

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ**

**УЧРЕЖДЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ  
«БРЕСТСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

**КАФЕДРА ФИЗИКИ**

# **ФИЗИКА-III**

**Методические рекомендации  
для выполнения самостоятельной работы  
с индивидуальными домашними заданиями  
для студентов технических специальностей  
дневной и заочной форм обучения**

Брест 2023

Методические рекомендации «Физика III» являются продолжением оригинальной методической разработки кафедры физики для решения «Комплексных задач по физике». В «Физику I» вошли три первые комплексные задачи по разделу «Механика и молекулярная физика»: «Динамика поступательного и вращательного движения», «Динамика вращения и законы сохранения» и «Молекулярная физика». В «Физику II» вошли три комплексные задачи по разделу «Электричество и магнетизм»: «Электрическое поле в вакууме», «Постоянный электрический ток» и «Магнитное поле в вакууме». В «Физику III» входят три комплексные задачи по разделам «Геометрическая оптика», «Дифракция», «Поляризация». Методические указания позволяют студенту самостоятельно разобраться с решением той или иной задачи. Все задачи имеют индивидуальные задания.

Методические рекомендации предназначены для студентов технических специальностей дневной и заочной форм обучения, изучающих дисциплину «Физика».

Составители: А. А. Гладышук, доцент, канд. физ.-мат. наук;

Т. Л. Кушнер, доцент, канд. физ.-мат. наук, заведующий кафедрой физики;

О. Ф. Савчук, старший преподаватель

Рецензент: А. В. Демидчик, доцент, канд. физ.-мат. наук; заведующий кафедрой общей и теоретической физики учреждения образования «Брестский государственный университет им. А. С. Пушкина»

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение .....	4
Задача 7. Геометрическая оптика. Построение в тонких линзах .....	6
Численные данные к задаче 7 «Геометрическая оптика. Построение в тонких линзах» .....	16
Задача 8. Дифракция света. Метод зон Френеля.....	18
Численные данные к задаче 8 «Дифракция света. Метод зон Френеля» .....	33
Задача 9. Поляризация света. ....	34
Численные данные к задаче 9 «Поляризация света» .....	43
Список литературы.....	45

## ВВЕДЕНИЕ

Общепризнана роль задач как фактора, в решающей мере, влияющего на степень активного усвоения программного материала, потенциальные возможности его применения в последующей профессиональной деятельности инженера, и обеспечивающего актуализацию знаний по физике. Реализация этой роли в качестве важного исходного элемента предполагает рациональный подбор задач. Анализ существующих сборников задач по физике показывает, что по курсу физики технических университетов имеется примерно 700 задач, исчерпывающих содержание этого курса в фактическом и идейном плане и реализующих нетривиальное взаимодействие идей и подходов, что составляет примерно 10 % от общего числа различных задач во всей имеющейся учебной литературе. Однако не все из этих задач являются одинаково важными в плане реализации вышеуказанной роли. Можно выделить примерно 200 задач, решение которых представляется совершенно необходимым, что составляет около 10 задач на одну тему курса. Однако указанное число задач явно превышает возможности студента, поэтому в большинстве технических университетах количество решаемых задач значительно меньше со всеми вытекающими из этого последствиями. Ситуация осложняется также и тем, что по многим причинам представляется совершенно необходимой индивидуализация заданий.

В качестве одной из возможных альтернатив предлагается использование комплексных задач. Это задачи, в которых на едином материале рассматривается весь комплекс вопросов и идей достаточно большой темы курса. Существенной частью комплексных задач является надлежаще подобранный и организованный графический материал в виде схем, диаграмм, рисунков и т. д. Любое задание имеет до 100 вариантов. Каждый вариант включает 7–10 задач, решение которых требует ясного понимания основного материала темы, дает возможность отработать методику применения основных законов, сформировать общее представление о характере задач, решаемых в данном разделе, и фиксирует внимание студентов на узловых вопросах и типичных моментах взаимодействия идей и представлений раздела.

Универсальность комплексных задач позволяет использовать их не только для обучения, но и как материал для контроля полученных знаний. Методически обсуждение комплексных задач со студентами на практических занятиях несколько отличается от традиционно принятой формы и требует от преподавателя разумной импровизации. Как правило, студентом комплексная задача, как единое целое, не решается. Преподаватель разбивает условно всю комплексную задачу на блоки, каждый из которых представляет собой микрозадачу, объединенную с другими общим условием и темой. Внутри блока преподаватель может по своему усмотрению и в зависимости от исходной подготовки студентов варьировать материал, менять методику решения и т. д., но на выходе он получает результат, который логически связан с последующими блоками-задачами

и используется дальше как необходимое условие. Для закрепления навыков студенты получают промежуточные задания, имитирующие задачи-блоки, что позволяет им разобраться самостоятельно в тонкостях приемов решения и вычисления. По завершении изучения темы каждому студенту выдается индивидуальное численное и графическое задание, которое является его обязательным домашним заданием. Следует отметить, что такой подход решает еще одну важную проблему: организацию индивидуальных занятий студентов под руководством преподавателя.

Количество комплексных задач, предлагаемых студентам в семестре, определяется изучаемыми разделами физики, а объем заданий в комплексной задаче варьируется в зависимости от числа часов, отводимых на изучение соответствующих тем.

*Н. И. Чопчиц*

## ЗАДАЧА 7. ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА. ПОСТРОЕНИЕ В ТОНКИХ ЛИНЗАХ

**Условие:** Оптическая система состоит из сферических двояковыпуклой и двояковогнутой линз и плоскопараллельной круглой стеклянной пластинки.

