникать фотоэлектрические явления, суть которых состоит в том, что входящие в состав вещества электроны, получив энергию от электромагнитной волны, каким-либо образом меняют свое местоположение.

Из фотоэлектрических явлений мы здесь подробно остановимся на фотоэлектрическом эффекте (фотоэффекте). Различают внешний и внутренний фотоэффекты. Внешний фотоэффект (фотоэлектронная эмиссия) представляет собой испускание с поверхности твердых или жидких тел электронов под действием световой волны. Обнаруживается и измеряется внешний фотоэффект по фототоку — току электронов, выходящих из облучаемого светом вещества в другую среду (обычно в вакуум). Внутренний фотоэффект называют перераспределение электронов между энергетическими уровнями твердого тела, происходящее под действием проникшего внутрь тела света. Наблюдается внутренний фотоэффект только в диэлектриках и полупроводниках. В случае внутреннего фотоэффекта в отличие от внешнего электроны остаются внутри тела. При этом в веществе изменяются концентрации носителей заряда (электронов и дырок) и их подвижность, что приводит к изменению электрических свойств вещества. Внутренний фотоэффект обнаруживается по изменению проводимости тел (фотопроводимость), либо по возникновению электродвижущей силы (фотоДС) в тех местах, где имеются какие-либо неоднородности свойств вещества, например, на границе между двумя разнородными телами (вентильный фотоэффект).



## §2. ВНЕШНИЙ ФОТОЭФФЕКТ

Изучение внешнего фотоэффекта производится обычно при помощи схемы, изображенной на рис. 21. В evacuated стеклянном сосуде, в котором создан высокий вакуум, вылетают два электрода: катод (в этом случае называемый также фотокатодом) и анод. Между катодом и анодом создается напряжение

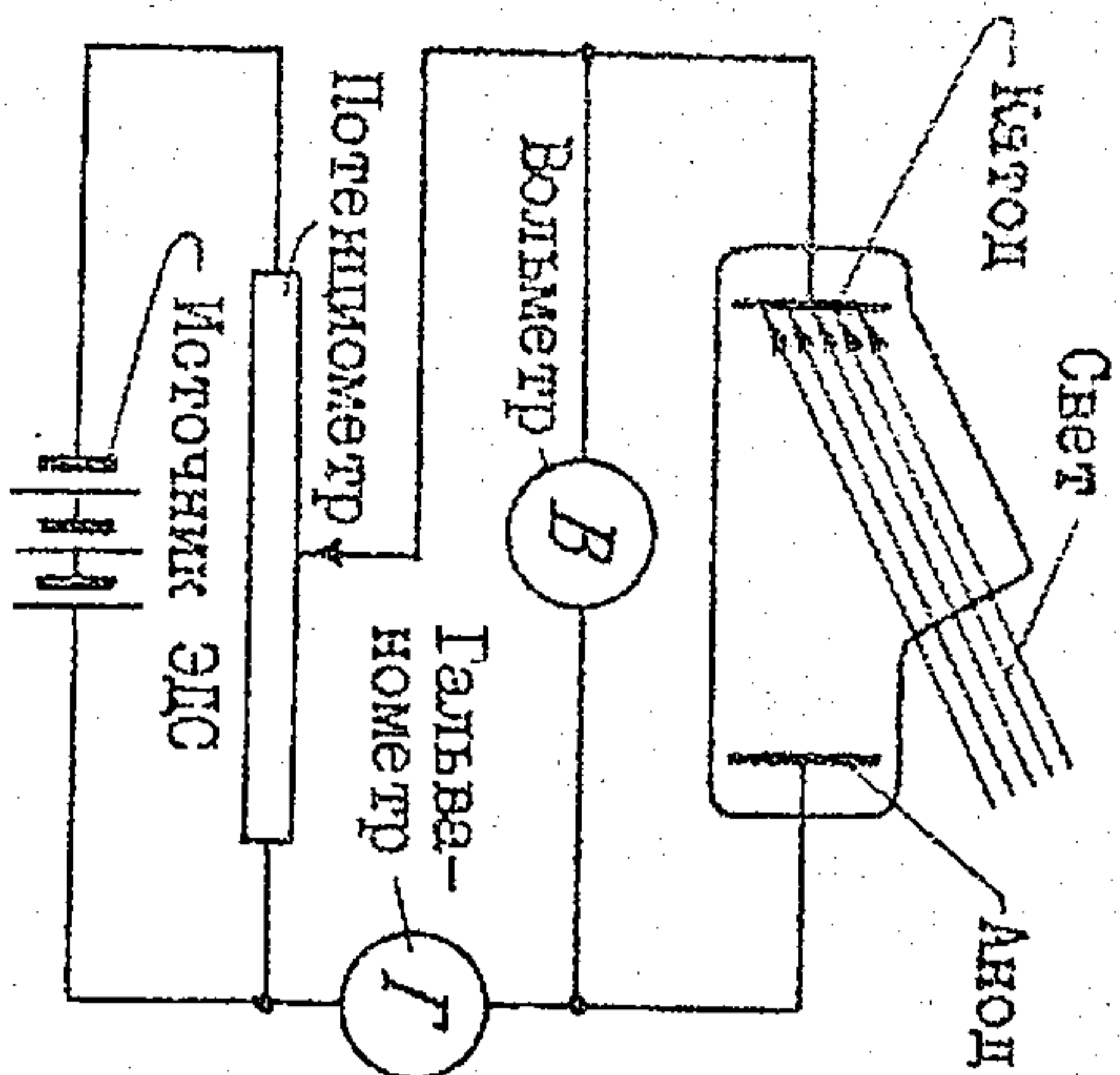


Рис. 21

тока  $i$  измеряется гальванометром.

Типичная зависимость силы тока  $i$  от напряжения  $U$  при неизменной интенсивности падающего на катод света с данной длиной волны — вольтамперная характеристика — изображена на рис. 22. Если анод имеет положительный знак, а катод отрицательный, то сила фототока

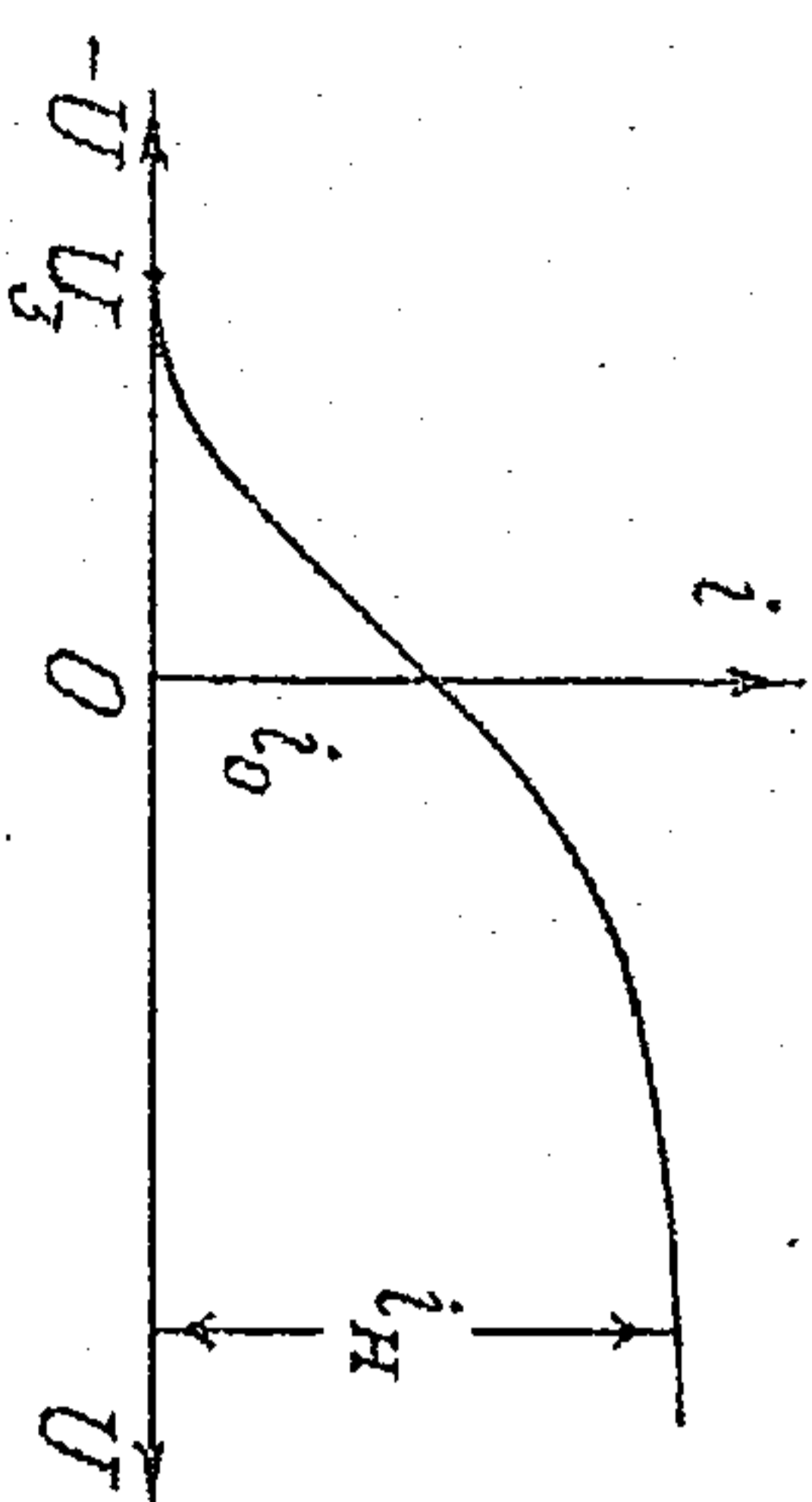


Рис. 22

расчет от значения  $i_0$  (при  $U = 0$ ) до некоторой постоянной величины  $i_n$  — тока насыщения. Наличие тока насыщения объясняется тем, что под действием света электроны вылетают с катода по различным направлениям и при малых напряжениях между анодом и катодом все на анод попадают все электроны, вылетающие из катода, поэтому дальнейшее увеличение напряжения  $U$  к росту тока не приводит. При создании между катодом и анодом тормозящего поля (анод отрицательный, а катод положительный) сила фототока спадает до нуля, когда величина напряжения между катодом и анодом достигает некоторого значе-

ния  $U_3$ , под которым задерживаются все электроны, вылетающие из катода. Величина  $U_3$  определяется максимальной скоростью  $U_{\text{макс}}$ ; электроны могут иметь электроны, покидая катод. Согласно закону сохранения энергии

$$eU_3 = \frac{m v_{\text{макс}}^2}{2} \quad (20.1)$$

Здесь  $e$  — заряд электрона,  $m$  — его масса.

При исследовании фотоэффекта в зависимости от свойств света, падающего на катод, были установлены следующие закономерности (законы фотоэффекта).

1. Фотоэффект практически безмерсионен: промежуток времени от начала освещения до момента возникновения тока определяется временем пролета электронов от катода к аноду (меньше  $10^{-9}$  с).

2. Ток насыщения  $i_n$  и, следовательно, число электронов, вылетающих из катода в единицу времени, пропорциональны интенсивности падающего на катод света (закон Столетова).

3. Величина задерживающего напряжения  $U_3$  и, следовательно, максимальная кинетическая энергия покидающих катод электронов растут линейно при возрастании частоты  $\omega$ , падающего на катод света, но не зависят от интенсивности света  $I$ .

4. Для каждого вещества существует так называемая красная граница фотоэффекта — частота  $\omega_{\text{мин}}$  (или длина волны  $\lambda_{\text{макс}}$ ) такая, что свет меньшей частоты (или большей длины волны) вызывает фотоэффект не может.

Волновая теория света не в состоянии объяснить законы фотоэффекта. С точки зрения волновой теории энергии, приобретаемая электроном при фотоэффекте, должна определяться интенсивностью света. Интенсивность же пропорциональна квадрату амплитуды световой волны и никак не связана с ее частотой. Поэтому волновая теория не может объяснить зависимость задерживающего напряжения от частоты и независимость его от интенсивности света. Чтобы покинуть поверхность какого-либо тела, электрон должен получить некоторое количество энергии, превышающее так называемую работу выхода  $A_{\text{вых}}$ . Можно считать поток энергии, который приходится на один электрон поверхности некоторого слоя тела, когда на это тело падает световая волна с минимальной интенсивностью, при которой фотоэффект наблюдается на оплете. Оказывается, что в этом случае волна может сообщить электрону энергию, равную  $A_{\text{вых}}$ , лишь за время порядка десятков минут. Сле-



повыательно, ток при фотоэффекте должен бы, вопреки опытным данным, достигать предельной величины не сразу после начала освещения, а с большим запаздыванием, зависящим от интенсивности света. Не находил объяснения также и наличие красной границы фотоэффекта.

Объяснение всех законов фотоэффекта оказалось возможным лишь в рамках квантовой теории. Эйнштейн дополнил гипотезу Планка о том, что свет испускается квантами, предположив, что квантовый источник ком света квант распространяется со скоростью света как нечто целое и поглощается также целиком. Квант света получил название фотон.  
Джо энергия

$$E = h\nu, \quad (20.2)$$

где  $h = 1,0546 \cdot 10^{-34}$  Дж·с - постоянная Планка,  $\nu$  - круговая частота электромагнитного излучения. При поглощении кванта электрон может получить порцию энергии, равную  $h\nu$ , - ни больше, ни меньше. Из закона сохранения энергии следует, что поглощенная электроном энергия расходуется на совершение работы выхода и на приобретение электроном кинетической энергии:

$$h\nu = \pi v_{\text{макс}}^2 / 2 + A_{\text{вых}}. \quad (20.3)$$

Суда входит максимальная кинетическая энергия вылетевших из поверхности катода электронов, поскольку свет может высвободить электроны не только с самой поверхности, но и из более глубоких слоев катода. Последние могут расстрелять часть своей энергии на столкновение с частицами вещества при своем движении к поверхности. Уравнение (20.3) называется уравнением Эйнштейна для фотоэффекта.

С точки зрения квантовой теории легко объяснить все законы фотоэффекта. С помощью формулы (20.1) уравнение (20.3) можно привести вид

$$\pi v_{\text{макс}}^2 / 2 = eU_3 = h\nu - A_{\text{вых}}, \quad (20.4)$$

т.е. величина задерживающего напряжения  $U_3$  действительно является линейной функцией частоты света. Ясно также, что при  $h\nu < A_{\text{вых}}$  энергии кванта недостаточно для совершения работы выхода (кинетическая энергия кванта может быть отрицательной). Поэтому, если частота падающего света меньше величины  $\omega_{\text{мин}} = A_{\text{вых}} / h$ , а длина волны его больше  $\lambda_{\text{макс}} = 2\pi c / \omega_{\text{мин}}$ , то фотоэффекта не возникает. Опыт хорошо подтверждает связь между работой выхода и красной границей фотоэффекта. Закон Столетова объясняется следующим образом. Согласно пред-

ставление о квантах интенсивность света равна  $I = n_0 h\nu$ , где  $n_0$  - число квантов, проходящих в единицу времени через единичную площадь, перпендикулярную направлению распространения света. Число же вылетевших с поверхности катода электронов, определяющее силу тока насыщения, пропорционально числу падающих на катод квантов. Объясняется и безэнергичность: как только появляются кванты с необходимой энергией, сразу же появляются и вылетевшие ими электроны.

### §3. ВНУТРЕННИЙ ФОТОЭФФЕКТ

В предыдущем параграфе было выяснено, что поглощение света электронами нельзя рассматривать без привлечения квантовых свойств излучения. Для объяснения внутреннего фотоэффекта приходится прилагать также и квантовые свойства вещества. Основой для излучения квантовых свойств вещества является зонная теория.

Зонная теория. Движение электронов в атомах и молекулах происходит в малых областях пространства, имеющих порядок  $10^{-8}$  см. Как известно, квантовые свойства электронов в этом случае проявляются в наличии строго определенных значений, которые может принимать энергия электронов - уровней энергии. Напротив, энергия свободного электрона может принимать непрерывный ряд значений в области от нуля до бесконечности. При объединении атомов в кристалл электроны для до бесконечности. При объединении атомов в кристалл электроны внутренних атомных оболочек, наиболее тесно связанные с ядром атома, движутся по-прежнему вблизи ядер. Их уровни энергии мало отличаются от уровней энергии соответствующих электронов в отдельных атомах. Электроны внешних оболочек (валентные электроны) удерживаются в атомах гораздо слабее и более или менее свободно перемещаются внутри всего кристалла от одного узла кристаллической решетки к другому, становясь таким образом обидыми для всего кристалла. Движение их осуществляется хотя и в ограниченных, но макроскопических пределах пространства. Возможные значения энергии этих электронов образуют отдельные области - разрешенные зоны, состоящие из большого числа очень близко расположенных друг к другу уровней энергии. Разрешенные зоны разделены промежуточными - запрещенными зонами не областями значений энергии, которые электроны в кристалле иметь не могут.

Ширина каждой из разрешенных зон, т.е. разность энергий верхнего и нижнего уровней зоны (или, как говорят, расстояния между ее "дном" и "потолком"), и взаимное расположение зон определяются взаимными свойствами кристаллической решетки (строением ее атом-



ки и, следовательно, в конечном счете химическими свойствами вещества). Разрешенные зоны имеют ширину порядка  $1 \text{ эВ}$ . Ширина запрещенной зоны может быть различной вплоть до того, что разрешенные зоны могут накладываться друг на друга.

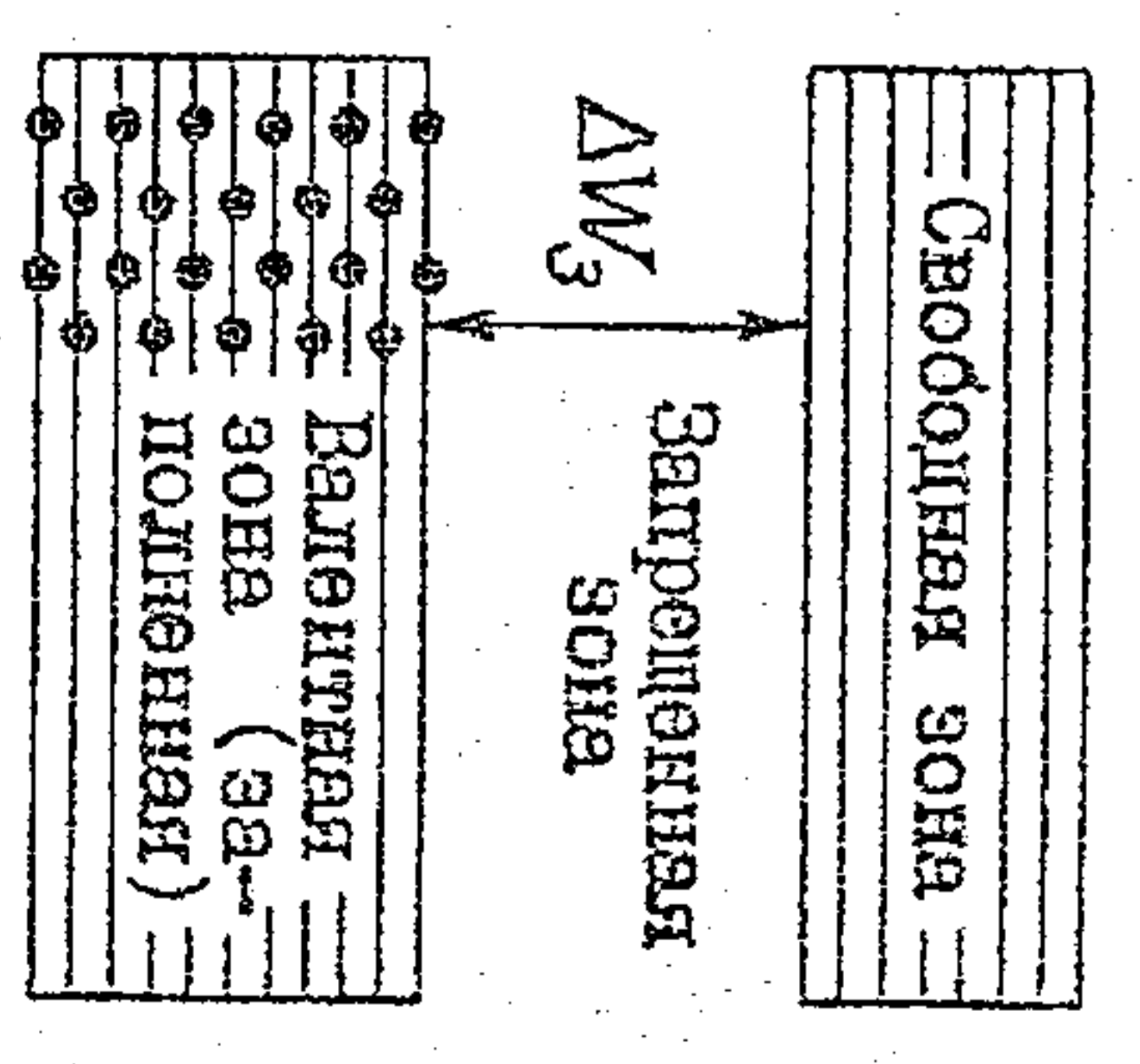
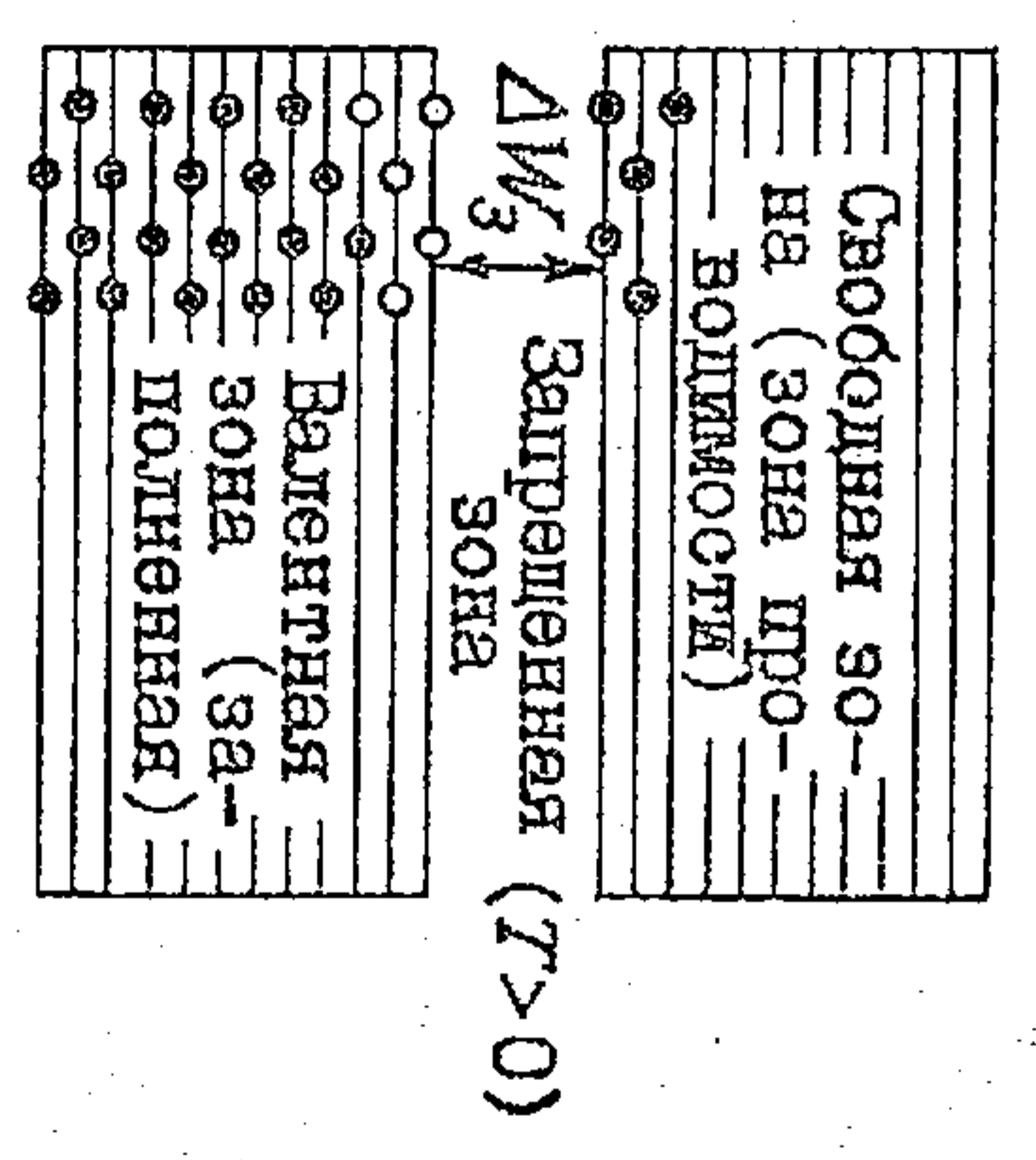
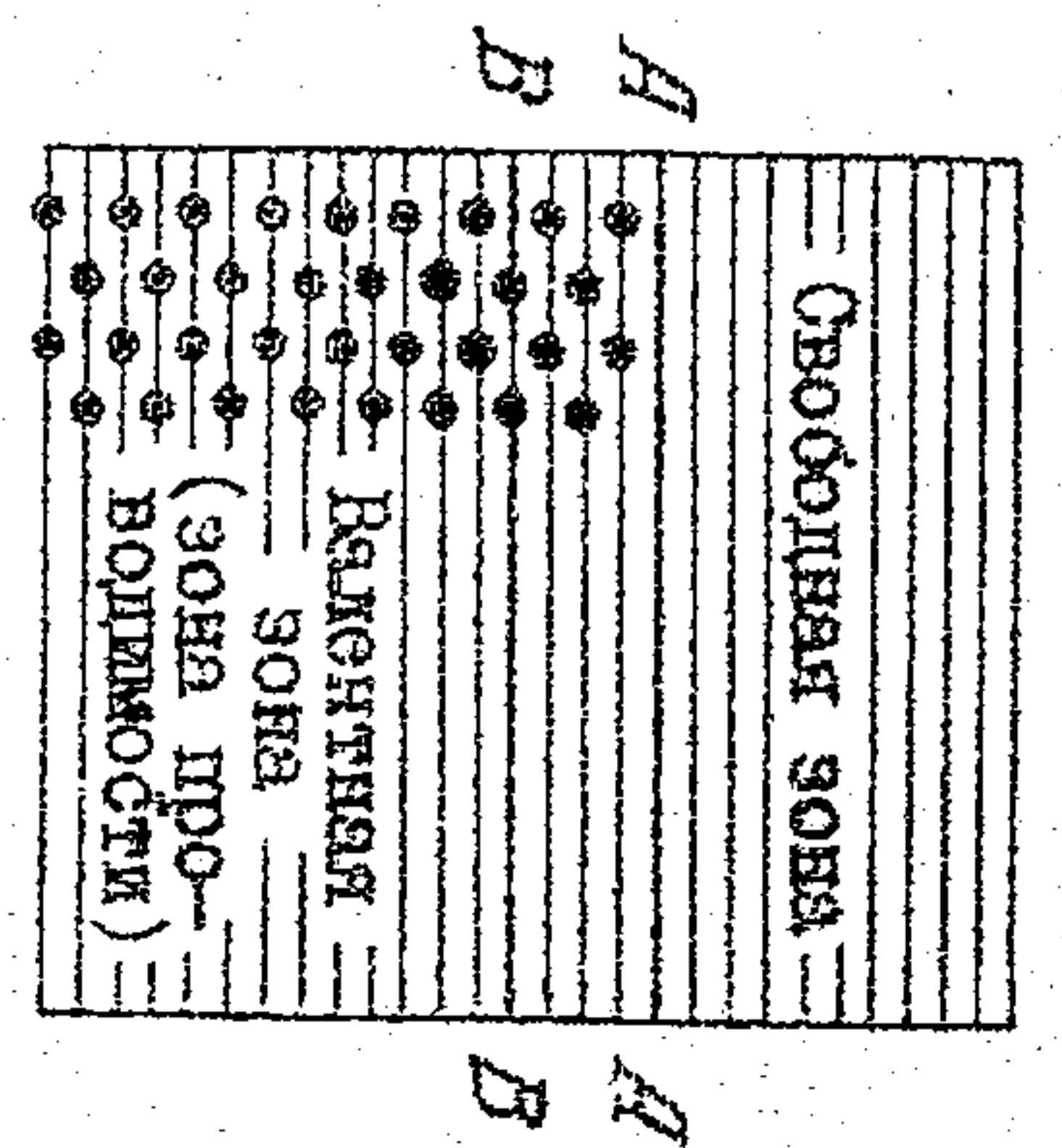
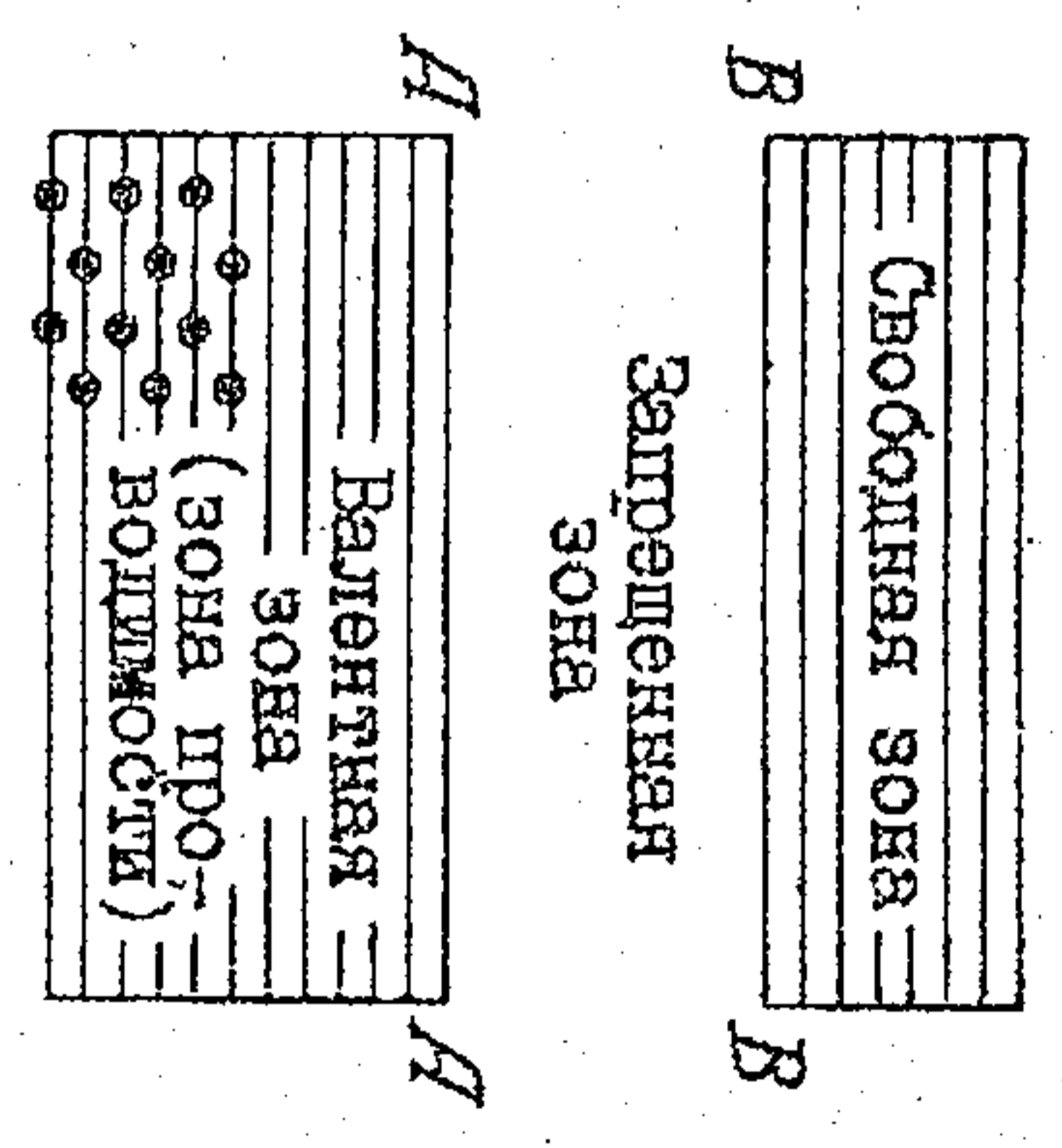
Между разрешенными зонами энергии в кристалле и уровнями энергии отдельных атомов, из которых образован кристалл, имеется связь - каждому уровню энергии атома в кристалле, состоящем из  $N$  атомов, соответствует зона, содержащая  $N$  уровней. Говорят, что при объединении атомов в кристалл зоны образуются путем расщепления соответствующих уровней энергии атомов. В кристалле макроскопических размеров содержится огромное число атомов (напомним, что в одном моле вещества число атомов равно числу Авогадро  $N_A = 6 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ ), поэтому расстояния между соседними уровнями в зоне ничтожно мало. Например, при массе кристалла  $1 \text{ мг}$  число уровней в зоне имеет порядок  $10^{19}$ , и расстояния между ними составляют около  $10^{-19} \text{ эВ}$ . Так как эта величина намного меньше энергии, которую может получить электрон при возбуждении каким-либо способом (от внешнего электрического поля, при поглощении кванта света или за счет теплового движения), то можно считать, что внутри зоны энергии электрона меняется непрерывно.

Для системы, состоящей из электронов, справедлив принцип Паули, согласно которому в системе не могут находиться электроны, имеющие одинаковые состояния. Состояния электрона с одинаковой энергией могут отличаться друг от друга противоположными направлениями спина (собственного момента импульса) электрона. В результате, энергией, соответствующей определенному уровню зоны, могут обладать не более двух электронов. Таким образом, максимальное число электронов, которых может лежать в пределах зоны (электронов, находящихся в данной зоне), если зона имеет  $N$  уровней, равно  $2N$ .

При температуре  $T$ , приближающейся к абсолютному нулю, общая энергия системы должна быть минимальной: электроны попарно займут самые низкие уровни зоны. Степень заполнения электронных уровней зависит от заполнения электронных уровней атомного уровня, расщепленного которого получается зона. Если этот уровень в атоме заполнен, то и зона заполнена целиком. Пусть уровень соответствует свободные (незаполненные при  $T=0$ ) зоны, частично заполненным - заполненные полностью. Первая сверху зона, содержащая электроны при  $T=0$ , называется валентной.

§ 1 эВ =  $1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$  - энергия, которую приобретает электрон, проходя в электрическом поле разность потенциалов в  $1 \text{ В}$ .

По характеру заполнения валентной зоны электронами вещества делится на два типа: металлы и неметаллы. У металлов валентная зона либо заполнена полностью (рис. 23, а), либо при полностью заполненной валентной зоне валентная и свободная зоны перекрываются (рис. 23, б), что бывает обычно в кристаллах, образованных щелочноземельными и переходными элементами. Электроны, выходящие на верхних заполненных уровнях энергии валентной зоны металла, под



П О Л У П Р О В О Д Н И К  
И З О Л Я Т О Р  
Рис. 23

действием электрического поля легко приобретают ускорение. Их энергия изменяется, они переходят на незаполненные уровни, что и приводит к возникновению упорядоченного движения зарядов в веществе, т.е. к появлению электрического тока. Валентная зона в этом случае называется зоной проводимости. Металлы являются хорошими проводниками электричества при любой температуре.



Вещества, у которых между валентной и свободной зоной имеется запрещенная зона (энергетическая щель), называются неметаллами. Ввиду отсутствия при  $T = 0$  свободных уровней в валентной зоне электрическое поле при этой температуре не может вызвать перераспределения электронов по уровням энергии внутри зоны и создавать электрический ток. Напряженности электрического поля обычной величины недостаточно для того, чтобы сообщить электронам энергию, необходимую для перехода через запрещенную зону на свободные уровни лежащей выше зоны. Поэтому при абсолютном нуле температуры все неметаллы являются изоляторами.

При  $T \neq 0$  некоторая доля электронов может попасть из валентной зоны в свободную за счет энергии теплового движения. Под воздействием электрического поля становится возможным перераспределение электронов по уровням как в свободной зоне, так и в валентной, ввиду появления в ней некоторого числа освобожденных уровней. В результате, вещество становится электропроводным. Число электронов, перешедших в свободную зону вследствие теплового возбуждения, существенно зависит от соотношения между шириной  $\Delta W_z$  запрещенной зоны и средней энергией тепловой движения частиц вещества. Средняя энергия теплового движения при температуре  $T$  определяется, как известно, величиной  $kT$  ( $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$  Дж/К - постоянная Больцмана). При температурах вблизи  $T \approx 300$  К, с которыми чаще всего приходится иметь дело,  $kT \approx 0,025$  эВ. Так как при хаотическом тепловом движении некоторая доля частиц может иметь энергию, значительно превышающую среднюю, то даже в том случае, когда ширина запрещенной зоны  $\Delta W_z \sim 1$  эВ, т.е. заметно превышает величину  $kT$  при  $T \approx 300$  К, в свободную зону за счет теплового возбуждения переходит при этой температуре число электронов, достаточное для того, чтобы создать хотя и малую, но измеримую на опыте электропроводность вещества.

Принято считать, что вещества, у которых  $\Delta W_z \lesssim 1$  эВ, являются полупроводниками. Вещества же, у которых  $\Delta W_z > 1$  эВ, относятся к изоляторам, или диэлектрикам (рис. 23, в, г). Деление на полупроводники и изоляторы условно, так как резкой границы между ними не существует. В некоторых случаях в качестве критерия, отделяющего полупроводники от изоляторов, берут не 1 эВ, а 2 или даже 3 эВ.

Расколотыми здесь случаями не исчерпываются разные варианты расположения запрещенной валентной зоны и свободной зоны. В частности, если дно свободной зоны совпадает с потолком валентной, то вещество называют бесщелевым полупроводником, если перекрытие этих зон сравнительно невелико - полуметаллом.

Так как с точки зрения практических приложений наиболее интересен внутренний фотоэффект в полупроводниках, то далее мы рассмотрим подробнее некоторые их свойства.

Собственная проводимость полупроводников. В проводимости полупроводников участвуют как электроны, попавшие в свободную зону, вследствие теплового возбуждения, так и электроны валентной зоны, получившие возможность изменить свою энергию благодаря наличию в валентной зоне освобожденных уровней. Незанятые (вакантные) места на уровнях валентной зоны называются дырками. Вместо того, чтобы опустить перераспределение по уровням энергии в почти заполненной валентной зоне всей совокупности электронов, занимающих эту зону, рассматривают перераспределение сравнительно небольшого числа дырок. Возникновение при этом электрического тока можно представить следующим образом. Электрон, связанный в каком-либо узле кристаллической решетки (в валентной зоне эта связь слабая), вследствие возбуждения покидает этот узел, оставив в узле свободное место - дырку. Такой же валентный электрон из соседнего узла, получив энергию от электрического поля, может спуститься некоторое время занять это место, оставив новую дырку в покинутом узле. Эта дырка, в свою очередь, заполняется электроном, перешедшим из соседнего узла, и т.д. Таким образом, движение электрона в каком-либо направлении соответствует движению дырок в противоположном направлении, т.е. в направлении действия электрического тока, обусловленного перераспределением по уровням энергии электронов валентной зоны, можно представить как движение под действием электрического поля дырок, имеющих положительный заряд, равный по величине заряду электрона. В связи с тем, что электроны в каждом узле кристаллической решетки задерживаются некоторое время, движение дырок происходит не так быстро, как движение электронов в свободной зоне в том же электрическом поле. Поэтому, рассматривая дырки как заряженные частицы, им следует приписать эффективную массу, несколько превышающую массу электрона.

Таким образом, электрический ток в полупроводнике складывается из тока, обусловленного движением электронов свободной зоны, и воимости осуществляется в чистых (беспримесных) полупроводниках и называется собственной проводимостью. Из сказанного ранее следует, что концентрация носителей заряда (электронов и дырок) и, следова-



решетку, собственная проводимость полупроводника тем больше, чем меньше ширина запрещенной зоны. При увеличении температуры концентрации носителей заряда также увеличивается и вместе с тем возрастает собственная проводимость.

Примесная проводимость полупроводников. Большое влияние на электропроводность полупроводников оказывает примесь. Атомы примеси в кристаллической решетке находятся далеко друг от друга, поэтому их уровни не расщепляются и зон не образуют. Однако наличие примесей искажает поле решетки, что приводит к появлению локальных энергетических уровней. Подбирая примеси, можно получить два типа локальных уровней, расположенных в запрещенной зоне. На рис. 24, а изображены локальные уровни примеси пятивалентных атомов фосфора в ре-

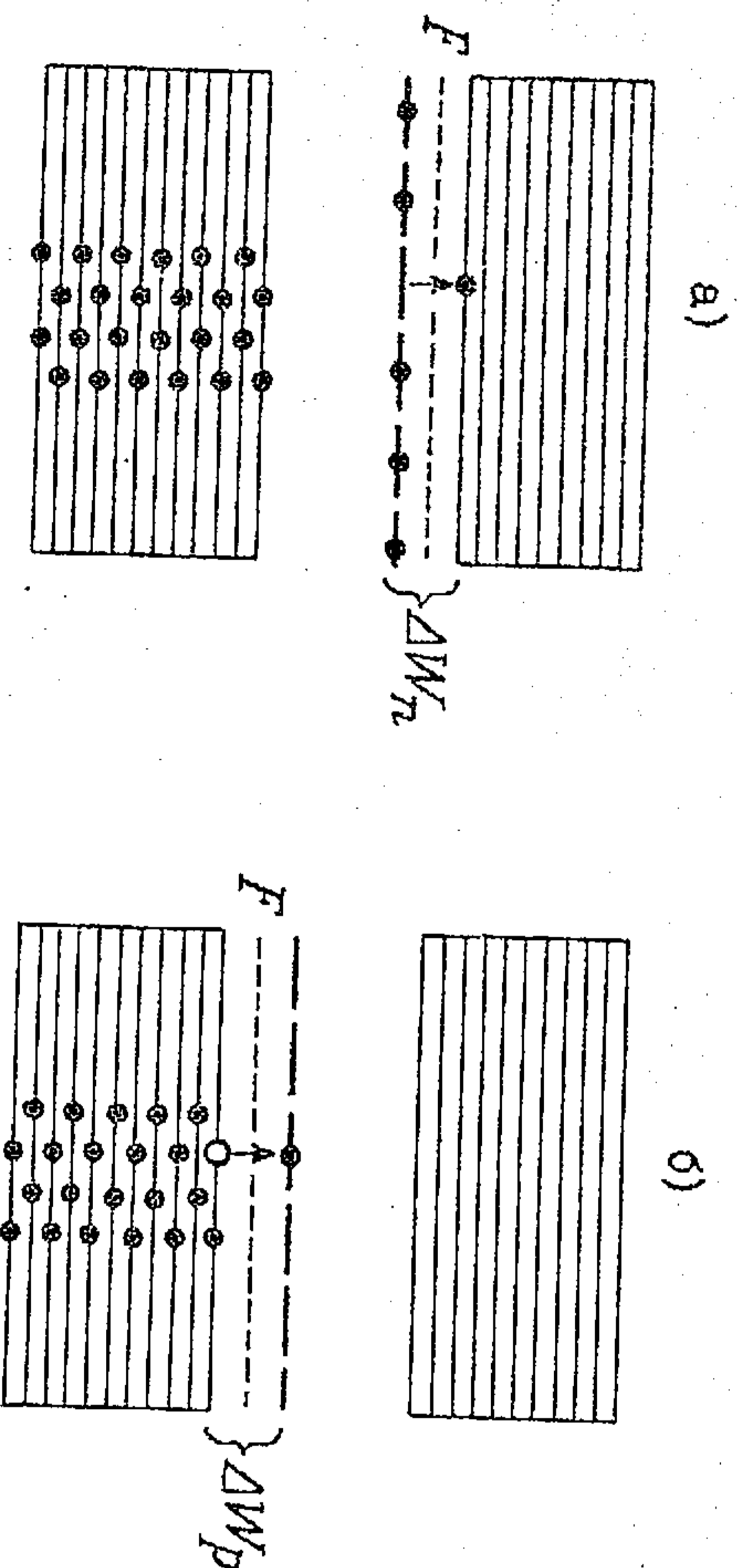


Рис. 24

шетке, образованной четырехвалентными атомами полупроводника германия. Если локальные уровни примеси расположены близко к дну свободной зоны, то энергии теплового движения при обычных температурах оказывается достаточно для перевода практически всех электронов с этих уровней в свободную зону, которая превращается при этом в зону проводимости. Атомы примеси, поставившие электроны в эту зону, называются донорами. После перехода электронов в эту зону, они превращаются в положительные ионы. Если ширина запрещенной зоны достаточно велика, то из валентной зоны в свободную при той же температуре перейдут лишь незначительное число электронов, а в валентной зоне образуется соответствующее число дырок. Проводимость таких полупроводников фактически определяется носителями заряда лишь одного вида — электронами зоны проводимости, полученными от

доноров. Их называют электронные полупроводниками, или полупроводниками n-типа.