Цифрой **1** обозначена двояковыпуклая (собирающая) сферическая линза из стекла с показателем преломления  $n = 1,5$  и радиусами ограничивающих линзу сфер  $R_1$  (слева) и  $1,2R_1$  (справа).

Цифрой **2** обозначена аналогичная двояковыпуклая (собирающая) сферическая линза из стекла с тем же показателем преломления и радиусами ограничивающих сфер  $R_2$  и  $\frac{2}{3}R_2$ .

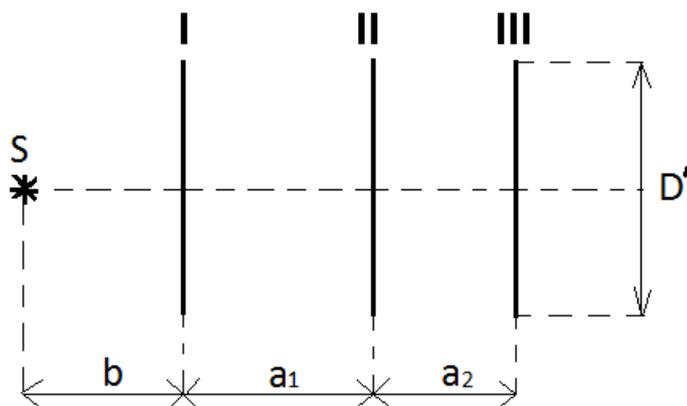
Цифрой **3** обозначена двояковогнутая (рассеивающая) сферическая линза из стекла с тем же показателем преломления и радиусами ограничивающих поверхностей  $R_3$  (слева) и  $0,8R_3$  (справа).

Цифрой **4** обозначена аналогичная двояковогнутая (рассеивающая) сферическая линза из стекла с тем же показателем преломления и радиусами ограничивающих поверхностей  $R_4$  и  $1,25R_4$ .

Цифрой **5** обозначена круглая плоскопараллельная пластинка толщиной  $h$  из стекла с тем же показателем преломления.

Диаметры всех элементов оптической системы одинаковы и равны  $D'$ . Расстояние между отдельными элементами равны  $a_1$  и  $a_2$ .

На оси симметрии оптической системы слева находится точечный источник  $S$ , расстояние от которого до крайнего левого элемента системы равно  $b$ .



*Рисунок 7.0 – Расположение элементов системы*

Нарисовав свой рисунок, состоящий из трёх элементов оптической системы (см. таблицы 7.1 и 7.2), выполните следующие задания:

**Задание 1:** Вычислите фокусные расстояния  $F$  и оптические силы  $D$  для указанных сферических линз системы согласно вашему индивидуальному заданию.

**Примечание 7.1.** Вычисление фокусного расстояния линзы  $F$  и оптической силы линзы  $D$  выполняется с помощью исходной формулы для тонких линз:

$$D = \frac{1}{F} = \left( \frac{n_{\text{линзы}}}{n_{\text{среды}}} - 1 \right) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (7.1)$$

где  $D$  – оптическая сила линзы,  $F$  – фокусное расстояние линзы,  $n_{\text{линзы}}$  – абсолютный показатель преломления линзы,  $n_{\text{среды}}$  – абсолютный показатель преломления среды,  $R_1$  – радиус кривизны сферической поверхности, на которую падает свет,  $R_2$  – радиус кривизны сферической поверхности, из которой свет выходит.

**Примечание 7.2.** Фокусным расстоянием  $F$  тонкой линзы является расстояние между оптическим центром линзы (т.  $O$ ) и главным фокусом линзы (т.  $F$ ), то есть  $F = OF$  (в метрах).

Оптический центр линзы (т.  $O$ ) – это точка, принадлежащая линзе или находящаяся вне её, проходя через которую свет не преломляется.

Главный фокус линзы (т.  $F$ ) – это точка, которая находится на главной оптической оси линзы (главная оптическая ось перпендикулярна плоскости линзы), в которой сходится (фокусируется) свет, падающий на линзу параллельно главной оптической оси. Эту точку практически можно увидеть, если обычную собирающую линзу поставить перпендикулярно падающим от Солнца лучам.

**Примечание 7.3.** Абсолютный показатель преломления света в оптически прозрачной среде  $n_{\text{абс}}$  равен отношению скорости света в вакууме  $c$  к скорости света в данной среде  $v$ . Поэтому

$$n_{\text{абс}} = \frac{c}{v} > 1. \quad (7.2)$$

То есть абсолютный показатель преломления показывает во сколько раз скорость света в вакууме больше скорости света в данной среде.

Относительный показатель преломления равен отношению абсолютного показателя среды, куда свет проходит, к абсолютному показателю среды, откуда свет идет, то есть в нашем случае:

$$n_{\text{отн}} = \frac{n_{\text{линзы}}}{n_{\text{воздуха}}}. \quad (7.3)$$

Так как абсолютные показатели линзы и воздуха соответственно равны

$$n_{\text{линзы}} = \frac{c}{v_{\text{линзы}}} \quad \text{и} \quad n_{\text{воздуха}} = \frac{c}{v_{\text{воздуха}}}, \quad \text{то}$$

$$n_{\text{отн}} = \frac{v_{\text{воздуха}}}{v_{\text{линзы}}},$$

то есть  $n_{\text{отн}}$  равен отношению скорости света откуда свет падает к скорости света в среде, куда свет проходит.

Так как скорость света в воздухе можно принять приблизительно равной скорости света в вакууме, то в большинстве случаев при переходе света из воздуха в оптически прозрачную среду, абсолютный показатель последней может быть принят и за относительный.