На рис. 24, б изображены локальные уровни примеси трехвалентных атомов бора в решетке, образованной четырехвалентными атомами полупроводника кремния, расположенные близко потолка валентной зоны. Переход электронов из валентной зоны на эти локальные уровни приводит к образованию дырок в валентной зоне. Атомы примеси, захватывающие электроны, называются акцепторами. После захвата электронов они превращаются в отрицательные ионы. Проводимость такого полупроводника при обычных температурах осуществляется практически лишь одним типом носителей заряда — дырками. Такие полупроводники называют дырочными полупроводниками, или полупроводниками p-типа.

Проводимость полупроводников, обусловленная наличием примесей, называется примесной проводимостью. Однако при повышении температуры концентрации носителей заряда, создаваемых примесями, быстро достигают насыщения — освобождаются все донорные уровни или заполняются все акцепторные, и все в большей степени начинает сказываться собственная проводимость, вызванная переходом электронов непосредственно из валентной зоны в свободную. В этом случае проводимость полупроводника складывается из примесной и собственной проводимостей. При низких температурах преобладает примесная проводимость, при высоких — собственная.

Свойства p-n-перехода. p-n-переходом называется контакт между примесными полупроводниками разных типов. Как следует из сказанного выше, в полупроводнике n-типа в зоне проводимости обычно находятся значительно больше электронов, чем в зоне проводимости полупроводника p-типа. В то же время у полупроводника p-типа больше дырок в валентной зоне, чем у полупроводника n-типа. При контакте полупроводников разных типов электроны из n-полупроводника, а дырки из p-полупроводника диффундируют навстречу друг другу через потенциальный слой и рекомбинируют друг с другом — пара носителей заряда с противоположными знаками исчезает. Поэтому p-n-переход оказывается сильно обедненным носителями заряда и приобретает большое сопротивление. Одновременно на границе между n- и p-полупроводниками возникает двойной электрический слой, образованный с одной стороны положительными ионами донорной примеси в n-полупроводнике, заряд которых теперь не компенсируется ушедшими в p-полупроводник электронами, и с другой стороны — отрицательными ионами



акцепторной примеси в  $p$ -полупроводнике, заряд которых уже не компенсируется дырками (рис. 25, а). В результате этого полупроводник  $n$ -типа приобретает положительный заряд, а полупроводник  $p$ -типа - отрицательный. В узкой области контакта появляется электрическое поле  $E$ , которое препятствует дальнейшему переходу электронов в  $p$ -полупроводник, а дырок - в  $n$ -полупроводник. Таким образом, создается потенциальный барьер, при наличии которого сопротивление

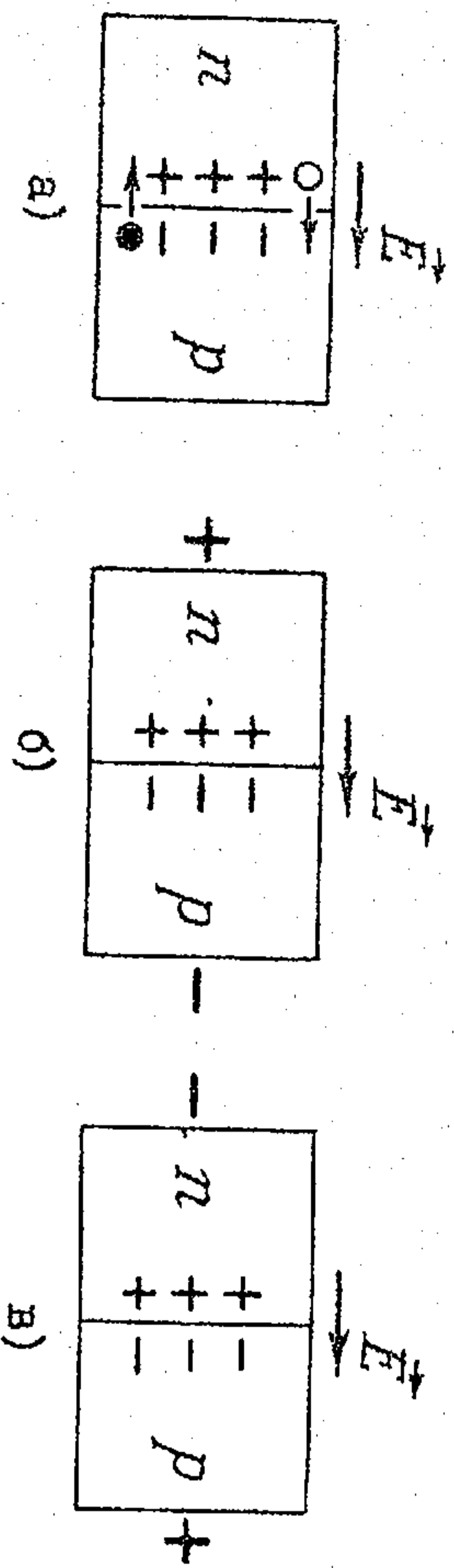


Рис. 25

дается потенциальный барьер, при наличии которого сопротивление  $p$ - $n$ -перехода будет различным для различных направлений тока: сопротивление велико, когда  $n$ -полупроводник имеет положительный потенциал, а  $p$ -полупроводник - отрицательный (рис. 25, б), и мало в противоположном случае (рис. 25, в).

Внутренний фотоэффект в полупроводниках. Поглощение фотонов внутри вещества, ведущее к перераспределению электронов в веществе по энергетическим состояниям, сопровождается рядом явлений, из которых мы рассмотрим здесь возникновение фотопроводимости и вентильный фотоэффект.

1. Фотопроводимость называется увеличение электропроводности полупроводника (или диэлектрика) под действием электромагнитного излучения (света). Фотопроводимость возникает главным образом вследствие концентрации носителей заряда при поглощении света. Возникает она при следующих процессах. Электрон валентной зоны может, поглотив фотон, получить энергию, достаточную для перехода в зону проводимости. Также переходы ведут к возрастанию числа электронов в зоне проводимости и числа дырок в валентной зоне (собственная фотопроводимость). Если в примесном полупроводнике имеется достаточное число свободных акцепторных уровней, то электроны валентной зоны, получившие энергию при поглощении фотонов, могут перейти на эти уровни, образуя в валентной зоне дырки (дырочная примесная фотопроводимость). При наличии заполненных донорных уровней, электроны,

заходящиеся на эти уровни, поглотив фотоны, могут перейти в свободную зону (электронная примесная фотопроводимость). Во всех случаях переходы электронов возможны лишь при поглощении фотонов, имеющих энергию, которая превышает так называемую пороговую энергию активации. Для чистых полупроводников (и диэлектриков) энергия активации равна ширине  $\Delta W_g$  запрещенной зоны (рис. 23, в, г), для полупроводников  $n$ -типа она равна расстоянию  $\Delta W_n$  между донорными уровнями и дном свободной зоны (рис. 24, а), а для полупроводников  $p$ -типа расстояние  $\Delta W_p$  между потолка валентной зоны и акцепторными уровнями (рис. 24, б).

Фотопроводимость может возникать также и фотонами с энергией ниже пороговой энергии активации. При поглощении таких фотонов электронами, находившимися в зоне, где имеемся свободные уровни, в конечном счете происходит увеличение средней энергии электронов - электроны "разогреваются". С одной стороны, это ведет к увеличению проводимости из-за возрастания подвижности носителей заряда, а с другой стороны, способствует переходам электронов в свободную зону за счет дополнительного теплового возбуждения.

2. Вентильный фотоэффект наблюдается при поглощении света в области, где свойства вещества неоднородны. На практике для этого используется  $p$ - $n$ -переход. При освещении области  $p$ - $n$ -перехода фотоны, обладающие достаточной энергией, так же, как и в случае фотопроводимости, поглощаются электронами и вызывают их переходы в свободную зону или на акцепторные уровни. Образовавшиеся при этом свободные электроны и дырки под действием электрического поля потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода движутся в противоположных направлениях: электроны проникают в полупроводник  $n$ -типа, зарядя его отрицательно, а дырки - в полупроводник  $p$ -типа, зарядя его положительно. Возникающая при этом электродвижущая сила (фотоэдс) определяется величиной светового потока, падающего на  $p$ - $n$ -переход. Ее можно измерить, присоединив вольтметр к точкам, лежащим по разные стороны  $p$ - $n$ -перехода. Если  $p$ - $n$ -переход замкнуть на микроамперметр, то он покажет наличие электрического тока, текущего все время, пока на  $p$ - $n$ -переход падает свет. Для вентильного фотоэффекта так же, как и для фотопроводимости, существует пороговая энергия активации.

Экспериментальное исследование зависимости фотопроводимости и фотоэдс вентильного фотоэффекта от энергии фотонов (от частоты  $\omega$ )



или длины волны  $\lambda$  падающего света) позволяет определить величину  $\Delta W_{opt}$  энергии активации, при которой наблюдается оптимальное изменение фотопроводимости или возникновение оптимальной фотодс:

$$\Delta W_{opt} = h\nu = \frac{2\pi c h}{\lambda_0} = \frac{1,24 \cdot 10^4}{\lambda_0} \text{ эВ}, \quad (20.5)$$

где  $\lambda_0$  - длина волны (в ангстремах), при которой наблюдается оптимальная фотопроводимость или оптимальная фотодс. Пороговая энергия активации определяется по формуле

$$\Delta W_{пор} = \frac{1,24 \cdot 10^4}{\lambda_{пор}} \text{ эВ}, \quad (20.6)$$

где  $\lambda_{пор}$  - длина волны (в ангстремах), соответствующая фотонам с минимальной энергией, еще вызывающей фотоэффект.

#### §4. ПРИМЕНЕНИЯ ФОТОЭФФЕКТА

Фотоэлементы. На практике находят широкое применение фотоэлементы, действие которых основано на внешнем фотоэффекте. Фотоэлементы бывают вакуумные и газонаполненные. Фотоэлемент представляет собой стеклянный баллон с окиском, через которое на катод  $K$  падает световой поток  $\Phi$ , вызывающий фотоэлектронную эмиссию (рис. 26). Для увеличения числа электронов, выходящих из поверхности катода, и

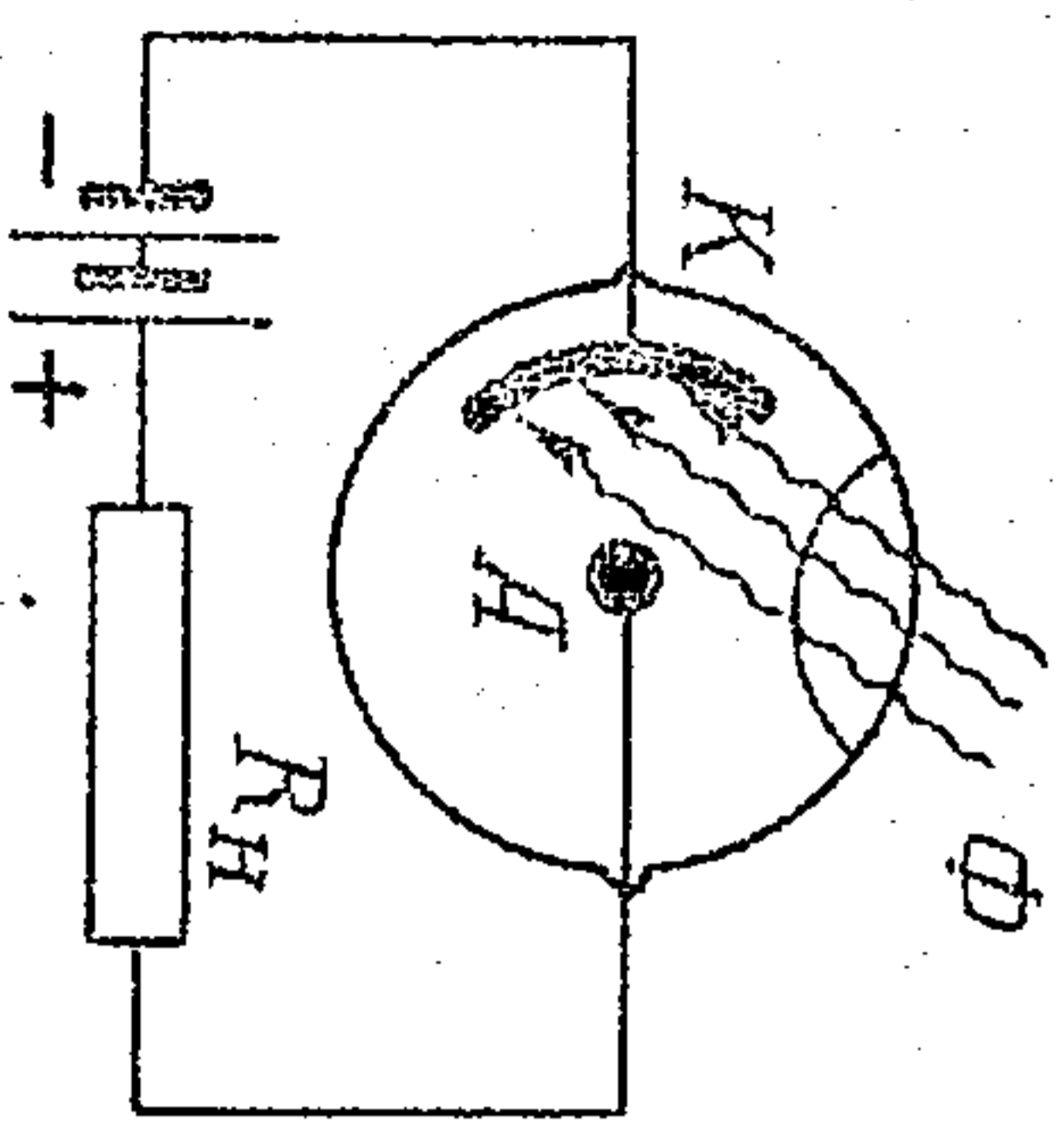


Рис. 26

уменьшения работы их выхода катод проходит специальную обработку (в частности, его покрывают тонким слоем щелочноземельного металла). Фотоэлемент включается в цепь, состоящую из источника ЭДС и сопротивлений нагрузки  $R_n$ . Источник подключается к катоду отрицательным полюсом. Вылетевшие из катода электроны попадают на анод и создают в цепи фототок. Фотоэлементы работают в режиме насыщения. Сила фототока  $i_\phi$  пропорциональна величине светового потока, падающего на катод, и не зависит от сопротивления нагрузки. На нагрузке возникает разность потенциалов  $\Delta U = i_\phi R_n$ . При больших сопротивлениях  $R_n$  можно получить величину  $\Delta U$ , достаточную для регистрации фототока. Преимуществами вакуумных фотоэлементов являются линейная зависимость фототока от светового потока, безынерционность и простота устройства, недостатком - очень малая величина фототока, обычно требующая дополнительных устройств (усилителей) для его регистрации.

В баллоне газонаполненного фотоэлемента содержится инертный газ под определенным давлением. Электроны, вылетевшие из катода, приобретают в электрическом поле между катодом и анодом энергию, достаточную для того, чтобы при столкновении с атомами газа, выходя из них электроны (происшествие ионизации атомов). После столкновения появляются новые электроны в добавок к уже имеющимся. Эти электроны также разгоняются электрическим полем и производят ионизацию и т.д. В результате в баллоне возникает несамостоятельный газовый разряд, причем на анод приходится гораздо больше электронов, чем их вылетело из катода (коэффициент умножения тока обычно составляет около 10). Давая большой фототок по сравнению с вакуумными, газонаполненные фотоэлементы обладают значительной инерционностью и меньшей стабильностью.

Фотоэлементы применяются в аппаратуре звуковоспроизведения, схемах автоматики, фотометрии, спектроскопии и для ряда других целей.

Фотоэлектронные умножители. Схема устройства фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) показана на рис. 27. ФЭУ представляет собой стеклянную колбу, внутри которой создан высокий вакуум. В колбе находится фотокатод  $K$  (обычно в виде полупрозрачного слоя вещества с малой работой выхода электронов, нанесенного на поверхность одной работы с внутренней стороны), анод  $A$  и несколько (от одного

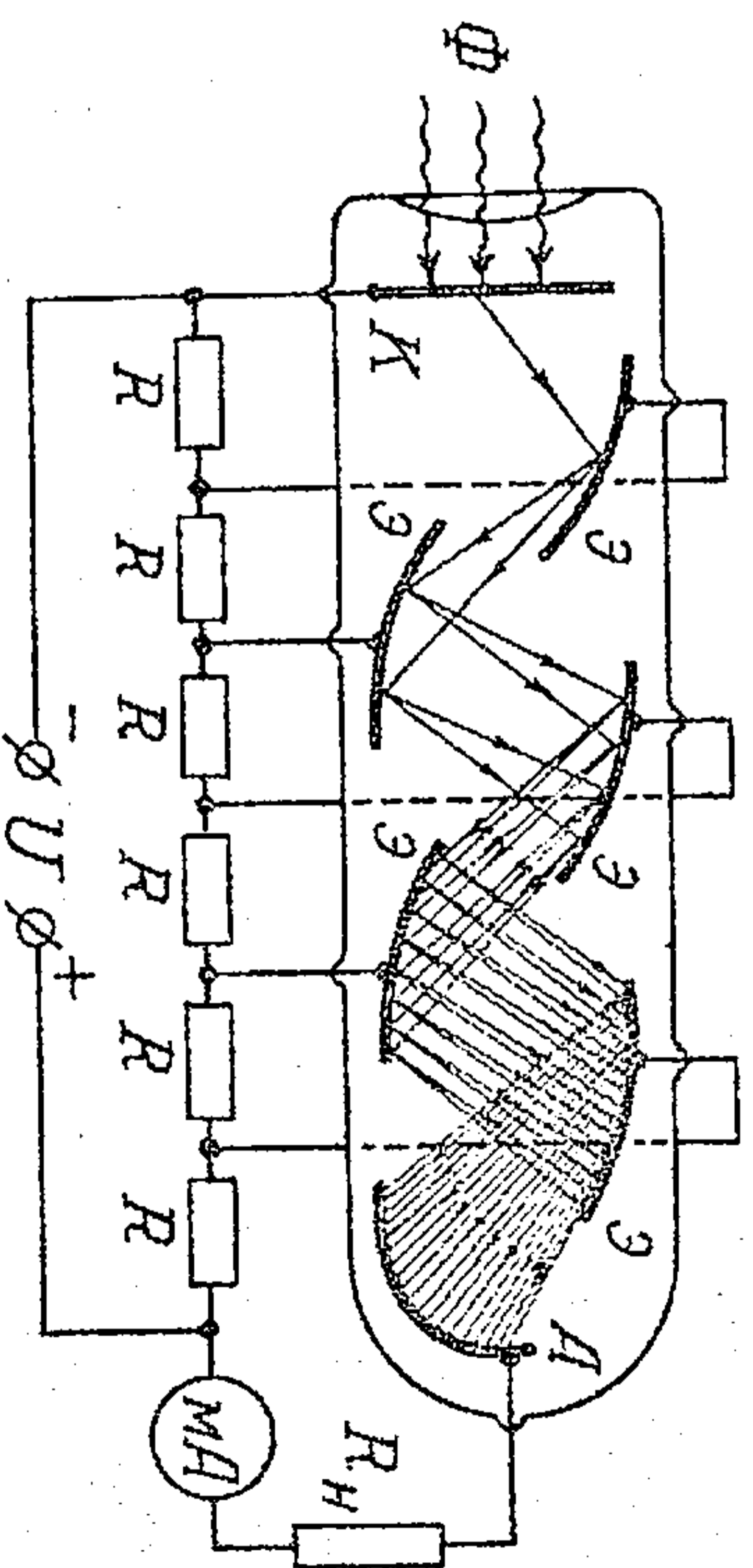


Рис. 27

до 12) динодов (эмиттеров)  $D$ . Между анодом, динодами и катодом при помощи делителя, состоящего из цепочки сопротивлений  $R$ , создается напряжение, возрастающее по направлению от катода к аноду. Падающий на фотокатод свет вызывает из него электроны, которые разгоняются в электрическом поле между катодом и первым динодом. Уда-



Сложностью является то, что они не требуют источников питания. Напротив, будучи источниками эдс, они сами преобразуют световую энергию в электрическую. Как приемники света внешние фотоэлементы и употребляются в основном для тех же целей. Разновидностью их являются фотодиоды и фототриоды, применяемые в радиотехнических схемах автоматики. Батареи полупроводниковых фотоэлементов с высоким коэффициентом полезного действия (до 20%) используются как автономные источники питания для космических аппаратов (солнечные батареи), микрокалькуляторов и других приборов.

### ЗАДАЧА 200

#### ИЗУЧЕНИЕ ВНЕШНЕГО ФОТОЭФЕКТА

Описание установки. Схема установки приведена на рис. 30. В качестве источника излучения используется лампа накаливания 1, дающая непрерывный спектр излучения. Максимум излучения

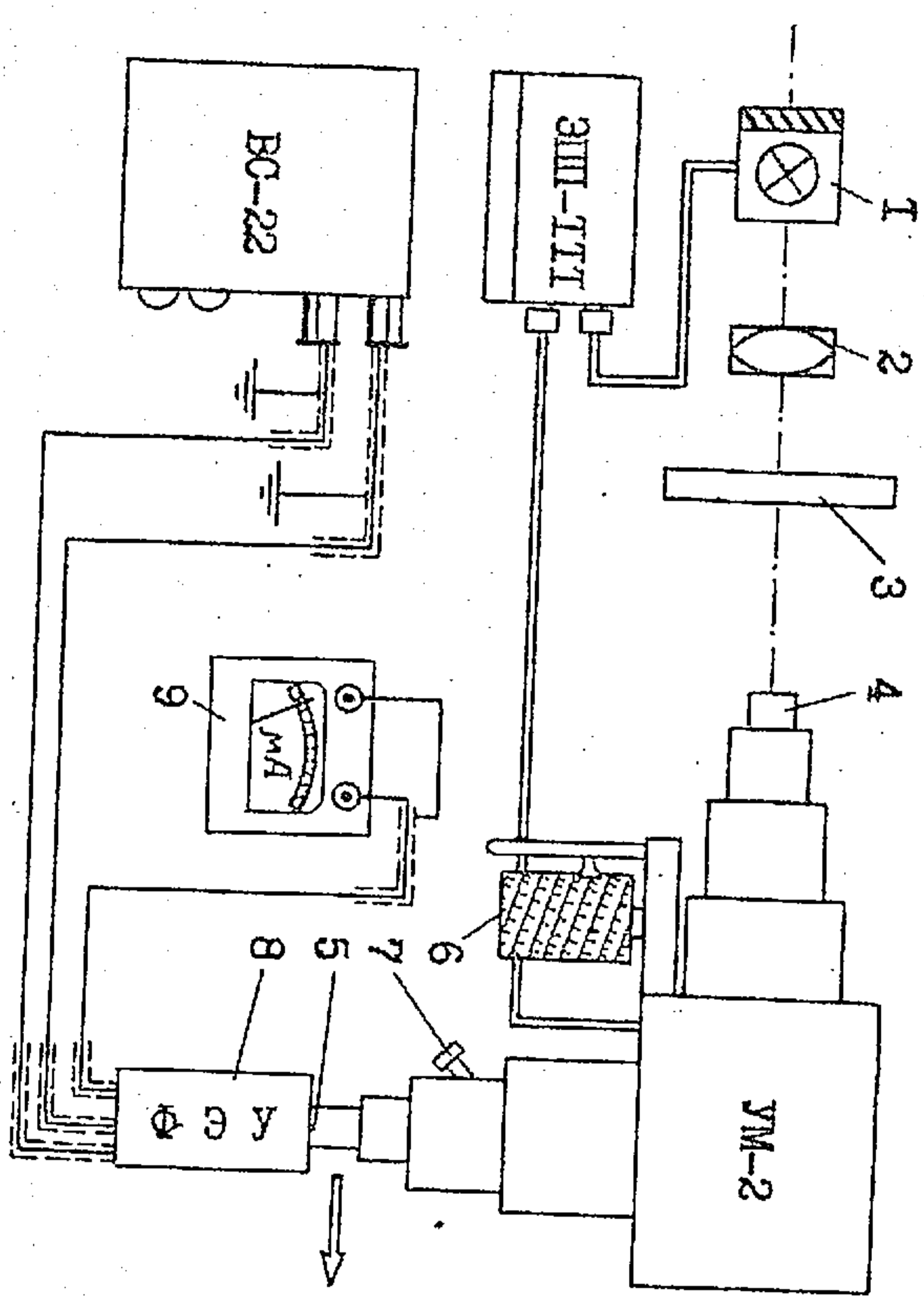


Рис. 30

тальной способности лампы приходится на далекую инфракрасную область. В видимой части спектра (именно в этой части спектра производятся измерения) излучаемая лампой энергия растает с увеличением длины волны. Свет от лампы, пройдя конденсорную линзу 2 и ослабляющий нейтральный (обеспечивающий одинаковое ослабление интенсивности света для всех длин волн) светофильтр 3 с регулируемым коэффициентом

том пропускания, подают на входную щель 4 монохроматора УМ-2. Монохроматор представляет собой оптический призмный прибор, позволяющий выделить узкую часть спектра излучения. Если ширина выходной щели 5 монохроматора составляет 0,3 мм, то спектральный интервал входящего через нее света не превышает 30 А. Изменение длины волны света, проходящего через выходную щель, осуществляется вращением барабана 6. Сразу за выходной щелью монохроматора находится небольшая поворотная призма, выводящая часть излучения в направлении, показанном на рис. 30 стрелкой. Это позволяет осуществлять визуальную проверку измерений контроля излучения, проходящего через выходную щель. Под выходной щелью находится регулируемый штатив. Выдвигая и выдвигая его, можно изменить световой поток, выходящий из монохроматора. Поворотом ручки затвора 7 этот поток можно прерывать.

Монохроматический пучок света, вышедший из монохроматора, падает на фотоэлектронный умножитель 8 типа ФЭУ-19М. ФЭУ имеет полупроводниковый сурьмяно-позиевый ( $0,5 \text{ } \mu\text{b}$ ) фотокатод, наложенный на торцевую поверхность колбы, и 12 диодов. В анодную цепь ФЭУ включен микроамперметр 9, регистрирующий величину фототока. Питание ФЭУ осуществляется от стабилизированного высоковольтного выпрямителя ВС-22, позволяющего изменять выходное напряжение в пределах от 0 до 4 кВ. Включение лампы накаливания 1 и подвешетка шкал монохроматора производится с помощью электрического пульта питания ЭШ-1ТТ.

#### Подготовка к измерениям

1. Включают пульт питания ЭШ 1ТТ с помощью тумблера "сеть", находящегося на его передней панели. Включив тумблер пульта "лампа К 12", подают напряжение на лампу накаливания 1.
2. Перемещая по оптическому рельсу относительно друг друга лампы 1 и конденсорную линзу 2, добиваются равномерного освещения заставки входной щели 4 монохроматора. При этом центр светового пятна должен совпадать с центром заслонки, а его величина должна превосходить площадь заслонки.
3. Перед выходной щелью монохроматора помещают нейтральный ослабляющий светофильтр 3 с переменным коэффициентом пропускания. Устанавливают его на максимальное пропускание (правила работы со светофильтром приложены к установке).
4. Снимают заслонку с входной щели. Ручку затвора 7 поворачивают в положение "откр.". С помощью микровинтов, расположенных под входной и выходной щелями монохроматора, устанавливают ширину щелей



0,3 мм, после чего ширина щелей не меняется при всех последующих измерениях. Тумблером "шкала" и "индекс", расположенными на стенке монохроматора, включают освещение шкалы барабана 6 (если это требуется). Помещают на пути лучей, идущих из дополнительного выхода светового пучка, выходящего из монохроматора. Соответствие между делениями шкалы барабана и длиной волны выходящего света устанавливают по прилагаемому к монохроматору трайфику. Закрывают затвор 7 монохроматора.

5. Включают выпрямитель тумблером "сеть", находящимся на его передней панели. При этом на панели загорается сигнальная лампочка, под которой стоит знак + (заземлен положительный полюс выхода выпрямителя). Подождя 5 минут, пока прогреется выпрямитель, и убедившись в том, что ручки потенциометров, регулирующих выходное напряжение, установлены на минимальное напряжение, включают тумблер "высокое напряж." на передней панели (при этом на панели загорается сигнальная лампочка). Переключатель "напряж. выхода" ставит в положение "вкл."

6. Устанавливают выходное напряжение выпрямителя, равное 0,2 кВ. Открывают затвор 7. Выбрав диапазон микроамперметра, на котором он дает заметные показания, приступают к измерениям.

### У п р а ж н е н и е 1

#### Определение зависимости фототока от интенсивности излучения

1. Устанавливают вращением барабана 6 длину волны света, при которой значения фототока максимальны.
2. Изменяя с помощью ослабляющего нейтрального светофильтра 3 интенсивность излучения, падающего на входную щель монохроматора, снимают зависимость силы фототока от интенсивности излучения. Соответствие между шкалой светофильтра и интенсивностью прошедшего через него излучения устанавливается по прилагаемому к установке трайфику. Интенсивность света, прошедшего через светофильтр при максимальном коэффициенте пропускания, принята за единицу. Указанную зависимость следует снять для значений напряжений на анод ФЭУ 0,2 и 0,3 кВ (величины напряжений указаны на передней панели выпрямителя).
3. Построить график полученной зависимости силы фототока  $i_{\phi}$  от интенсивности излучения  $I$ .

### У п р а ж н е н и е 2

#### Определение красной границы фотоэффекта и расчет работы выхода электрона

1. Устанавливают выходное напряжение выпрямителя, равное 0,2 кВ. Устанавливают нейтральный светофильтр на пропускание, соответствующее интенсивности  $I_1 = I$ . Изменяя в пределах от 4000 Å до 7200 Å длину волны света, выходящего из монохроматора, через каждые 200 Å измеряют при помощи микроамперметра силу фототока. Зависимость силы  $i_{\phi}$  фототока от длины волны  $\lambda$  снимают также при положительных нейтрального светофильтра, соответствующих интенсивностям  $I_2 = 0,5$  и  $I_3 = 0,25$ .

2. Строят кривые зависимости  $i_{\phi}$  от  $\lambda$ . Для каждой кривой устанавливают длину волны  $\lambda_1$ , лежащую на длинноволновом спаде кривой, для которой величина фототока составляет 5% от максимальной. Красная граница фотоэффекта  $\lambda_{\max}$  определяется как среднее арифметическая величина от найденных значений  $\lambda_1$ .

3. При помощи формулы  $A_{\text{вых}} = 2,77hc/\lambda_{\max}$  рассчитывают работу выхода электрона из покрытия фотокатода ФЭУ.

### З а д а ч а 201

#### ИЗУЧЕНИЕ ВНУТРЕННЕГО ФОТОЭФФЕКТА

О п и с а н и е у с т а н о в к и. Схема установки припаяна на рис. 31. В качестве источника излучения используется лампа накаливания 1, дающая непрерывный спектр излучения. Максимум излучения

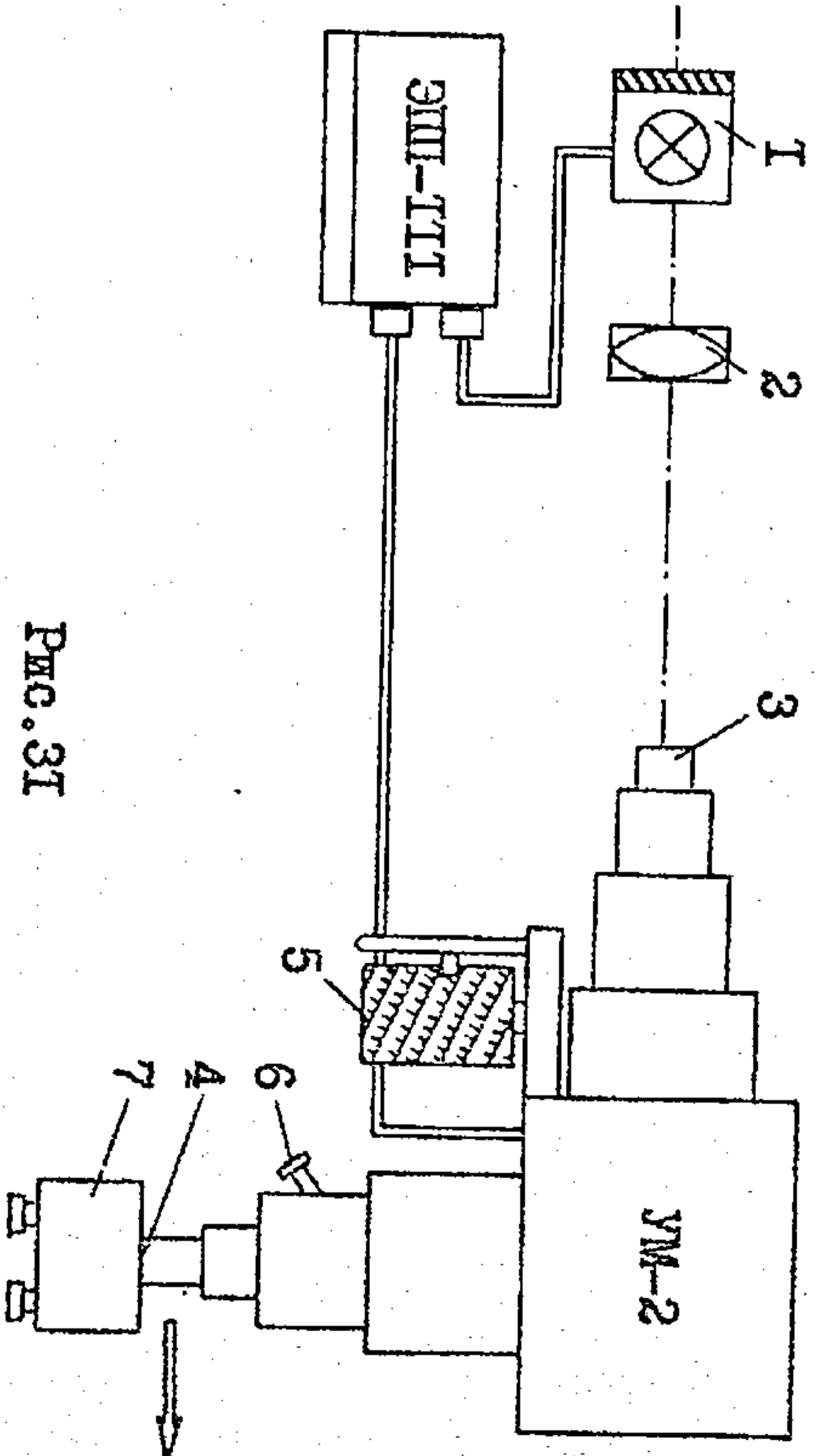


Рис. 31



гальной способности лампы приходится на далакту инфракрасную область. В видимой части спектра (именно в этой части спектра происходит измерение) излучаемая лампой энергия растет с увеличением длины волны. Свет от лампы, пройдя конденсорную линзу 2, падает на входную щель 3 монохроматора УМ-2. Монохроматор представляет собой оптический призмный прибор, позволяющий выделить часть спектра излучения. Если ширина выходной щели 4 монохроматора составляет  $0,3 \text{ мм}$ , то спектральный интервал выходящего через нее света не превышает  $30 \text{ \AA}$ . Наименение длины волны света, проходящего через выходную щель, осуществляется вращением барабана 5. Сразу за выходной щелью монохроматора находится небольшая поворотная призма, выходящая часть излучения в направлении, показанном на рис. 31 стрелкой. Это позволяет в процессе измерения осуществлять визуальный контроль излучения, проходящего через выходную щель. Под выходной щелью находится регулировочный штифт. Вдвигая и выдвигая его, можно изменить световой поток, выходящий из монохроматора. Поворотом ручки затвора 6 этот поток можно перевернуть.

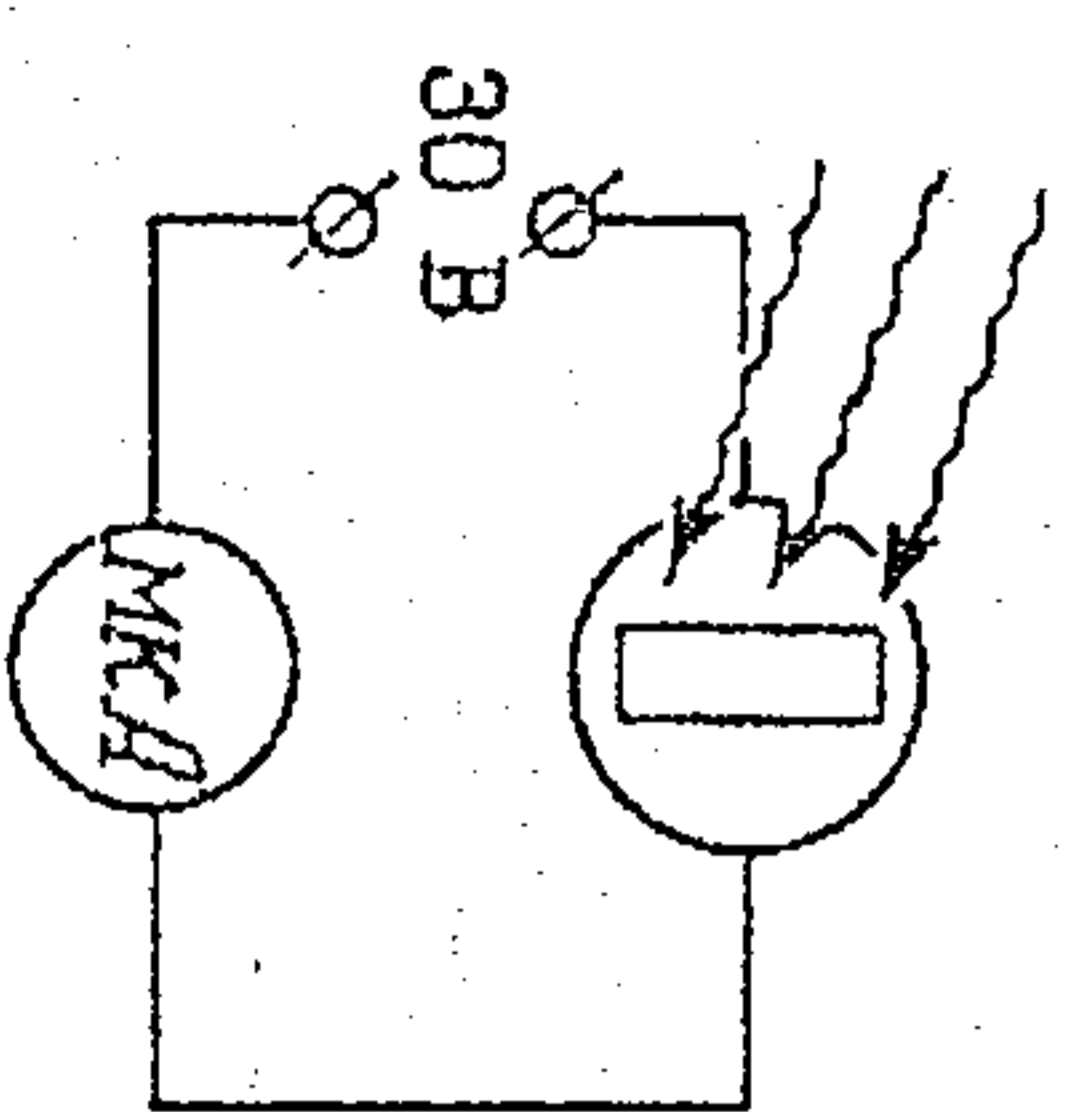


Рис. 32

Монохроматический пучок света, вышедший из монохроматора, падает на полупроводниковый приемник излучения 7. В качестве приемника используется в у п р а ж н и к 1 фотосопротивление из селенида кадмия, в у п р а ж н и к 2 вентильный фотоэлемент. Приемники излучения находятся в кожухах, прикрепленных к оптическим рейтерам. Схема питания фотосопротивления приведена на рис. 32. Источником питания является батарея с напряжением  $30 \text{ В}$ . Для измерения тока, текущего через фотосопротивление, последовательно с ним в схему включается микроамперметр. Вентильный фотоэлемент непосредственно присоединяется к микроамперметру. Возникающая в нем под действием падающего на него света фотоэДС приводит к появлению тока.

#### П о д г о т о в к а к и з м е р е н и я м

1. Включают пульт питания ЭПН ГТТ с помощью тумблера "сеть", находящегося на его передней панели. Включив тумблер пульта "лампа К 12", подают напряжение на лампу накаливания 1.
2. Перемещая по оптическому рельсу относительно друг друга лампы 1 и конденсорную линзу 2, добиваются равномерного освещения

заслонки входной щели 3 монохроматора. При этом центр светового пятна должен совпадать с центром заслонки, а его величина должна превосходить площадь заслонки.

3. Снимают заслонку с входной щели монохроматора. Ручку затвора 6 поворачивают в положение "откр.". С помощью микроинтентов, расположенных под входной и выходной щелями, устанавливают ширину щелей  $0,5 - 0,6 \text{ мм}$ . Тумблерами "шкала" и "индекс", расположенными на стенке монохроматора, включают освещение шкалы барабана 5 (если это требуется). Помещают на пути лучей, идущих из дополнительного ввода, лист белой бумаги. Вращая барабан, следят за изменением прела светового пучка, выходящего из монохроматора. Соответствие между делениями шкалы барабана и длиной волны выходящего света устанавливают по прилагаемому к монохроматору графика. Закрывают затвор монохроматора.