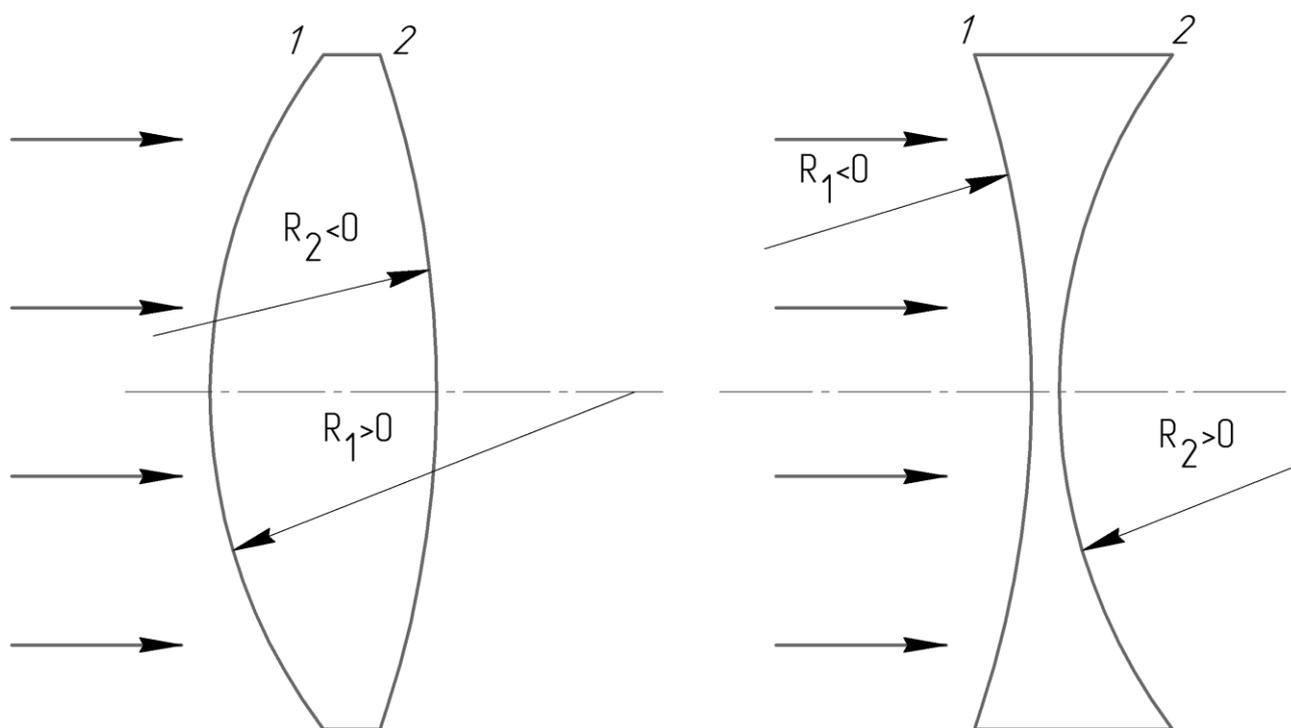
Заметим, что если свет выходит из более плотной оптической среды, например, из воды в воздух, то относительный показатель в этом случае будет меньше единицы, что в результате приводит к явлению полного внутреннего отражения.

Тогда формулу для тонкой линзы в воздухе (тонкими называют линзы, когда их диаметры значительно превышают толщину линзы) можно переписать:

$$D = \frac{1}{F} = (n_{\text{линзы}} - 1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (7.4)$$

где  $n_{\text{линзы}}$  – показатель преломления стекла, из которого изготовлена линза,  
 $R_1$  – радиус кривизны поверхности линзы, на которую свет падает,  
 $R_2$  – радиус кривизны поверхности линзы, из которой свет выходит.

#### Примечание 7.4



*Рисунок 7.0a – Правило знаков для сферических линз*

Если поверхность линзы выпуклостью обращена к падающему свету, то её радиус кривизны в формуле линзы (7.4) считается положительным.

Если поверхность линзы вогнутостью обращена к падающему свету, то её радиус кривизны считается отрицательным.

Используя формулу (7.4) примечания 7.3 вычислите фокусные расстояния линз (в метрах) для своего варианта и их оптические силы (в диоптриях;  $[D] = \frac{1}{m} = 1 \text{ дптр}$ ).

**Примечание 7.5.** У собирающей линзы (двояковыпуклой) фокусное расстояние всегда действительное, то есть предмет и фокус находятся по разные стороны линзы, поэтому значение фокусного расстояния получаем со знаком "+".

У рассеивающей линзы (двояковогнутой) фокусное расстояние всегда мнимое, то есть предмет и фокус находятся с одной стороны линзы, поэтому значение фокусного расстояния получаем со знаком "-".

**Задание 2:** Найдите положение изображения точечного источника света  $S$ , расположенного на главной оптической оси, в оптической системе, состоящей из трёх элементов, указав расстояние от крайнего правого элемента, то есть находящегося последним в системе, до полученного изображения. Укажите тип изображения (мнимое, действительное) и схематично на рисунке покажите его положение.

Выполнение этого задания разобьём условно на три этапа  $a, b, c$ . При этом найденное положение изображения в  $a$ , является исходным для  $b$ , соответственно в  $b$  – исходным для третьего, последнего этапа  $c$  (см. примечание 7.13).

**Примечание 7.6.** Понятие геометрического луча. Луч используется при построении изображений в линзах и других оптических объектах. Это абстрактное понятие, за которое принимают линию в направлении распространения света условно при  $\lambda \rightarrow 0$ . Другими словами, никаких лучей в природе нет, в природе есть световые электромагнитные волны, длина которых вполне определённая. Для построения изображений используют удобную модель геометрического луча или просто луча света, который позволяет быстро построить изображение, получаемое в той или иной оптической системе.