#### У п р а ж н е н и е 1

##### Определение оптимальной энергии активации полупроводникового фотосопротивления

1. Устанавливают полупроводниковое фотосопротивление сразу за выходной щелью монохроматора вплотную к ней.
2. В соответствии с рис. 32 собирают схему питания фотосопротивления. Для этого подключают к соответствующим клеммам панели, находящейся на лабораторном столе, фотосопротивление, микроамперметр и источник тока. Вращая ручку расположенного на панели переменного сопротивления, устанавливают среднюю микроамперметра на нулевое деление. Открывают затвор монохроматора.
3. Изменяя в пределах от  $4000 \text{ \AA}$  до  $10000 \text{ \AA}$  длину волны  $\lambda$  света, выходящего из монохроматора, через каждые  $250 \text{ \AA}$  измеряют с помощью микроамперметра силу тока  $I$ , проходящего через фотосопротивление. В области максимальных значений тока отсчеты производят через  $100 \text{ \AA}$ .
4. Повторяют измерения, устанавливая ширину выходной щели монохроматора вдвое и втрое меньше.
5. Закрывают затвор монохроматора. Разбирают схему питания фотосопротивления. Убирают фотосопротивление от выходной щели монохроматора.
6. Строят графики зависимости  $I$  от  $\lambda$  для каждой ширины щели. На кривых находят значения длины волны  $\lambda_i$ , при которых сила тока максимальна. Длина волны  $\lambda_{\text{опт}}$ , которую имеют фотоны, обладающие



ОПТИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ АКТИВАЦИИ ФОТОСОПРОТИВЛЕНИЯ, ОПРЕДЕЛЯЕТСЯ КАК СРЕДНЯЯ АРИФМЕТИЧЕСКАЯ ВЕЛИЧИНА ОТ НАЙДЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ  $\lambda_1$ .

7. По формуле (20.5) вычисляете оптимальную энергию активации фотосопротивления.

## У П Р А Ж Н Е Н И Е 2

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОЙ И ПОРОГОВОЙ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКА С ВЕНТИЛЬНЫМ ФОТОЭФФЕКТОМ

1. Устанавливаете у выходной щели монохроматора выдвинув к ней вентильный фотоэлемент. Соединяете его последовательно с микроамперметром (рис. 33). Открываете затвор монохроматора.

2. Снимаете зависимость силы  $i$  фототока от длины волны  $\lambda$  в области длин волн от 4000 Å до 8000 Å согласно методике, описанной в У П Р А Ж Н Е Н И И 1. Измерения проводят для ширины выходной щели монохроматора 0,6, 0,3 и 0,2 мм. По окончании измерений закрываете затвор монохроматора и разбираете схему включения фотоэлемента.

3. Строите кривые зависимости  $i$  от  $\lambda$  при различной ширине щели монохроматора. На кривых находят значения длины волны  $\lambda_k$ ,

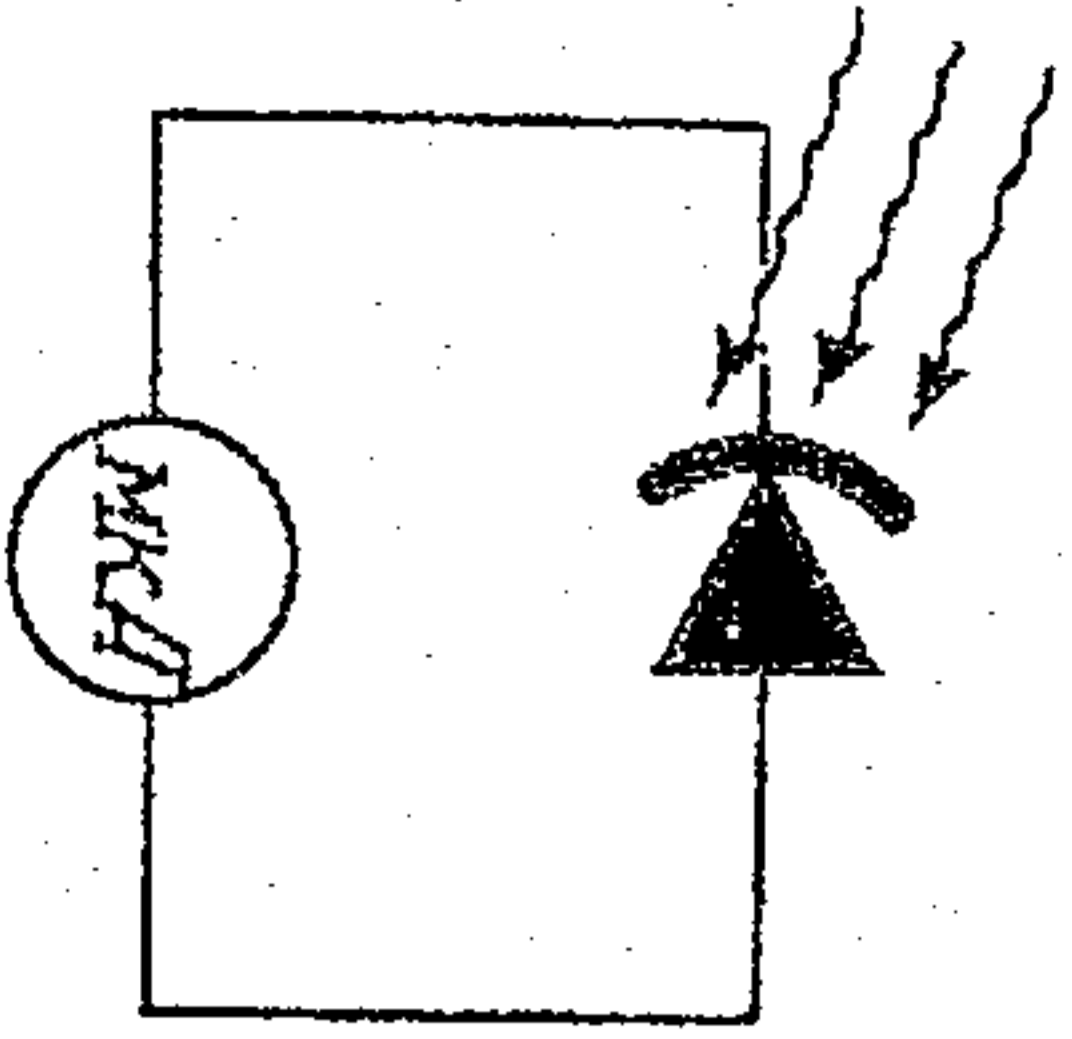


Рис. 33

при которых сила фототока максимальна, и значения длины волны  $\lambda_i$ , лежащие на длинноволновой спаде кривых, также, что соответствует максимальной величине силы фототока составляет 10% соответствующих оптимальному и пороговому значениям энергии активации полупроводника, находят как средние арифметические величины от найденных значений  $\lambda_k$  и  $\lambda_i$  для трех измерений.

4. По формулам (20.5) и (20.6) рассчитывают оптимальную  $\Delta W_{опт}$  и пороговую  $\Delta W_{пор}$  энергии активации вещества фотоэлемента.

*Вспомогательная таблица*

## Глава XXI. СПЕКТРЫ АТОМОВ. ОСНОВНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ АНАЛИЗА

### §1. ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВЕЩЕСТВА

Известно, что тела при нагревании или под действием других факторов (облучения ультрафиолетовым светом, катодными лучами и т.д.) становятся источниками электромагнитных волн различной длины. В частности, волн оптического, или видимого диапазона. Опыт показывает, что каждое тело испускает, вообще говоря, не единственную волну со строго определенной длиной волны (или частотой), а целую совокупность электромагнитных волн различной длины, называемую спектром данного излучения. Убедиться в этом можно, используя явление дисперсии электромагнитных волн - зависимость показателя преломления вещества от длины волны. Действительно, если узкий пучок света, испускаемого каким-либо телом, падает на грань стеклянной призмы треугольного сечения под некоторым углом к ее поверхности, то после прохождения через призму этот пучок разветвляется в цветную полосу (спектр), каждый участок которой соответствует свету с определенной длиной волны (рис. 34). При этом фиолетовые лучи, имеющие меньшую длину волны, преломляются сильнее, чем красные, длина

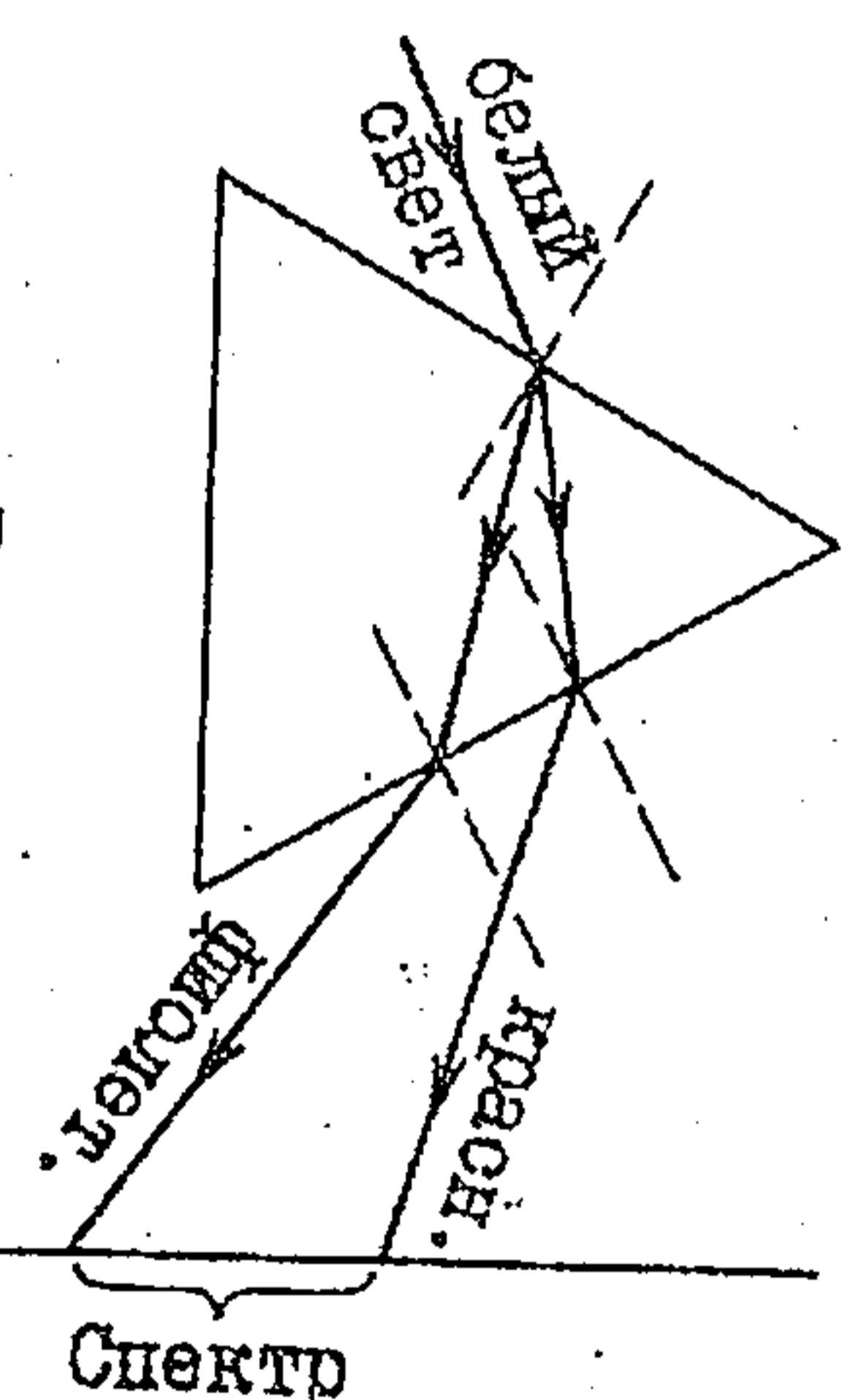


Рис. 34

волны которых больше. При изучении спектра с помощью явления дисперсии необходимо иметь в виду следующее.

1. Получаемый спектр существенно зависит от свойств материалов тех деталей приборов, через которые проходит свет. Материал преломляющей призмы может поглощать электромагнитные волны определенной длины, и тогда в спектре, получаемом с помощью такой призмы, этих волн содержаться не будет. Например, обычное стекло поглощает ультрафиолетовые лучи. Поэтому изучать ультрафиолетовую часть спектра, используя прибор со стеклянной призмой нельзя. Это можно делать лишь с помощью так называемой кварцевой оптики. Для ближней инфракрасной области спектра приходится применять при-



форм, у которых линзы и призмы изготовлены из фтористого лития, хлористого натрия и ряда других материалов. Для излучения, лежащего в далекой инфракрасной области, которое сильно поглощает все вещества, линзы заменяют сферическими зеркалами, а призмы — отражающими дифракционными решетками.

2. Непосредственному зрительному исследованию доступна весьма узкая часть спектра электромагнитных волн. Другие же области спектра (ультрафиолетовая, инфракрасная) могут быть исследованы лишь с помощью специальной аппаратуры (фотопластинки, термо- и фотоэлементы и т.д.).

Спектры тел, находящихся в различных агрегатных состояниях, резко отличаются по своему виду. В спектрах раскаленных твердых тел и жидкостей присутствует волни практически всех возможных длин. Такие спектры называются сплошными. Сплошной спектр воспринимается глазом в виде непрерывной полосы, окрашенной в различные цвета от красного до фиолетового с плавным переходом между ними. Спектры нагретых паров и газов представляют собой либо набор широких окрашенных полос, отделенных друг от друга темными промежутками (полосатые спектры), либо системы отдельных линий, темные промежутки между которыми часто значительно превышают ширину этих линий (линейчатые спектры). Спектр одного и того же вещества в процессе переходов этого вещества из одного агрегатного состояния в другое проходит через все указанные выше стадии от сплошного к линейчатому.

Подлежащее большинство твердых тел — это совокупность атомов и молекул, образующих благодаря сильному взаимодействию друг с другом кристаллические решетки. В некоторых твердых телах (называемых аморфными) и в жидкостях атомы и молекулы, хотя и взаимодействуют друг с другом слабее и обладают значительно большей свободой теплового движения, все же настолько связаны друг с другом, что образуют довольно большие молекулярные комплексы. Пары и газы — это уже совокупности отдельных молекул и атомов, настолько слабо связанных между собой, что их можно считать практически свободными. Сравнительно недавно вышло о виде оптических спектров различных агрегатных состояний с атомно-молекулярной структурой этих состояний, можно сделать вывод: спектр тела тем сложнее, тем больше содержит волн с разными длинами, чем сильнее взаимодействие между атомами и молекулами, составляющими это тело.

$$\frac{1}{4} - \frac{1}{25} = \frac{25-4}{100} = \frac{21}{100}$$

$$\frac{1}{4} - \frac{1}{16} = \frac{4-1}{16} = \frac{3}{16}$$

## §2. СПЕКТР ВОДОРОДА В АТОМАРНОМ СОСТОЯНИИ

Наиболее простым является атомарный спектр легчайшего химического элемента водорода. Изучая видимую часть этого спектра, Балмер установил наличие определенной закономерности, связывающей между собой длины волн спектральных линий:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad (21.1)$$

где  $\lambda_0 = 3645,98 \text{ \AA}$ , а  $n$  — ряд последовательных целых чисел 3, 4, 5, 6, ... Для частоты  $\nu$  спектральных линий формула Балмера имеет вид

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{\lambda_0} \frac{n^2 - 4}{n^2} = \frac{4c}{\lambda_0} \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (21.2)$$

где  $c$  — скорость света. В спектроскопии обычно вместо частоты  $\nu$  используют величину  $N = \nu/c = 1/\lambda$ , называемую волновым числом. Это число показывает, сколько длин волн укладывается в 1 см. Выводя в формулу (21.2) вместо  $\nu$  его выражение через  $N$ , получим

$$N = \frac{\nu}{c} = \frac{4}{\lambda_0} \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right) = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (21.3)$$

где  $R = 109709,8 \text{ см}^{-1}$  — так называемая постоянная Ридберга.

Т а б л и ц а 1

$n$	Длина волны, $\text{\AA}$	Измерен.
3	6562,77	6562,80
4	4861,31	4861,33
5	4340,45	4340,47
6	4101,73	4101,74
10	3797,90	3797,92
14	3721,94	3721,91
18	3691,56	3691,56
22	3676,36	3676,40
26	3667,68	3667,75
30	3662,26	3662,21

Линии в спектре водорода, описываемые формулами (21.1) — (21.3), составляют спектральную серию Балмера. В видимой части спектра лежат только четыре линии этой серии (именно для них Балмер и нашел свою формулу). В настоящее время обнаружено 29 линий серии Балмера, 25 из которых лежат в близкой ультрафиолетовой области спектра. По мере уменьшения длины волны (увеличения числа  $n$  в формуле (21.1)) линии серии лежат все теснее и при  $n \rightarrow \infty$  сходятся к граничной длине волны  $\lambda_0$ . В табл. 1 и 2 указаны значения  $n$  и длины волн для некоторых линий серии Бал-

Здесь значения  $R$  и  $\lambda_0$  даны для случая измерения длин волн в воздухе. В таблицах фундаментальных постоянных приводятся значения постоянной Ридберга  $R_\infty = 109737,32 \text{ см}^{-1}$  в предположении, что длины волн берутся в вакууме, а масса ядра атома бесконечна.



мера, вычисленные по формуле (21.1) и найденные на опыте. Таблица демонстрирует согласие вычисленных значений с экспериментальными. Это заставляет предполагать, что формула Балмера является не просто удачной подгонкой к опытным данным, но содержит в себе важную физическую закономерность.

Позже были найдены и другие спектральные серии в спектре атомарного водорода. При анализе экспериментальных результатов было выяснено, что волновые числа, соответствующие всем линиям в спектре водорода, могут быть с большой точностью вычислены по общей формуле Ридберга:

$$N = R \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (21.4)$$

где  $m$  и  $n$  — целые числа, причем  $n > m$ . Если фиксировать значение  $m$  и придавать  $n$  значения последовательных целых чисел, то формула Ридберга дает волновые числа линий, принадлежащих серии с номером  $m$ . Величина  $N_{\text{пред}} = R/m^2$ , которая получается из формулы Ридберга при  $n \rightarrow \infty$ , является пределом для волновых чисел данной серии.

При  $m = 1$  и  $m = 2, 3, 4, \dots$  из формулы Ридберга получаются волновые числа для серии Лаймана, лежащей в близкой ультрафиолетовой области; при  $m = 2$  и  $m = 3, 4, 5, \dots$  — уже знакомая нам формула (21.3), описывающая серию Балмера. Значения  $m = 3, 4, 5$  соответствуют соответственно к сериям Пашена, Брекете и Пфунда, лежащим в инфракрасной области спектра.

Используя соотношение  $\nu = cN$ , связывающее волновое число  $N$  с частотой  $\nu$ , из формулы (21.4) получим

$$\nu = \frac{cR}{m^2} - \frac{cR}{n^2} = T(m) - T(n) \quad (21.5)$$

Таким образом, оказывается, что частоты всех линий в спектре, испускаемом атомами водорода, могут быть представлены в виде разности двух значений функции  $T(k) = cR/k^2$  при  $k = m$  и  $k = n$ . Все возможные значения этой функции, которые она получает при подстановке в нее целых чисел  $k = 1, 2, 3, \dots$ , называются спектральными терминами. Выяснение физической природы термов, определяющих возможный набор частот электромагнитных волн, испускаемых атомами, требует представления о строении атомов.

### §3. ТЕОРИЯ АТОМА ВОДОРОДА ПО БОРУ

Модель атома. Объяснение ряда оптических явлений (например, дисперсии и рассеяния света) можно дать, предположив, что атомы представляют собой простейшие колебательные системы — осцилляторы, которые испускают световые электромагнитные волны при колебаниях электрических зарядов, входящих в их состав (см. гл. XIII, §§2,3). Однако эти представления о структуре атомов не дают возможности предсказать частоту колебаний зарядов в осцилляторах, а тем самым и спектр излучения, испускаемого атомами.

Изучение спектров, испускаемых атомами, и, в частности, наблюдение за расширением спектральных линий при помехенных испускающих свет веществ в магнитное поле (эффект Зеемана), показало, что отношение заряда к массе у частиц, колебаниями которых объясняется испускание света, совпадает с отношением заряда электрона к его массе. Отсюда следует, что испускание света атомами связано движением внутри атомов электронов.

Разерфорд на основании своих опытов по рассеянию  $\alpha$ -частиц при их прохождении через вещество предложил планетарную модель атома. Согласно этой модели в центре атома расположено положительно заряженное ядро диаметром порядка  $10^{-13}$  —  $10^{-12}$  см, в котором сосредоточена практически вся масса атома. Заряд ядра  $e_j = eZ$ , где  $Z$  — порядковый номер элемента в таблице Менделеева,  $e$  — величина заряда электрона. Так как атом в целом нейтрален, то число электронов в нем равно  $Z$ . Электроны взаимодействуют с ядром и друг с другом электрическими силами по закону Кулона. Предполагается, что, поскольку величина заряда ядра больше величины заряда отдельного электрона (во всех атомах кроме атома водорода), то взаимодействие электронов между собой слабее их взаимодействия с ядром. Движение электронов вокруг ядра происходит, вообще говоря, по эллиптическим орбитам подобно движению планет вокруг Солнца, что объясняется математической аналогией между законом Кулона и законом тяготения Ньютона. Область в которой движутся электроны, определяется собой размер атома. Согласно сведениям из молекулярной физики размеры атомов имеют порядок  $10^{-8}$  —  $10^{-7}$  см. Движение электрона по круговой или эллиптической орбите можно представить как сумму взаимно перпендикулярных колебательных движений, частота которых совпадает с частотой обращения электрона вокруг ядра. Такова же должна быть и частота электромагнитных волн, излучаемых атомом. Частота



те обращения электрона вокруг ядра зависит от параметров его орбиты, которые, в свою очередь, определяются начальными условиями движения.

Однако такое применение законов классической механики и классической электродинамики для описания движения электронов в атомах приводит к противоречию с опытом. Во-первых, никаких ограничений на возможные параметры орбит электронов классическая теория не накладывает — они могут быть любыми. Поэтому среди электромагнитных волн, испускаемых атомами, должны встречаться волны с самыми различными частотами в то время, как на опыте каждый сорт атомов испускает лишь набор волн со строго определенными частотами. Во-вторых, по мере излучения электрон должен терять свою энергию, следовательно его до ядра должно уменьшаться, а частота обращения увеличиваться постепенно. Следовательно, атом должен излучать свет, в котором должен присутствовать непрерывный ряд частот, что соответствует непрерывному спектру, а не наблюдаемому на опыте линейчатому. Наконец, расчет показывает, что за очень короткое время (порядка  $10^{-8}$  с) электрон должен всю свою энергию потратить на излучение. При этом электрон приблизится к ядру вплотную, и атом, как таковой, прекратит свое существование.