**Примечание 7.7.** Правила построения изображений в тонких линзах.

1) Если световой луч падает на линзу параллельно главной оптической оси, то после преломления в линзе он пройдет через главный фокус линзы т.  $F$ .

2) Если световой луч падает на линзу под произвольным углом, то после преломления в линзе луч пройдет через точку, расположенную в фокальной плоскости линзы, которую часто называют вспомогательным фокусом (т.  $F'$ ).

Фокальная плоскость – это плоскость перпендикулярная главной оптической оси линзы и проходящая через главный фокус линзы (т.  $F$ ).

Вспомогательный фокус (т.  $F'$ ) для данного случая находится пересечением вспомогательной оптической оси, которая параллельна падающему на линзу лучу и проходит через оптический центр линзы (т.  $O$ ).

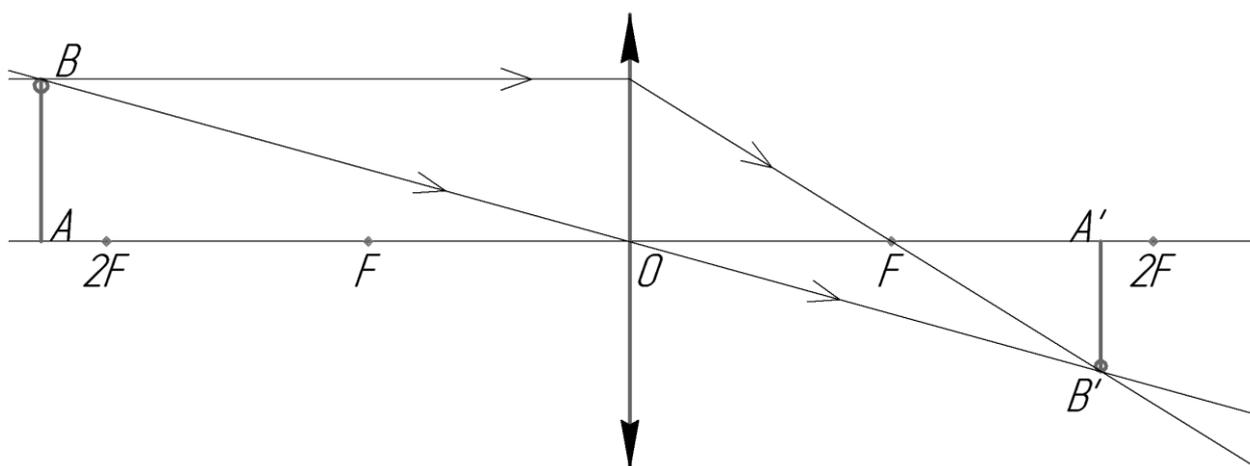
3) Если световой луч проходит через оптический центр линзы (т.  $O$ ), то в этом случае он проходит через линзу не преломляясь.

4) Если световой луч падает на линзу под углом, проходя через главный фокус (т.  $F$ ), то преломившись в линзе, луч будет идти параллельно главной оптической оси.

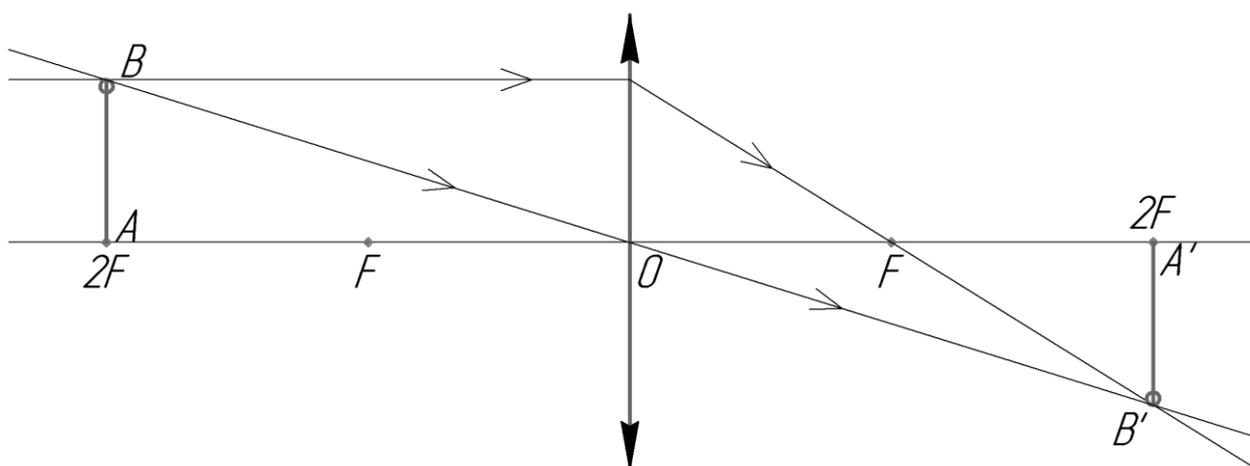
**Примечание 7.8. Построение изображений в собирающей линзе.**

В собирающей (двояковыпуклой линзе) различают 5 случаев расположения предмета по отношению к линзе:

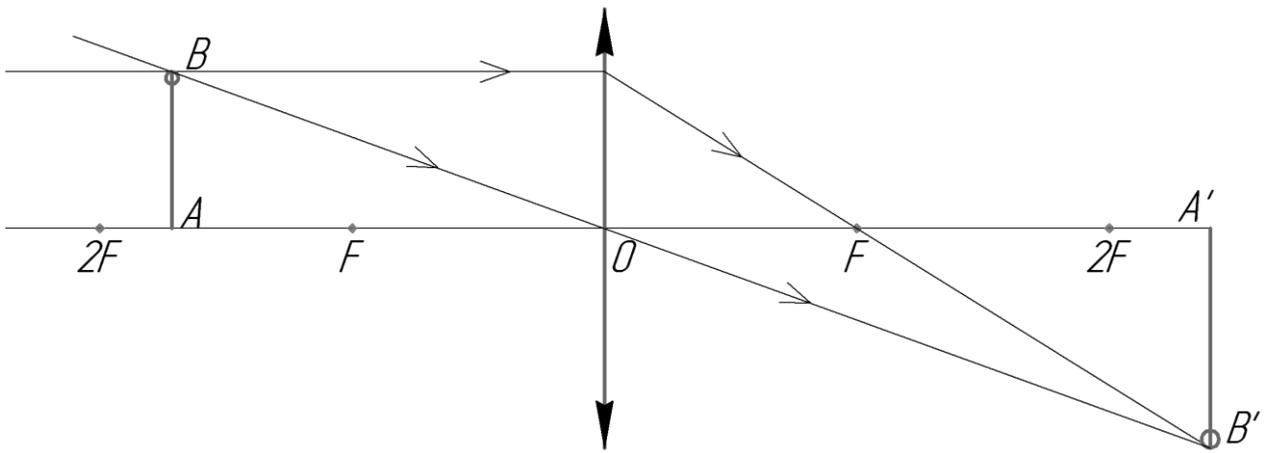
- 1) на расстоянии, большем двух фокусных;
- 2) на расстоянии, равном двум фокусным;
- 3) на расстоянии, меньшем двух фокусного, но больше фокусного;
- 4) на расстоянии, равном фокусному;
- 5) на расстоянии, меньшем фокусного.



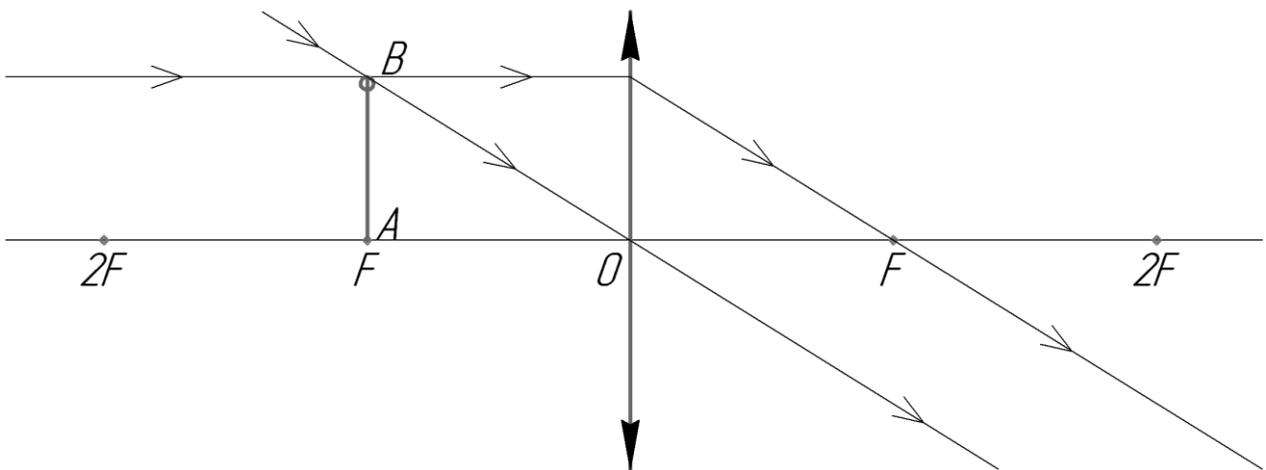
1) Изображение  $A'B'$  действительное, перевернутое, уменьшенное.



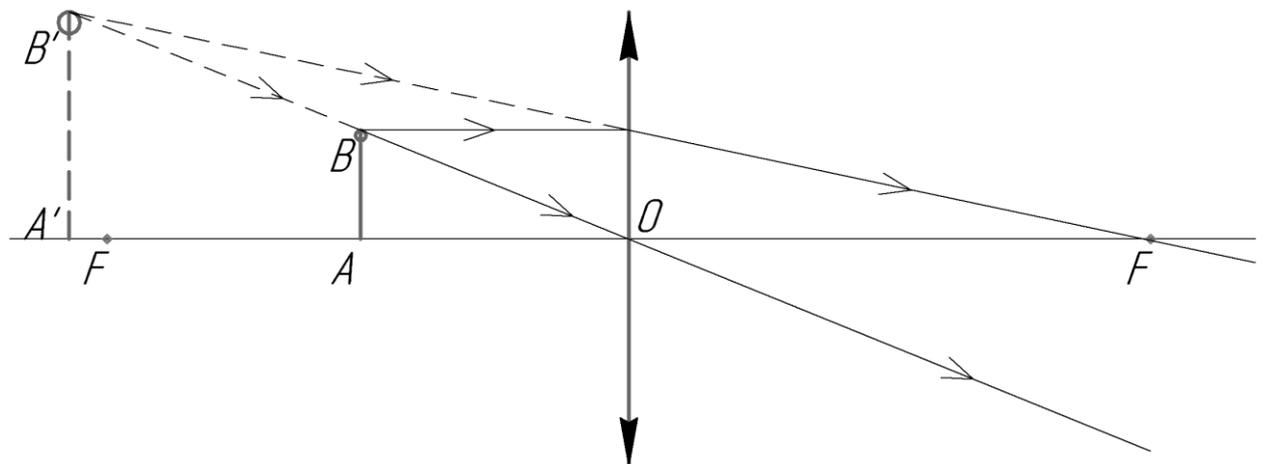
2) Изображение  $A'B'$  действительное, перевернутое, равное по величине  $AB$  и находящееся на расстоянии  $2F$  от линзы.



3) Изображение  $A'B'$  действительное, перевернутое, увеличенное.

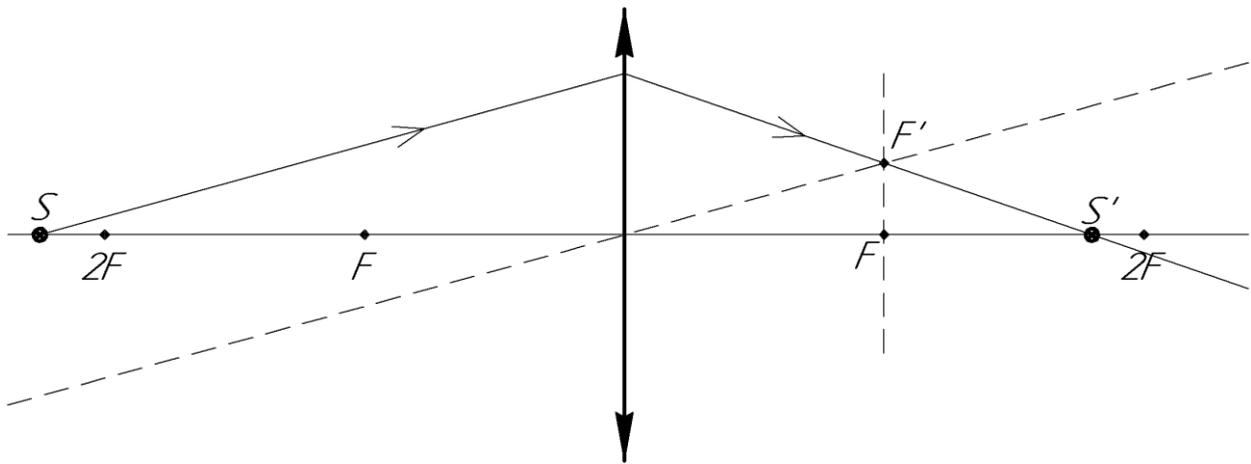


4) Изображение получается удаленным на бесконечность, так как лучи, построенные после преломления в линзе, оказываются параллельными друг другу.



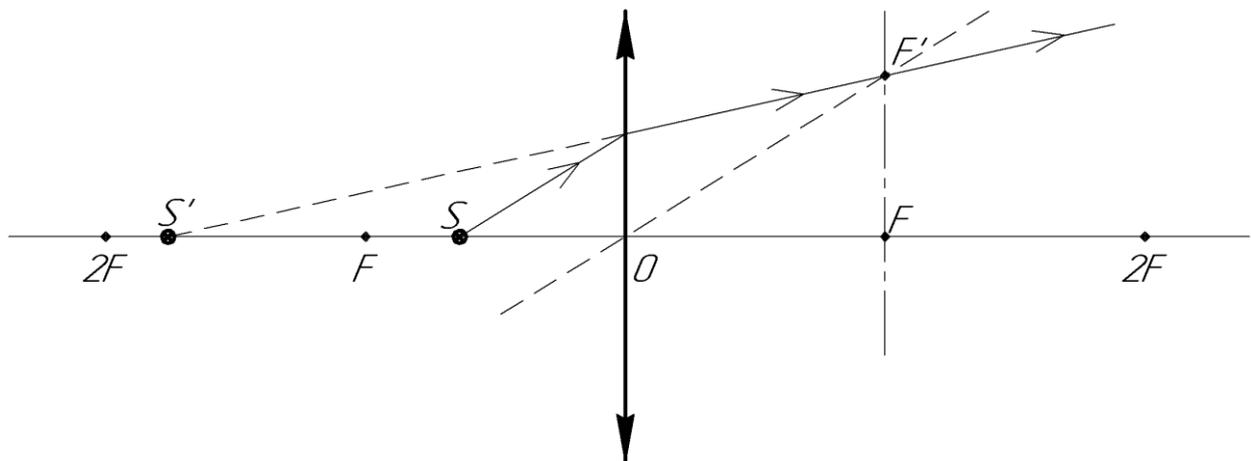
5) Изображение  $A'B'$  мнимое (по одну сторону от линзы с объектом  $AB$ ), прямое, увеличенное.

**Примечание 7.9.** Построение изображения для точки  $S$  (точечный источник света), расположенной на главной оптической оси.