Постулаты Бора. Бор, сопоставляя идею Планка о квантовом характере излучения энергии осцилляторами (см. гл. XIX, §3) с планетарной моделью атома Резерфорда, предложил постулаты, с помощью которых можно было рассчитывать в согласии с опытом ряд величин, характерных для атома водорода.

Первый постулат Бора: Атомная система может находиться только в особых стационарных, или квантовых, состояниях, которым соответствуют определенные значения энергии  $E_1, E_2, \dots$

$E_n$ : в стационарном состоянии атом не излучает.

Этот постулат находится в противоречии с классической механикой, согласно которой энергия движущихся электронов может быть любой.

Постулаты Бора не вывели из затруднения, как это обычно говорят, теоретическое объяснение свойств атомов. Они заменили противоречие между опытом и результатами расчетов по классической теории, противоречием между классической теорией и самими постулатами. Однако они создали ступеньку для создания квантовой механики. Квантовая теория не противоречит, так как классическая теория вытекает из квантовой при определенных условиях.

бой. Противоречит он и электродинамике Максвелла, так как допускает возможность ускоренного движения электронов без испускания электромагнитных волн.

Второй постулат Бора: при переходе атома из одного стационарного состояния в другое испускается или поглощается квант электромагнитной энергии (фотон).

Энергия  $\epsilon$  фотона, который испускается или поглощается при переходе атома из состояния с энергией  $E_n$  в состояние с энергией  $E_m$ , согласно гипотезе Планка и закону сохранения энергии должна быть равна

$$\epsilon = h\nu_{nm} = E_n - E_m, \quad (21.6)$$

где  $\nu_{nm}$  — частота, соответствующая фотону,  $h$  — постоянная Планка. При  $E_n > E_m$  фотон испускается, при  $E_n < E_m$  — поглощается.

Этот постулат также противоречит электродинамике Максвелла, так как согласно ему частота излученного света определяется не периодичностью движения электрона, а изменением энергии атома.

Применяя свои постулаты, а также опираясь на результаты опытов по излучению абсолютно черного тела, из которых следовало, что при малых частотах для расчета излучения можно пользоваться классической стационарной моделью атома водорода при движении электрона по эллиптическим орбитам.

Здесь для простоты мы рассмотрим лишь движение электронов по круговым орбитам (результаты расчетов для круговых и эллиптических орбит совпадают) и будем учитывать правило квантования, которое позовляет выделить из всех возможных орбит те, которые отвечают стационарным состояниям. В несколько упрощенном виде это правило формулируется следующим образом: момент импульса электрона при движении по стационарной орбите кратен величине  $\hbar = h/2\pi$ . Это правило часто называют т р е т ь и м п о с т у л а т о м Бора.

В случае движения электрона по круговой орбите радиуса  $r$  момент его импульса, как известно, равен  $mvr$ , где  $m$  — масса электрона,  $v$  — его скорость. Определив для правила квантования получаемся

$$mvr = n\hbar, \quad (21.7)$$

где  $n = 1, 2, 3, \dots$  — целое число, которое носит название квантового числа

$$h = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{ с}$$



Энергия стационарных состояний и радиусы соответствующих им электронных орбит. Для общности предположим, что заряд ядра атома, содержащего один электрон (так называемого водородоподобного атома), равен  $eZ$ . При  $Z = 1$  это соответствует атому водорода, при  $Z = 2$  - однократно ионизированному атому гелия  $He^+$ , при  $Z = 3$  - дважды ионизированному атому лития  $Li^{++}$  и т.д. При движении по круговой орбите радиуса  $r$  со скоростью  $v$  электрон, масса которого  $m$ , имеет центростремительное ускорение  $a = v^2/r$  и подвергается действию силы кулоновского притяжения со стороны ядра  $f = e^2Z^2/(4\pi\epsilon_0 r^2)$ . Согласно второму закону Ньютона

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2Z^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (21.8)$$

Отсюда следует, что

$$(mv\gamma)^2 = \frac{me^2Z^2}{4\pi\epsilon_0} \gamma \quad (21.9)$$

Сопоставляя эту формулу с условием квантования (21.7), найдем радиус  $r_n$  стационарной орбиты, соответствующей квантовому числу  $n$ :

$$r_n = 4\pi\epsilon_0 \frac{h^2 n^2}{me^2 Z^2} \quad (21.10)$$

Полная энергия  $E$  электрона в атоме складывается из его кинетической энергии  $E_k = mv^2/2$  и его потенциальной энергии в электрическом поле ядра  $E_{\pi} = -e^2Z/(4\pi\epsilon_0 r)$ , т.е.

$$E = E_k + E_{\pi} = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2Z}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (21.11)$$

Из (21.8) следует, что

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{1}{2} \frac{e^2Z}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (21.12)$$

Подставляя это выражение в (21.11), находим

$$E = -\frac{1}{2} \frac{e^2Z}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (21.13)$$

Используя выражение (21.10) для радиуса стационарной орбиты, получим отсюда значение энергии  $E$  стационарного состояния, соответствующего квантовому числу  $n$ :

$$E_n = -\frac{1}{2} \frac{me^4 Z^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 h^2 n^2} \quad (21.14)$$

В атомной физике часто используется система единиц СИЭЗ. В этом случае формулы (21.10) и (21.14) для атома водорода ( $Z = 1$ ) имеют вид

$$r_n = \frac{n^2 h^2}{me^2} \quad (21.15)$$

$$E_n = -\frac{me^4}{2n^2 h^2} \quad (21.16)$$

Согласно формуле (21.16) энергия электрона в атоме водорода (энергия стационарного состояния атома) принимает дискретные значения, определяемые квантовым числом  $n$ . На рис. 35 эти значения энергии, вычисленные в электронвольтах, изображаются в виде горизонтальных линий - уровней энергии. При уменьшении квантового чис-

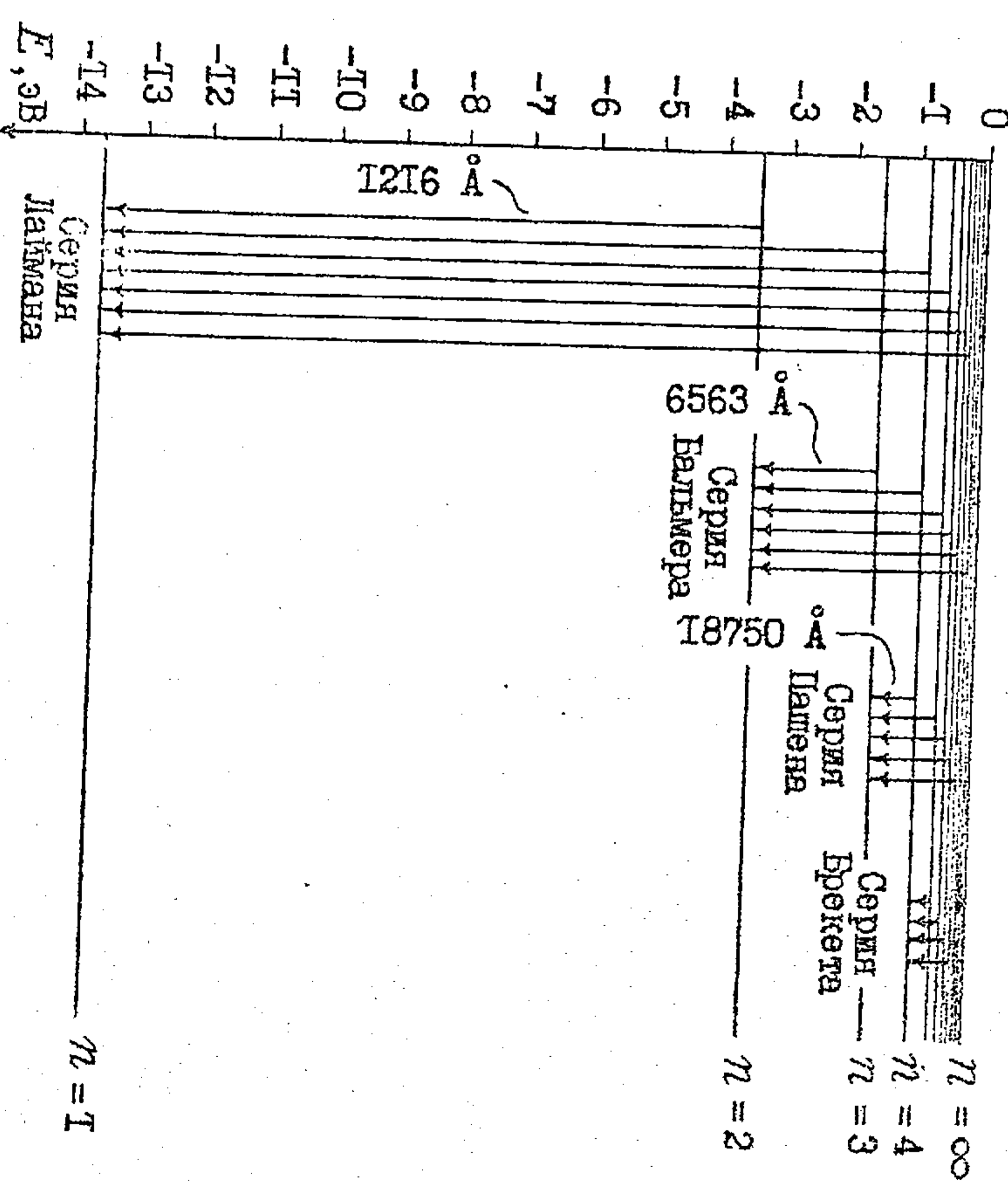


Рис. 35

\*  $1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 1,602 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$  - энергия, которую приобретает электрон, проходя в электрическом поле разность потенциалов, равную 1 В.



и  $n$  энергии стационарного состояния атома увеличивается (в атомарном спектре эмиссии). Наименьшую возможную энергию атом имеет в состоянии с  $n = 1$ . Это состояние называется основным состоянием. В нем атом может находиться неограниченно долго и переходит в состояние с другими значениями  $n$  лишь при получении энергии извне (возбуждении). Все остальные состояния называются возбужденными. Из них атом может переходить в состояние с меньшей энергией самопроизвольно, испуская при этом фотоны. При увеличении квантового числа  $n$  расстояния между уровнями энергии быстро уменьшаются. В то же время радиусы электронных орбит согласно формуле (21.15) при этом увеличиваются. Наименьший радиус имеет орбита при  $n = 1$ . Радиус этой орбиты

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{m e^2} \quad (21.17)$$

называется боровским радиусом. Он определяет размеры атома водорода и вообще является характерной величиной, определяющей расстояния в атомной физике. При подстановке в формулу (21.17) значения постоянных

$$\hbar = 1,0545887 \cdot 10^{-27} \text{ эрг.с}, \quad m = 9,109534 \cdot 10^{-28} \text{ г}, \quad (21.18)$$

$$e = 4,803242 \cdot 10^{-10} \text{ ед. с.г.с.э}$$

для боровского радиуса получается величина  $r_1 = 0,52918 \cdot 10^{-8}$  см, которая находится в хорошем согласии с оценкой атомных размеров, полученной в молекулярной физике.

Заметим еще, что квантовое число  $n$  можно, с одной стороны, считать номером состояния, если состояния нумеруются в порядке возрастания их энергии, а, с другой стороны, номером электронной орбиты, если орбиты нумеруются в порядке возрастания их радиусов.

Сопоставление теории с опытом. Частота излучения, испускаемого атомом при переходе из состояния с энергией  $E_n$  в состояние с энергией  $E_m$ , может быть, согласно второму постулату Бора, определена из формулы (21.6):

$$\nu_{nm} = \frac{E_n}{h} - \frac{E_m}{h}. \quad (21.19)$$

В эту формулу входит разность двух членов  $E_n/h$  и  $E_m/h$ , которые можно сопоставить с термами  $T(n)$  и  $T(m)$ , входящими в эмпирическую формулу (21.5). Из этого сопоставления следует, что терм  $T(n)$ , определяемый целым числом  $n$ , должен соответствовать величине  $E_n/h$ .

Сходство между ними подтверждается еще и тем, что и  $T(n)$ , и  $E_n$  (согласно формуле (21.16)) содержат в знаменателе квадрат целого числа  $n$ . Приравняв  $T(n)$  и  $E_n/h$ , найдем

$$T(n) = \frac{cR}{n^2} = -\frac{E_n}{h} = -\frac{E_n}{2\pi\hbar}. \quad (21.20)$$

Остатки, используя для  $E_n$  формулу (21.16), можно постоянную Ридберга  $R$  выразить через универсальные постоянные  $\hbar$ ,  $m$ ,  $e$  и  $c$ , известные из других опытов:

$$R_\infty = \frac{m e^4}{4\pi c \hbar^3}. \quad (21.21)$$

Подставляя сюда значения постоянных (21.18) и значение скорости света в вакууме  $c = 2,997925 \cdot 10^{10}$  см/с, получим для постоянной Ридберга значение  $R_\infty = 109737,2$  см $^{-1}$ , находящееся в блестящем согласии со значением, приведенным в сноске на с. 67.

При экспериментальном исследовании спектров налицо не излучение отдельного атома, а излучение огромной совокупности атомов, получающих энергию, необходимую для их возбуждения, каким-либо, чаще всего хаотическим, способом (за счет теплового движения, при столкновениях в газовом разряде и т.д.). При таких способах возбуждения источник света содержит большое число атомов, находящихся в самых различных возбужденных состояниях. Самопроизвольные переходы атомов в состояния с низкой энергией дают кванты, соответствующие самым разнообразным комбинациям начальных и конечных состояний. Это и приводит к наличию в наблюдаемом спектре линий различных спектральных серий. Каждой серии соответствует группа переходов электронов со всех выше лежащих уровней энергии на уровень с фиксированным значением квантового числа, которому в формуле Ридберга (21.4) соответствует целое число  $n_l$  (не путать с массой электрона!).

† Наши вычисления не привели непосредственно к экспериментальному значению постоянной Ридберга, так как при расчете энергии атома ядро считалось неподвижным. На самом же деле электрон и ядро движутся относительно центра масс атома. Поэтому в кинематическую энергию атома вносит вклад как движение электрона, так и движение ядра. Учет движения ядра можно сделать, заменив массу электрона  $m$  так называемой приведенной массой  $M = mM/(m+M)$ , где  $M$  — масса ядра (в данном случае — протона). Пренебрежение движением ядра приводит к ошибке, что его масса бесконечно велика.



Схематически образование серий показано на рис. 35 и 36. Линии серии Лаймана соответствуют переходам электронов на первый уровень (первая орбита) со всех остальных. Линии серии Балмера обусловлены переходами электронов с более далеких орбит на вторую; линии серий Пашена, Брекета и Ланжана — переходы электронов со всех дальних орбит на третью, четвертую и пятую соответственно.

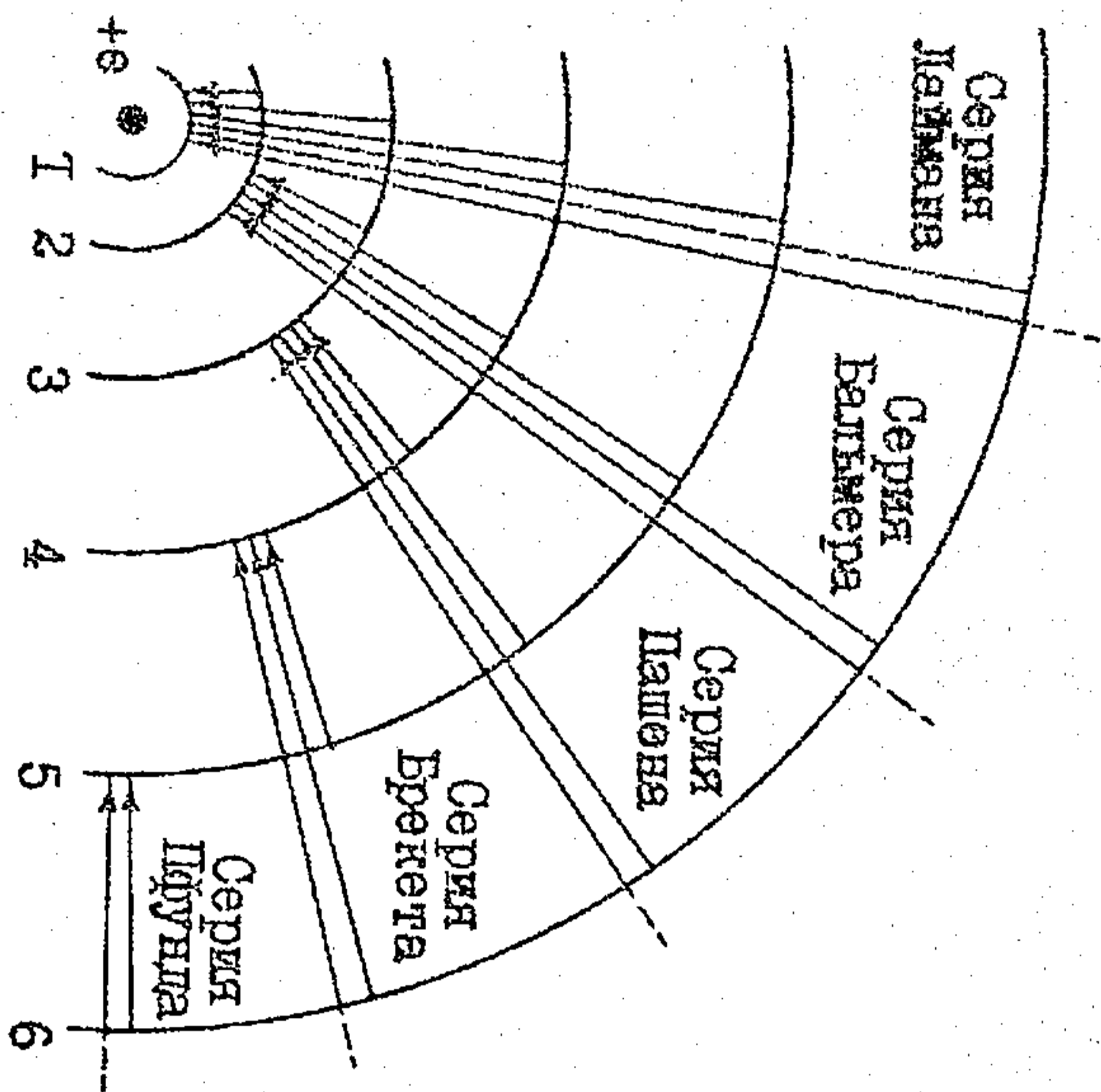


Рис. 36

рода (и водородоподобных атомов) очень хорошо объясняется теорией Бора. Однако эта теория оказывается недостаточной для объяснения ряда деталей в спектре атома водорода (тонкой структуры линий, изменений, вызываемых в спектре помещением источника света в магнитное поле и т.д.) и совершенно непригодной для описания строения многоэлектронных атомов. Полностью строение атомов и молекул, все детали их спектров объясняются квантовой механикой.

#### §4. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА

Опыт показывает, что в спектрах других элементов наблюдаются закономерности, схожие с закономерностями в спектре водорода. В частности, в них также имеются серии спектральных линий. Однако состав серий и расположение линий в них обычно намного сложнее, чем в спектре водорода. В квантовой механике показывается, что закономерности спектров определяются набором дискретных энергетических состояний атомов. Сам же этот набор является строго определенным, характерным для атома каждого элемента и, в свою очередь, определяет состав атома — зарядом его ядра, числом электронов в электронной оболочке и, в малой степени, массой ядра. Таким образом, расположение линий в атомарном спектре каждого химического элемен-

та строго индивидуальны. Это позволяет, передавая вещество с неизвестными химическим составом в газообразное (атомарное) состояние и наблюдая их спектры, путем сравнения с заранее известными спектрами чистых химических элементов определить наличие в этих веществах тех или иных элементов, т.е. производить качественный спектральный анализ.

Яркость (или интенсивность) характерных линий отдельных элементов в спектре сложного соединения зависят от количества этих элементов в составе соединения. Это обстоятельство позволяет осуществлять количественный спектральный анализ, т.е. определить не только наличие в составе вещества химических элементов, но также и их процентное содержание. Так как интенсивность линий зависит еще и от способа возбуждения спектра, то обычно количественный анализ проводится путем сравнения интенсивности линий в спектре исследуемого вещества и в спектре образцов с известным заранее количеством элементов тех же элементов при одинаковых условиях возбуждения спектра.

Для наблюдения спектров используются спектральные аппараты, среди которых различают спектроскопы, спектрографы и спектрометры. Наблюдение и измерение спектров с помощью спектроскопов производится визуально. В спектрографах спектры регистрируются при помощи фотопластинок. В спектрометрах положение линий в спектре и их интенсивность определяются при помощи какого-либо прибора света (например, фотоэлемента), автоматически перемещающегося вдоль спектра, показания же прибора отображаются самопишущим прибором в виде графика или цифровой таблицы.

Основной частью спектрального аппарата является диспергирующее устройство, т.е. устройство, разлагающее исследуемый пучок света в спектр. В призматических спектральных аппаратах таким устройством является призма. Достоинствами призматических спектральных аппаратов являются большая яркость получаемых спектров и сравнительная простота устройства — недостатками — необходимость градуировать аппарат по излучению, содержащему волны с известной длиной волны, и поплещение света в определенных для каждого вещества призматических спектра. Дифракционные и интерференционные спектральные аппараты дают возможность находить длины волн линий в исследуемом спектре сразу в единицах длины. Обладая большой разрешающей силой, они в то же время более сложны и требуют тщательной юстировки.



## §5. ПРИЗМЕННЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ АППАРАТЫ

Принцип работы. Оптическая схема призмённого спектрального аппарата изображена на рис. 37. Его основными частями являются коллиматор Кол., призма Пр и объектив Об. Треугольник  $BAC$  представляет собой главное сечение призмы, т.е. сечение, перпендикулярное ее боковым граням. Угол  $BAC$  называется преломляющим углом призмы, проходящее через точку  $A$  перпендикулярно плоскости рисунка, — преломляющим ребром.

Свет, идущий от исследуемого источника  $S$ , попадает на щель, расположенную на конце коллиматорной трубы параллельно преломляющему ребру призмы. Щель находится в фокальной плоскости объектива коллиматора  $L$ . Расходящийся пучок света, идущий от щели, пройдя объектив коллиматора, падает далее на грань призмы параллельным пучком. Лучи, соответствующие каждой из длин волн  $\lambda$ , преломляются при прохождении призмы на одинаковые углы и, выйдя из призмы, образуют параллельный пучок, в котором содержатся свет только этой длины волны. Каждый из таких цветных параллельных пучков собирает объективом  $Об$  в фокальной плоскости объектива, давая изображение щели в виде цветных полоски, параллельной преломляющему ребру призмы. Набор таких цветных полосок, находящихся в фокальной плоскости объектива, и представляет собой спектр  $Kp - \Phi$ . В случае спектра  $Kp' - \Phi'$ . В случае спектра  $Kp - \Phi$ , дальний изображение объектива помещает фотопластинку.

Теория призмы. Пусть на призму с преломляющим углом  $\alpha$  падает в плоскости ее главного сечения луч с некоторой длиной волны, для которой показатель преломления вещества призмы равен  $n$  (рис. 38). Углом отклонения луча призмой называется угол  $\epsilon$ , образованный пересечением направлением, по которому луч вошел в призму, с направлением, по которому он из нее вышел.

Из рисунка при помощи известных теорем и закона преломления можно найти следующие соотношения:

$$\epsilon = i_1 + i_2' - \alpha, \quad (21.22)$$

$$i_1' + i_2 = \alpha, \quad (21.23)$$

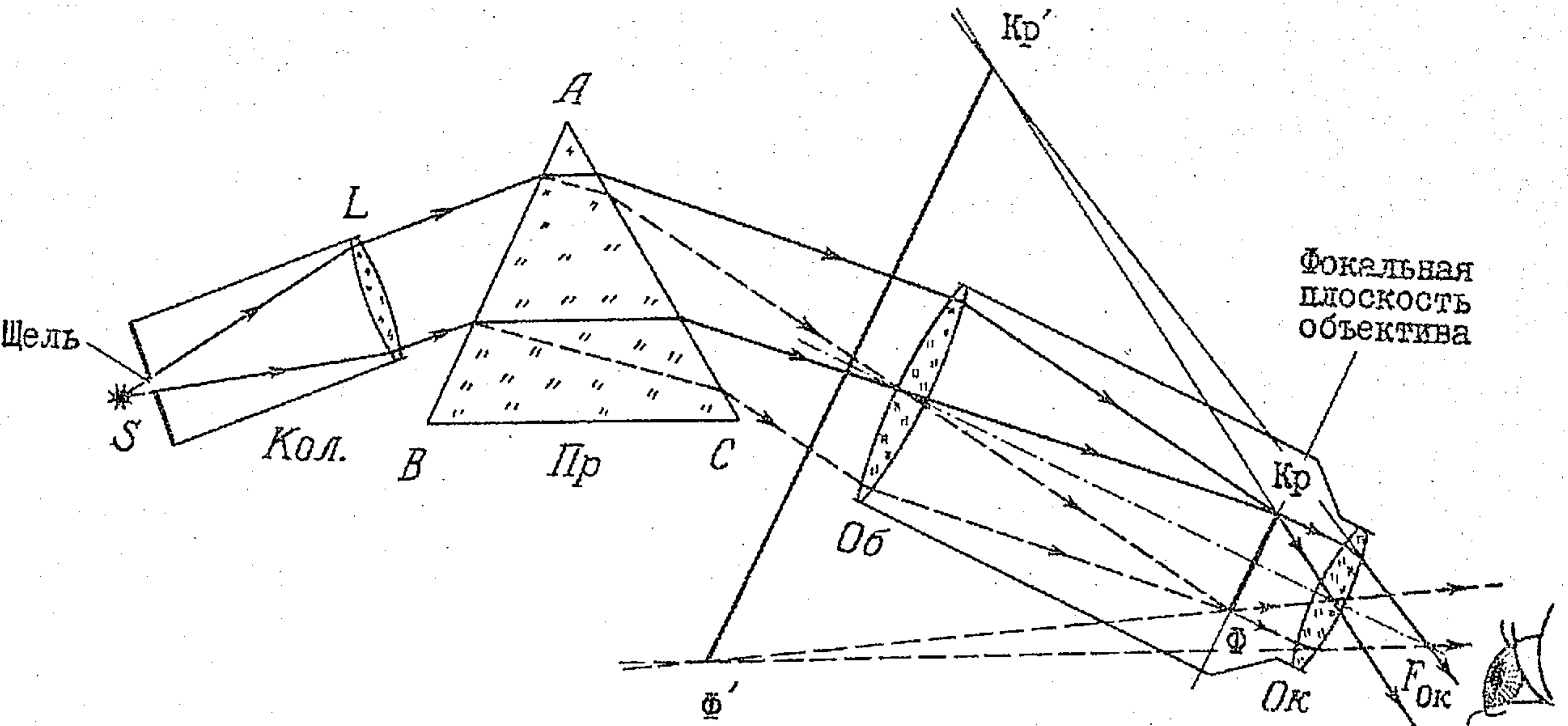


Рис. 37

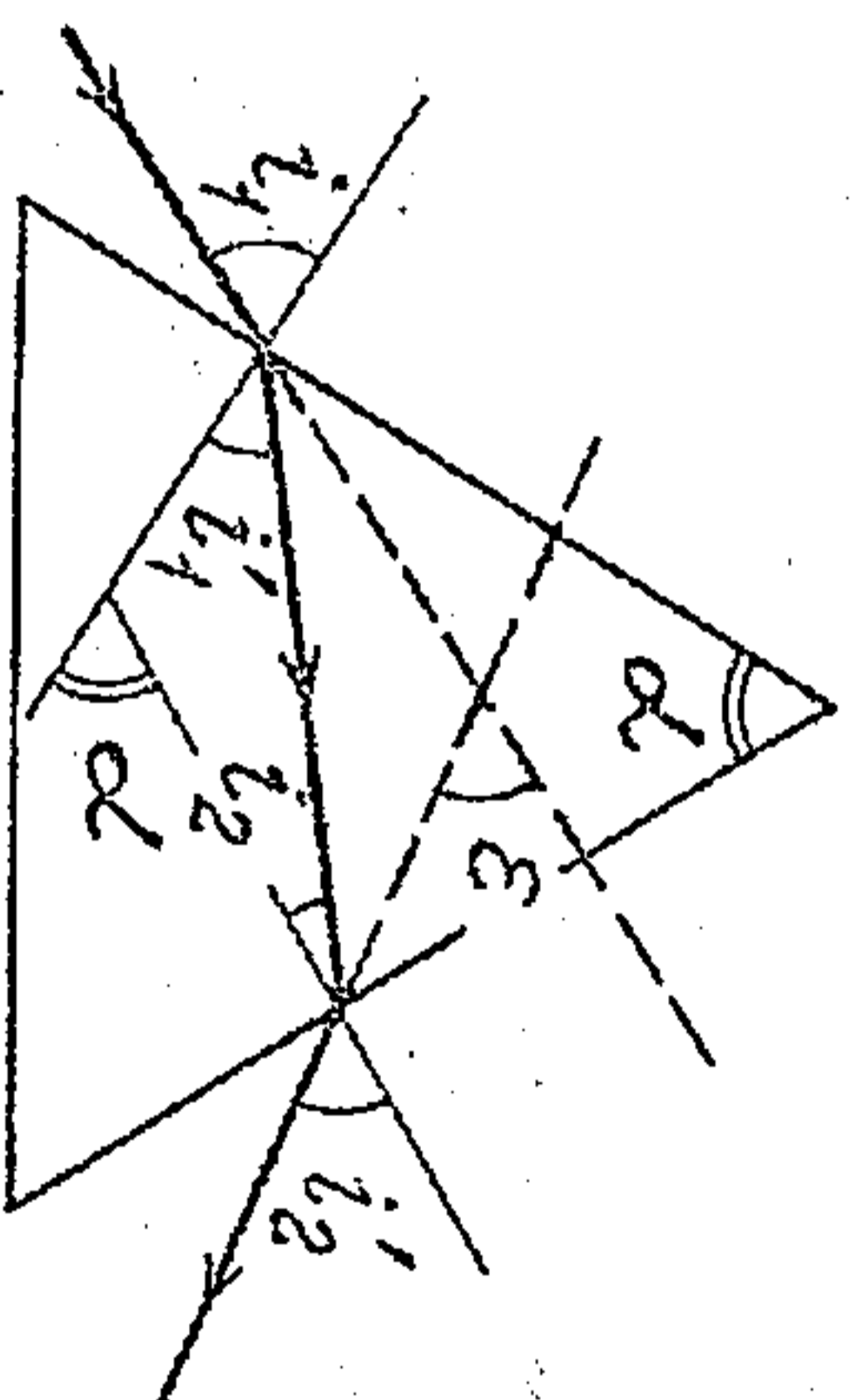


Рис. 38



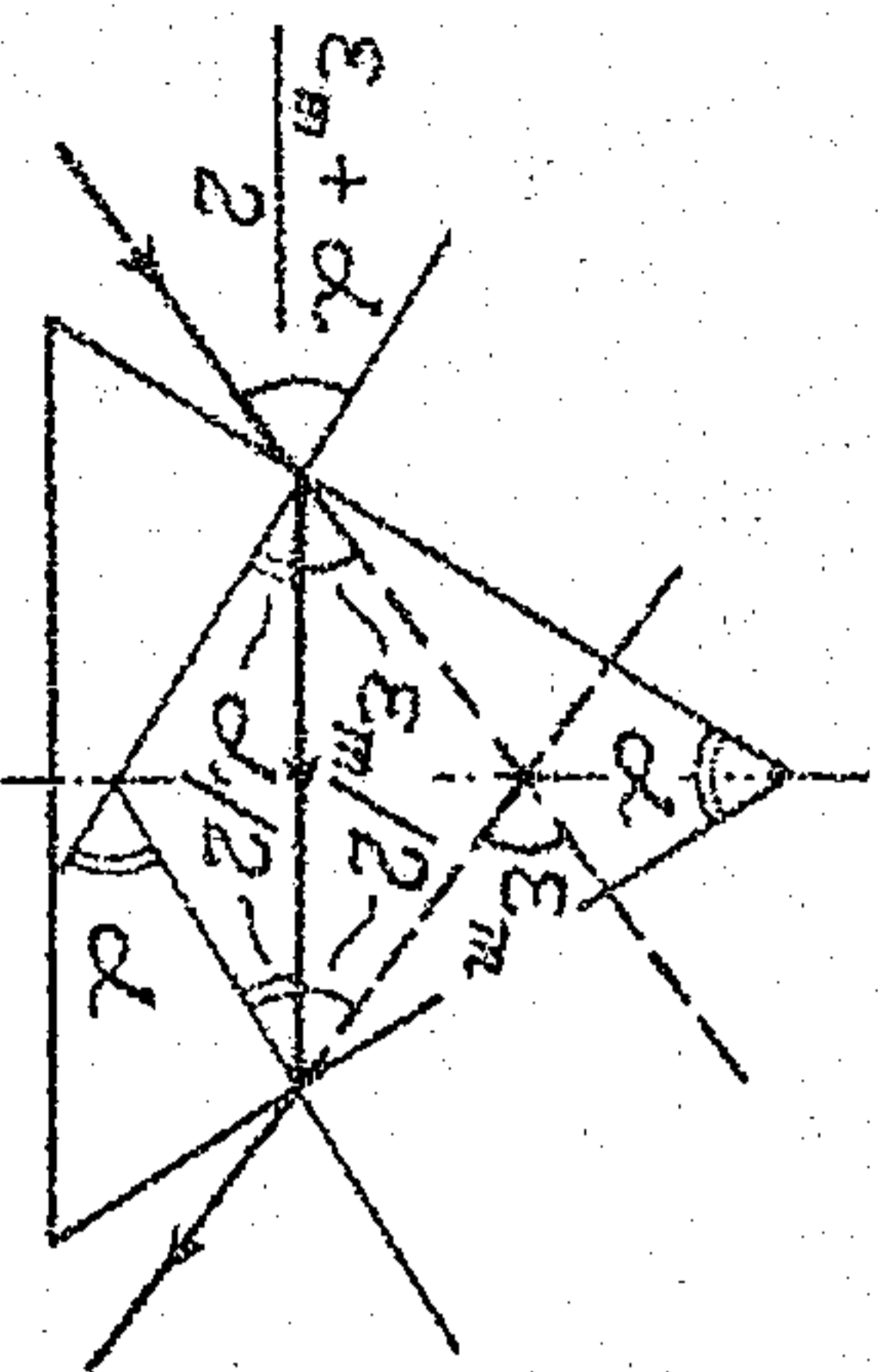


Рис. 39

Из первых трех соотношений можно исключить углы  $i_1'$ ,  $i_2$  и  $i_2'$ . В результате, угол отклонения  $\epsilon$  определяется показателем преломления  $n$ , преломляющим углом  $\alpha$  и углом падения  $i_1$  луча на грань призмы.

$$\sin i_1 = n \sin i_1', \quad (21.24)$$

$$\sin i_2' = n \sin i_2. \quad (21.25)$$

Лучи, проходящие через призму под углом к плоскости главного сечения, вызывают искажение линий спектра (астigmatизм). Искажение минимально, когда лучи, проходя через призму, испытывают наименьшее отклонение. Поэтому призму располагают так, чтобы углы отклонения лучей, образующих исследуемую область спектра, были бы близкими к углу наименьшего отклонения  $\epsilon_m$ . Можно показать (см. И.В. Саваева в Л.В. Курсы общей физики, т.3, §1, М., 1973), что в случае угла наименьшего отклонения ход лучей через призму симметричен относительно биссектрисы преломляющего угла. Обратившись к рис. 38 и 39, можно найти, что в этом случае  $i_1' = i_2 = \alpha/2$ ,  $i_1 = i_2' = (\epsilon_m + \alpha)/2$ . Учитывая эти значения углов, из (21.24) получим

$$n = \frac{\sin(\alpha/2)}{\sin[(\epsilon_m + \alpha)/2]}. \quad (21.26)$$

По этой формуле, измерив угол наименьшего отклонения  $\epsilon_m$  и преломляющий угол призмы  $\alpha$ , можно определить показатель преломления вещества призмы.

Как спектральное устройство призму характеризуют ее угловой дисперсией  $D_\epsilon$  - отношением разности  $d\epsilon$  углов отклонения двух лучей к разности  $d\lambda$  длин волн, соответствующих этим лучам, т.е.

$D_\epsilon = \frac{d\epsilon}{d\lambda}$ . Угловая дисперсия призмы различна для разных областей спектра. При работе вблизи угла наименьшего отклонения для лучей с некоторой длиной волны угловая дисперсия определяется свойствами призмы: ее преломляющим углом  $\alpha$ , показателем преломления  $n$  и дисперсией  $D_n$  вещества призмы для данной длины волны. Дисперсией вещества называется отношение разности  $d/n$  показателей преломления этого вещества для двух лучей к разности  $d\lambda$  длин волн, соответствующих этим лучам, т.е.  $D_n = \frac{dn}{d\lambda}$ .

Чтобы найти связь между угловой дисперсией призмы и дисперсией ее вещества для лучей, отклонение которых призмой близко к минимальному, продифференцируем по  $\lambda$  обе части равенства (21.26), получая  $\alpha = \text{const}$  и  $\epsilon_m = \epsilon(\lambda)$ . В результате получим

$$D_n = \frac{dn}{d\lambda} = \frac{\cos[(\epsilon + \alpha)/2]}{2 \sin(\alpha/2)} \cdot \frac{d\epsilon}{d\lambda} \Big|_{\epsilon = \epsilon_m} = \frac{\sqrt{1 - \sin^2[(\epsilon_m + \alpha)/2]}}{2 \sin(\alpha/2)} D_\epsilon. \quad (21.27)$$

Учитывая (21.6), найдем отсюда

$$D_n = \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(\alpha/2)}}{2 \sin(\alpha/2)} D_\epsilon. \quad (21.28)$$

Спектральный аппарат в целом характеризуется линейной дисперсией  $D_x$ , которая равна отношению расстояния  $dx$  между двумя длинами волн, соответствующими этим длинам, т.е.  $D_x = \frac{dx}{d\lambda}$ . Как видно, из рис. 40, линейная дисперсия спектрального аппарата, имеющего объектив с фокусным расстоянием  $f$ , связана с угловой дисперсией соотношением

$$D_x = \frac{dx}{d\lambda} = f \frac{d\epsilon}{d\lambda} = D_\epsilon \cdot f. \quad (21.29)$$

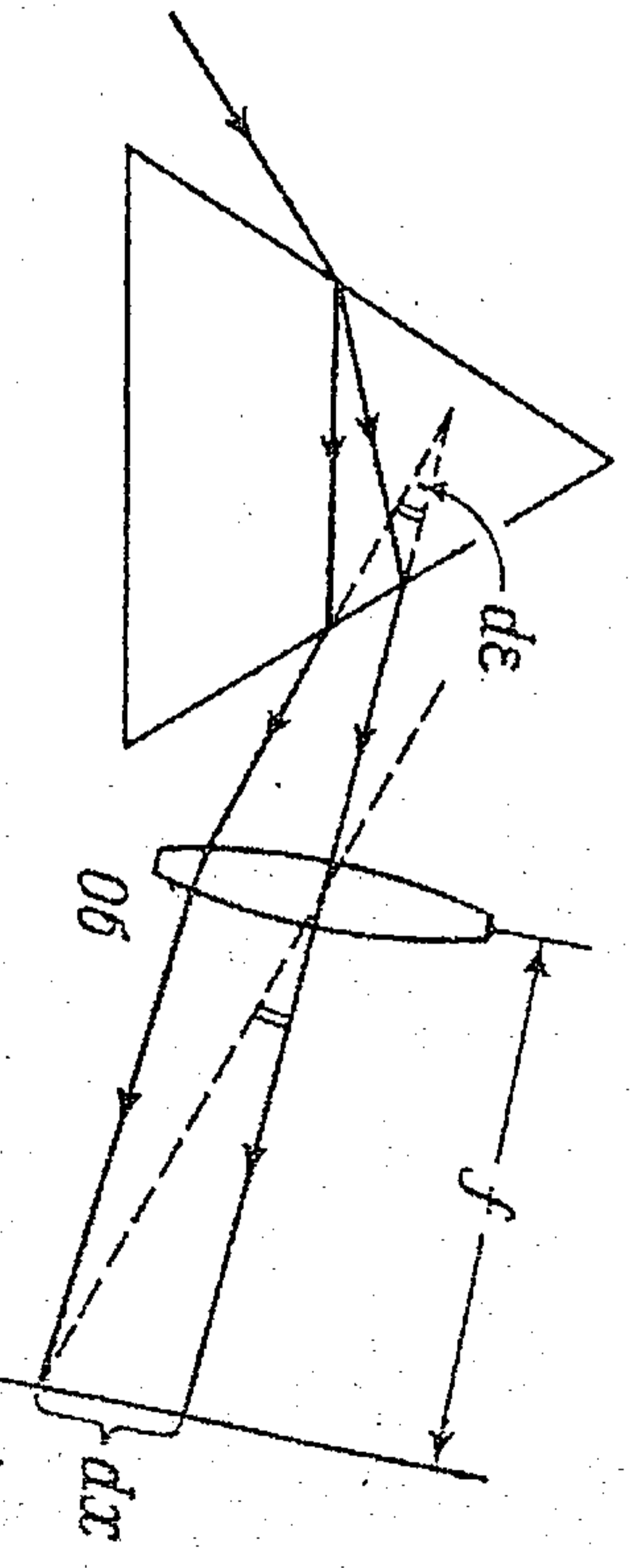


Рис. 40

Важной характеристикой призмы, как и любого другого спектрального устройства, является разрешающая сила (разрешающая способность). Разрешающей силой  $\mathcal{A}$  называется отношение наблюдаемой длины волны  $\lambda$  к той наименьшей разности  $\delta\lambda$  двух длин волн, которые еще могут быть разрешены с помощью данного устройства. Невозможно разрешить с помощью спектрального устройства двух близких



оперативных линий связана с наличием дифракции света. В случае призма дифракция возникает вследствие ограничения ширины пучка света, выходящего из призмы. Для луча, концы пучка которого в призме наименьшее отклонение, разрешающая сила призмы равна (см., напр., Р. В. П о л т а, Оптика и атомная физика, § 69, М., 1966 г.)

$$\mathcal{H} = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = D_n \ell, \quad (21.30)$$

где  $D_n$  - дисперсия вещества призмы,  $\ell$  - ширина грани, противоположной преломляющему ребру призмы ( $\ell = BC$  на рис. 37).

### В А Д А Ч А 210

#### ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРА АТОМАРНОГО ВОДОРОДА И КАЧЕСТВЕННЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Основание установки и. Установка состоит из источника света - неоновой и водородной ламп, размещенных внутри кожуха, гониометра ГС-5 или ГС-30 и призмы. Для качественного спектрального анализа используется гониометр ГС-30, расположенный на отдельном столе, газовая горелка, растворы солей и асбестовые фильтры. У с т р о й с т в о г о н и о м е т р а Г С - 5 и Г С - 30 имеет одинаковое принципиальное устройство, аналогичное расположению главных узлов, но отличается точностью измерений и способом отсчета углов. Общий вид гониометра изображен на рис. 41.

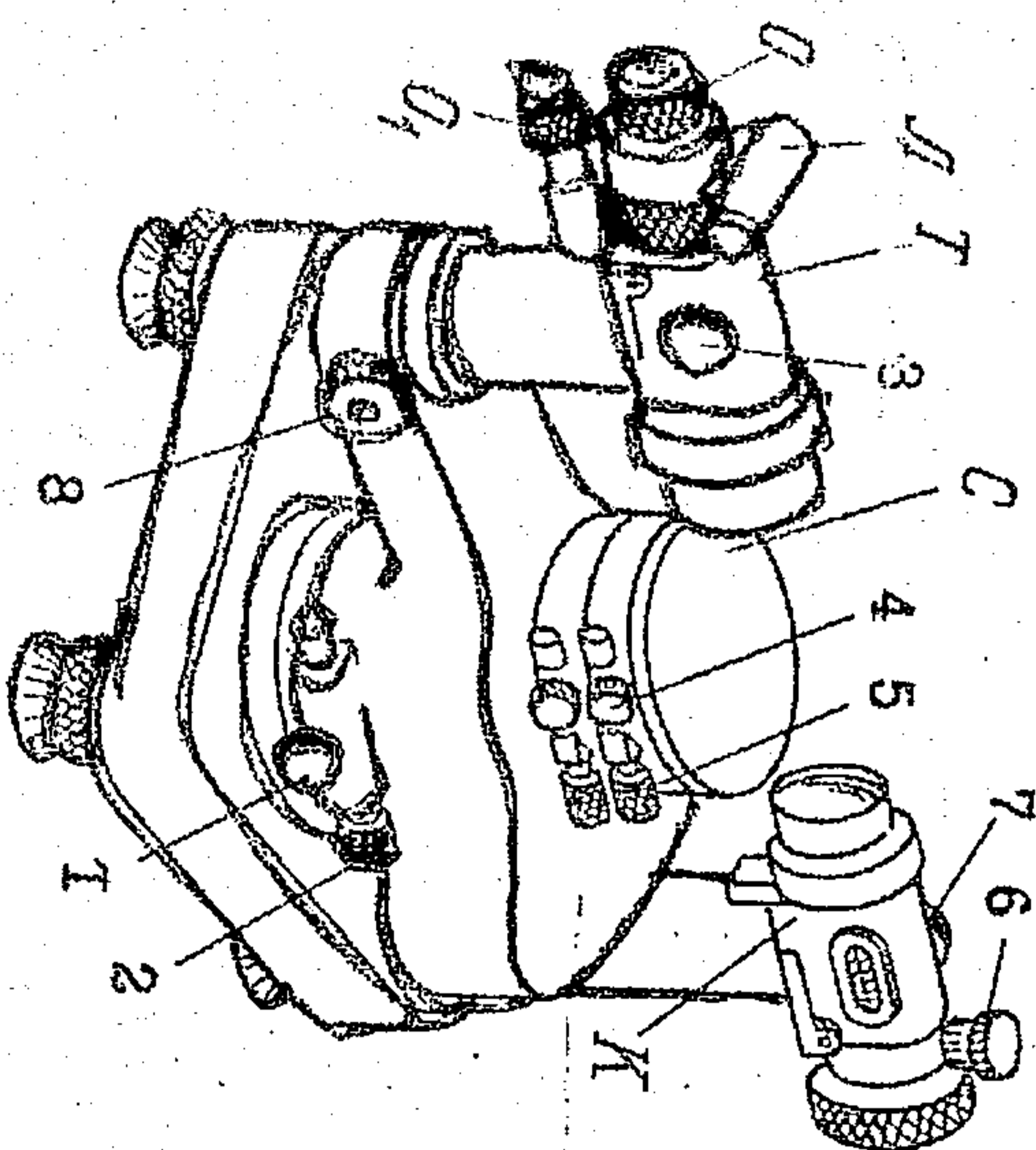


Рис. 41

Здесь  $K$  - коллиматор,  $T$  - зрительная труба,  $C$  - столбик, на котором помещается призма, закрытая кожухом (на рисунке кожух и призма не показаны). В поле зрения окуляра  $O$  трубы виден крест нитей, служащий для наводки трубы на линии спектра. Брашением оправы окуляра можно добиться четкого изображения креста. Подсветка креста производится лампочкой  $L$ . Труба наводится при освещении-

ном винта 1. Для точной наводки трубы следует вращать винт 2 при загнутом винте 1. Установка трубы на бесконечность производится вращением винта 3. Для этого нуль нониуса шкалы, расположенной на левой стороне трубы, совмещают с отметкой  $\infty$ . Столик можно поворачивать вокруг вертикальной оси вручную при освобожденном винте 4. Для главного поворота столика вращают винт 5 при загнутом винте 4. На обратном повороте столика света конце трубы коллиматора имеется педаль, шероховатой которой можно изменить положение винта 6. Положение педаль по отношению к объективу коллиматора можно менять, вращением винта 7. У гониометра ГС-5 имеется маховик 8 механизма отсчета углов.

### О т с ч е т у г л о в

Положение линии в спектре определяется углом, который составляет луч направленный вышедших из призмы лучей, соответствующих этой линии, с некоторым фиксированным направлением. Этот угол отсчитывается по шкалам, наведенным в окуляр  $O$ , с точностью до 1" в случае гониометра ГС-5 и до 30" в случае гониометра ГС-30. Отсчет осуществляется следующим образом. С помощью выключателя, расположенного слева на стенке прибора, выключают лампочку подсветки шкал (одновременно включается лампочка  $L$  подсветки креста нитей). Вращением оправы окуляра  $O$  добиваются четкого изображения шкал в поле зрения окуляра. Смотря в окуляр  $O$  зрительной трубы, устанавливают ее (руководясь вручную, точно - вращением винта 2) так, чтобы вертикальная нить креста совпала с надписанной линией. Далее отсчет по шкалам гониометра ГС-5 и ГС-30 производится различными способами.

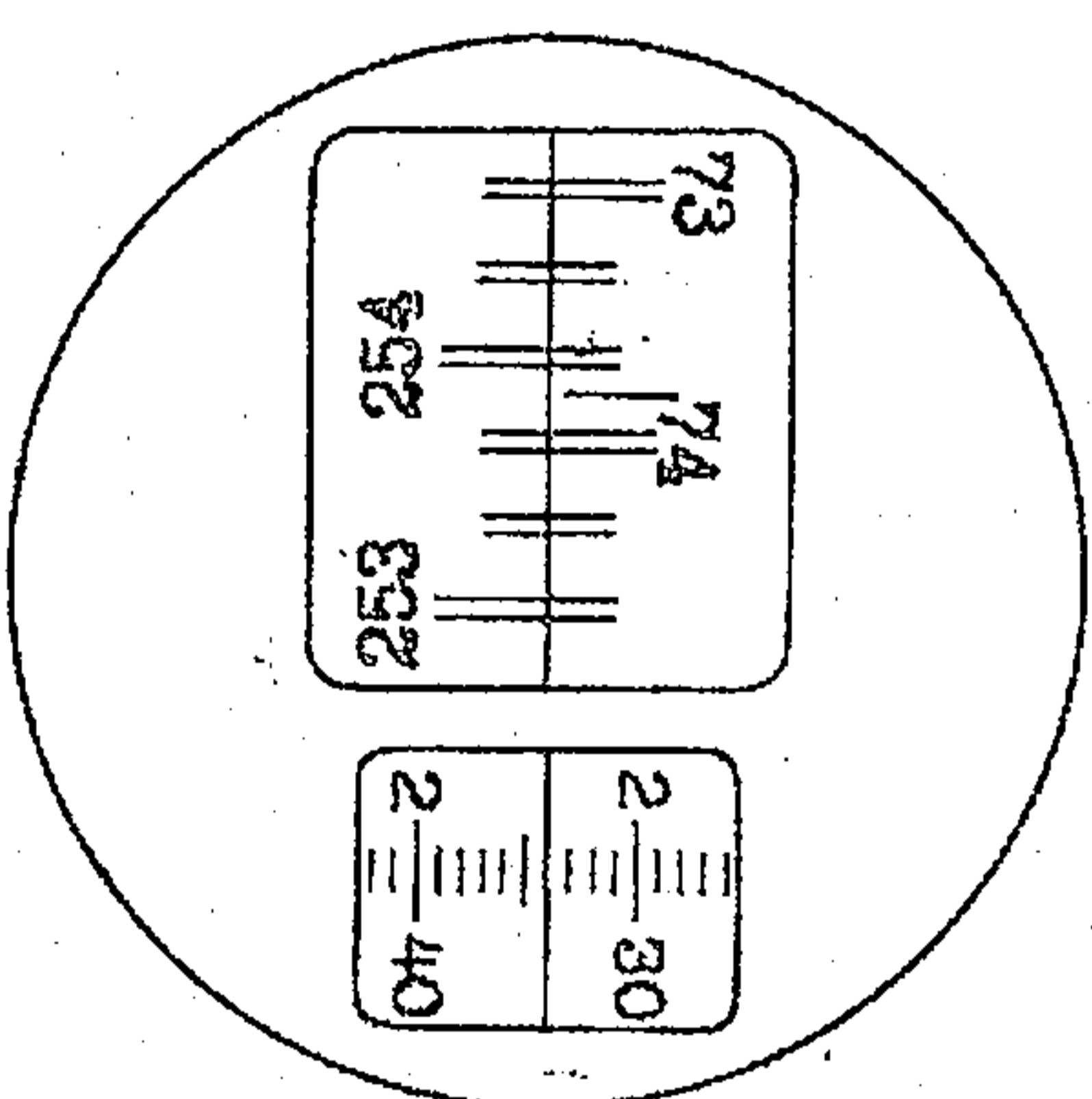


Рис. 42

Гониометр ГС-5. Смотря в окуляр  $O_1$ , вращают маховик 8 в ту или иную сторону до точного совмещения двойных штрихов верхней и нижней шкал левого окна (рис. 42). Число градусов определяется числом, стоящим на верхней шкале слева от неподвижного одиночного штриха (73 на рис. 42). На нижней шкале находится число, отличающееся от этого числа градусов на 180 (253 на рис. 42) и смотрит, сколько интервалов располагается между двойными штрихами, соответствующими этим числам (5 интервалов на рис. 42).



Это число интервалов дает число десятков минут. Число единиц минут определяется по шкале правого окна: оно равно числу в левом ряду, стоящему выше неподвижной горизонтальной черты (2 на рис. 42). Число секунд равно сумме числа, находящегося в правом ряду этой шкалы выше горизонтальной черты, и числа делений, заключенных между этим числом и горизонтальной чертой (34 на рис. 42). Таким образом, число, изображенному на рис. 42, соответствует отсчет  $73^{\circ}52'34''$ .

Тониометр ТС-30. В поле зрения окуляра  $O$ , видна неподвижная минутная шкала, помеченная числами от 0 до 60, и отдельные длинные штрихи градусной шкалы, перемещающиеся при вращении трубы (рис. 43).

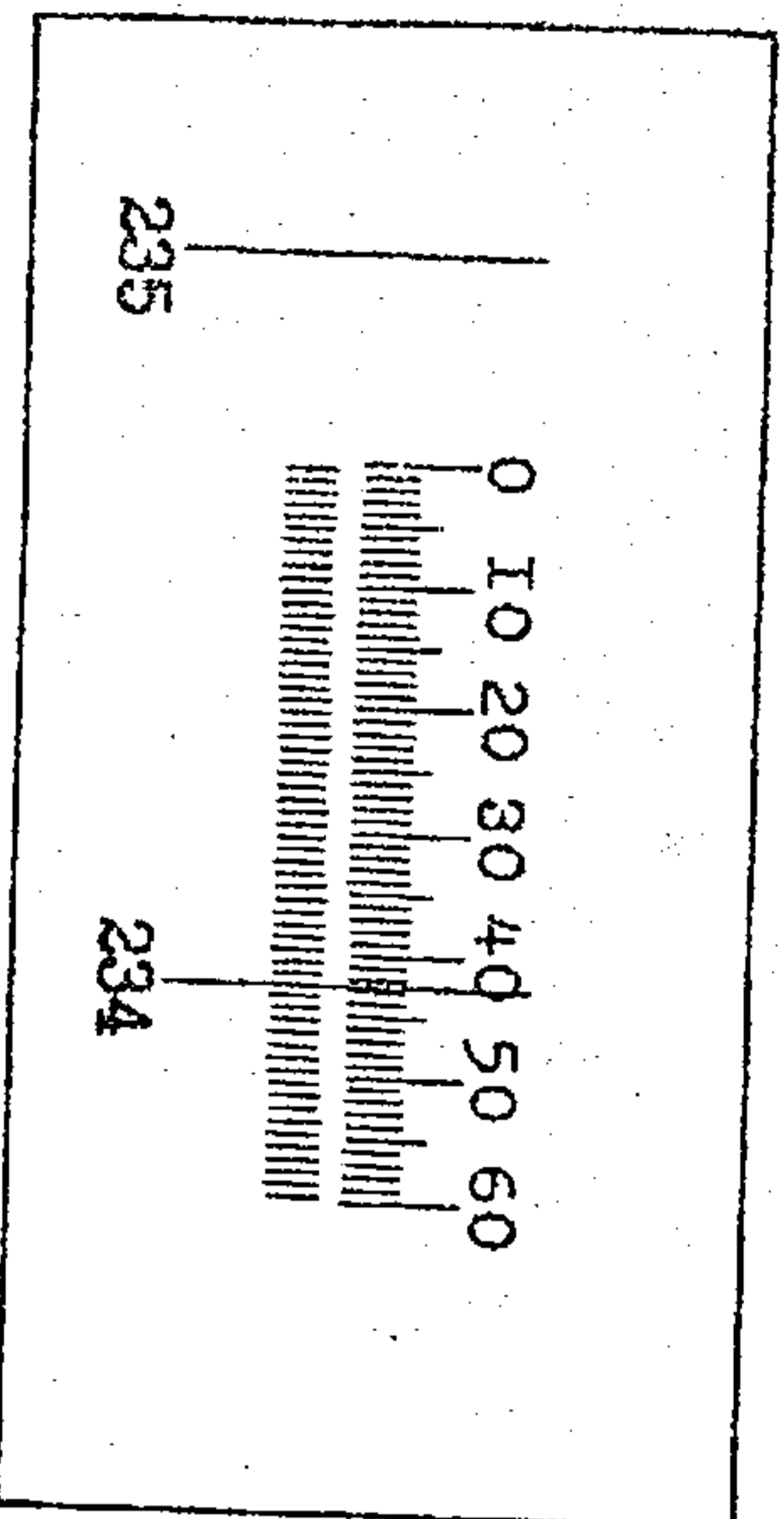


Рис. 43

размещены в нижнем ряду шкалы (на рис. 43 отсчет минут соответствует  $42'30''$ ).

#### П о д г о т о в к а к и з м е р е н и я м

Источником света при настройке прибора и измерениях у п р а ж н е н и я 1 служит неоновая лампа (лампа закрывает лабораторный!).

1. Включают полсветлу кресты нитей в поле зрения трубы и отсчетных шкал. Устанавливают трубу на бесконечность.

2. Освободив винт 4, вращают столлик с призмой вручную до тех пор, пока кошку не станет обращен к объективу коллиматора своим наименьшим вырезом. Закрепляют винт 4.

3. Находят в поле зрения трубы спектр неоновой лампы. Для этого, освободив винт 1 и одновременно наклонив в окуляр, поворачивают трубу вручную до тех пор, пока в поле зрения трубы не окажется наиболее яркая часть спектра. Затягивают винт 1.

4. Немного перемещая тониометр по столу так, чтобы световое пятно, создаваемое конденсорной линзой, вставленной в окошко кошку источника света, падало на щель коллиматора, добиваются макси-

мальной яркости линии спектра. Примечание: ширину щели винтом 6 изменить для увеличения яркости спектра не следует, так как она уже установлена для проведения измерений.

5. Установка щели в фокальной плоскости объектива коллиматора уже произведена. Однако, если линии спектра видны недостаточно четко, то с помощью винта 7 можно добиться более четкого изображения спектра.

#### Установка угла наименьшего отклонения

Для желтой линии спектра неона

1. Освободив винты 1 и 4, поворачивают трубу до тех пор, пока яркая желтая линия спектра не окажется у правого края поля зрения трубы. Поворачивают столлик так, чтобы эта линия оказалась у левого края поля зрения.

2. Проводят операцию повторения до тех пор, пока яркость столлика (при неподвижной трубе) не приведет к тому, что линия, нажав двигатель в поле зрения влево, дойдет до крайнего левого положения, а затем начнет двигаться вправо. Обнаружив это, столлик закрепляют винтом 4 при крайнем левом положении линии.

3. Вращением трубы устанавливают крест нитей на линию и закрепляют трубу винтом 1. С помощью винтов тонкой наводки 2 и 5 добиваются возможно более точного совпадения кресты с крайним левым положением линии в поле зрения трубы. Освобождают винт 1.

4. Винтом 3 производят окончательную фокусировку трубы.

#### У п р а ж н е н и е 1

Градуировка шкалы тониометра с помощью спектра неоновой лампы.

Определение угловой дисперсии и разрешающей силы призмы

На прилагаемой к задаче схеме изображены линии спектра неоновой лампы и указаны длины волн некоторых из них. Схему следует переписать в рабочую тетрадь.

1. Поворачивая трубу, рассматривают последовательно отдельные части спектра. Сравнивают изображение спектра на схеме со спектром, видимым в поле зрения трубы тониометра, обращая внимание на характерные группы линий. Откладывают линии спектра с линиями на схеме.

2. Производят отсчеты по шкале тониометра положения отклоненных линий спектра, начиная с его красной части. Записывают отсчеты в таблицу. Указывают длину волн тех линий, для которых длина волн приведена на схеме.



3. Строют градуировочный график (дисперсионную кривую), откладывая по оси абсцисс отсчитанные углы  $\varepsilon$  для линий, длины волн которых известны, а по оси ординат — длины волн  $\lambda$  этих линий в нанометрах.

4. Пользуясь дисперсионной кривой, находят длины волн линий, отмеченных на схеме вопросительным знаком, и записывают их около соответствующих линий на схеме.

5. Определяют угловую дисперсию призмы для желтой линии неона. Для этого проводят касательную к дисперсионной кривой в точке, соответствующей этой линии. Значение угловой дисперсии  $D_{\varepsilon} = \frac{\Delta \varepsilon}{\Delta \lambda}$  равно тангенсу угла наклона касательной к оси абсцисс; чтобы найти тангенс, строят прямоугольный треугольник, гипотенуза которого лежит на касательной, а катеты параллельны осям графика. Катет, направленный вдоль оси ординат, соответствует величине  $\Delta \varepsilon$ , которую следует выразить в радианах. Катет же, направленный вдоль оси абсцисс, соответствует величине  $\Delta \lambda$ , которая должна быть выражена в ангстремах ( $1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ см}$ ).

6. По формулам (21.28) и (21.30) вычисляют сначала дисперсию  $D_n$  вещества призмы, а затем ее разрешающую силу  $\sigma'$ . Преломляющий угол призмы  $\alpha = 60^\circ$ , а величина показателя преломления  $n$  ее вещества и ширина  $l$  грани, противоположной преломляющему ребру, указаны в таблице у каждого тоннометра.

У п р а ж н е н и е 2

#### Определение длин волн серии Балмера и вычисление постоянной Ридберга

В качестве источника света в этом упражнении используется водородная лампа, конструкция которой предусматривает диссоциацию молекул водорода на атомы при горении газового разряда и поглощении молекулярного водорода специальными поглотителями. В видимой части спектра лампы содержатся линии серии Балмера — красная, зеленая и фиолетовая. Их волновые числа определяются по формуле (21.3) при  $n = 3, 4$  и  $5$  соответственно.

1. Регистрируют по шкале тоннометра положение этих трех линий и при помощи дисперсионной кривой, построенной при выполнении упражнения 1, находят их длины волн  $\lambda_k, \lambda_3, \lambda_4$ .

2. Используя полученные значения  $\lambda_k$  и  $\lambda_3$  находят волновые числа  $N_k = 1/\lambda_k$  и  $N_3 = 1/\lambda_3$  красной и зеленой линий (в см<sup>-1</sup>). С помощью формулы (21.3) вычисляют постоянную Ридберга (как легко

видеть,  $R = \frac{36}{5} N_k$  и  $R = \frac{16}{3} N_3$ ). Определяют среднее значение постоянной Ридберга  $R_{\text{ср}}$ .

3. При помощи формулы (21.3), пользуясь найденным значением постоянной Ридберга, находят волновые числа  $N_{\text{ф}}$  фиолетовой линии, определяют ее длину волны  $\lambda_{\text{ф}}$  (в нм) и сравнивают это значение со значением, полученным в упражнении 1.

У п р а ж н е н и е 3

#### Спектральный анализ

1. Вносят в пламя газовой горелки асбестовый фитиль, смоченный в растворе  $\text{NaCl}$  и наблюдают в трубу тоннометра желтую линию в спектре натрия. Перемещением трубки совмещают крест нитей с этой линией и делают отсчет угла по шкале тоннометра.

2. Вносят в пламя поочередно фитили, смоченные в растворах известных солей ( $\text{LiCl}$ ,  $\text{BaCl}_2$ ,  $\text{SrCl}_2$ ,  $\text{CaCl}_2$  и др.) и измеряют по шкале тоннометра положение всех линий спектра каждой соли. При этом для каждой новой соли необходимо брать свежий фитиль, чтобы не загрязнить новый раствор прежней солью. Пользуясь градуировочной кривой, находят ее на столе воле тоннометра, определяют значение длины волны каждой линии.

3. Зарисовывают один под другим спектры каждой соли на миллиметровой бумаге (желательно цветными карандашами), на которую предварительно наносят шкалу делений, соответствующую длинам волн от 400 до 700 нм.

4. Вносят в пламя фитили, смоченные в растворе неизвестных солей, определяют положение спектральных линий, находят длины волн каждой линии и зарисовывают спектр под спектром известных солей. Сравнивая спектры известных солей со спектром исследуемого раствора, определяют его состав.

180 — 49