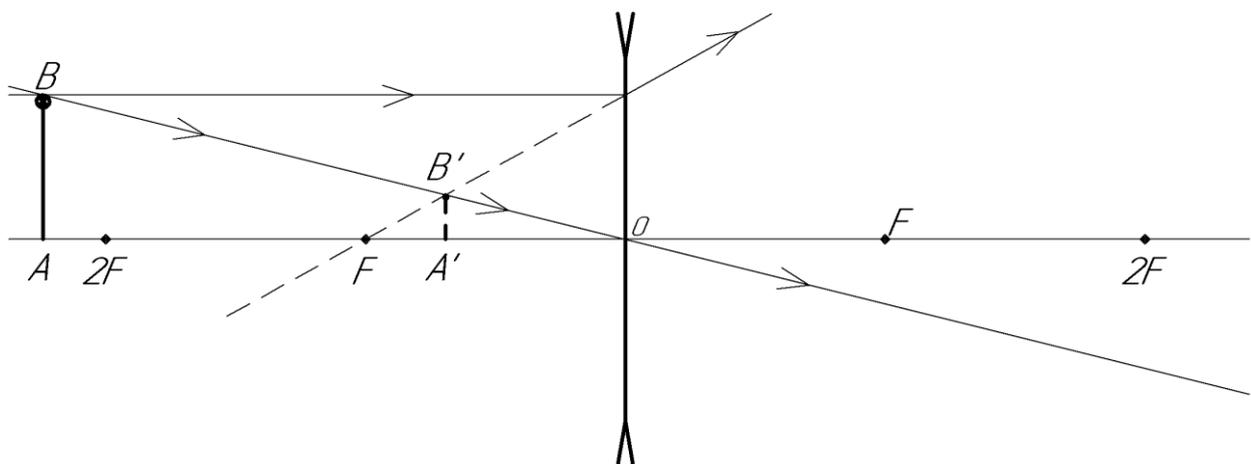


Если точечный источник света  $S$  расположен на расстоянии больше фокусного, то его изображение на главной оптической оси будет действительным (случаи 1, 2, 3).

Для случая 4 изображение источника  $S'$  получаем на бесконечном удалении. Для случая 5 изображение  $S'$  будет мнимым (см. рисунок ниже).

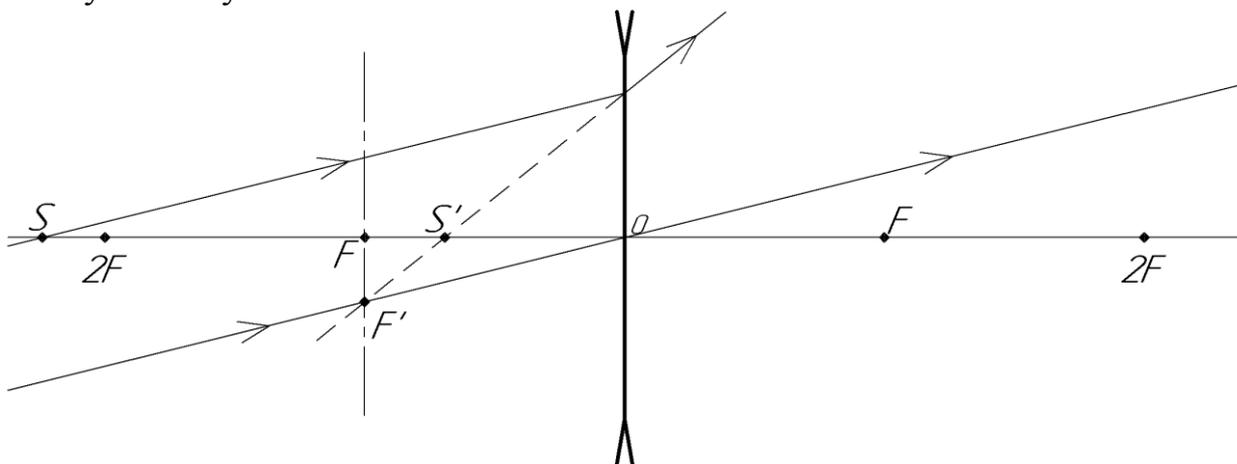


**Примечание 7.10.** Построение изображения в тонкой рассеивающей линзе



Так как фокус в рассеивающей линзе является мнимым, то есть расположен от линзы по одну сторону с объектом  $AB$ , то в этом случае изображение объекта  $A'B'$  будет мнимым, прямым, уменьшенным и не зависит от расположения объекта по отношению к линзе.

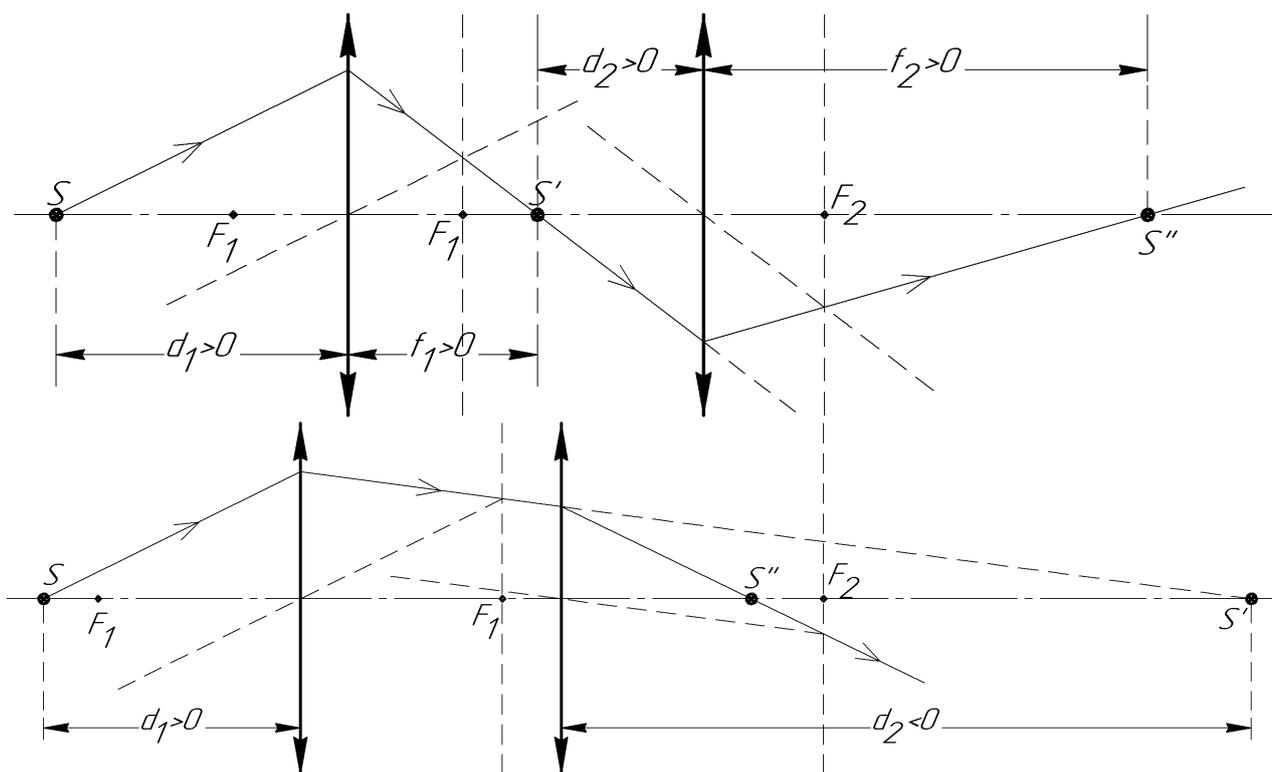
Для точечного источника  $S$ , расположенного на главной оптической оси, в этом случае получаем:



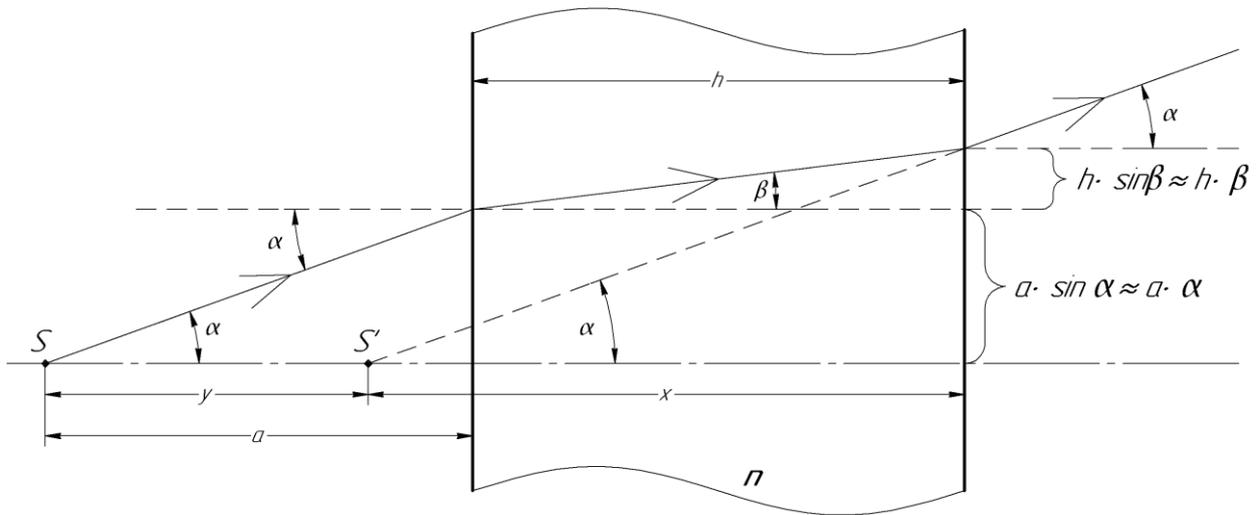
**Примечание 7.11.** Формула тонкой линзы позволяет вычислить расстояние  $f$  от линзы до изображения точечного источника  $S'$ :

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}, \quad (7.5)$$

где  $F$  – фокусное расстояние линзы  $OF$ , для собирающей линзы  $F > 0$ , для рассеивающей  $F < 0$ ;  $d$  – расстояние от точечного источника до линзы, для мнимого источника  $d < 0$  (при условии, что на линзу падает сходящийся пучок),  $d > 0$  для действительного источника (на линзу падает расходящийся пучок);  $f$  – расстояние от изображения до линзы, для действительного изображения  $f > 0$ , для мнимого изображения  $f < 0$ .



**Примечание 7.12.** Построение изображения точечного источника  $S$  в плоско-параллельной прозрачной пластинке



Так как диаметр зрачка глаза примерно равен 5 мм, то все лучи, попадающие в зрачок, расположены близко друг к другу, это случай параксиальных лучей (параксиальные лучи – лучи, идущие близко друг к другу). В свою очередь здесь рассматривается только стигматическое изображение, то есть все лучи от точечного источника  $S$  после прохождения пластины должны пересечься в одной точке.

Для малых углов  $\alpha$  (угол падения на пластинку)  $\sin \alpha \approx \operatorname{tg} \alpha \approx \alpha$  (в радианах). Из рисунка следует, что

$$\operatorname{tg} \alpha \approx \alpha = \frac{a \cdot \sin \alpha + h \cdot \sin \beta}{x} = \frac{a \cdot \alpha + h \cdot \beta}{x},$$

где  $h$  – толщина прозрачной плоскопараллельной пластинки;  $a$  – расстояние от точечного источника  $S$  до пластинки;  $\alpha$  – угол падения луча на пластинку;  $\beta$  – угол преломления луча в пластинке;  $x$  – расстояние от противоположной плоскости пластинки до изображения  $S'$  точечного источника света на главной оптической оси;  $n$  – показатель преломления материала пластинки;  $y$  – расстояние, на которое стеклянная пластинка приблизила изображение точечного источника  $S$ .

Из закона преломления

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n,$$

получаем

$$\frac{\alpha}{\beta} \approx n,$$

откуда

$$\beta \approx \frac{\alpha}{n}.$$

Тогда

$$\alpha = \frac{a \cdot \alpha + h \cdot \frac{\alpha}{n}}{x} = \frac{\alpha \left( a + \frac{h}{n} \right)}{x},$$

откуда

$$x = a + \frac{h}{n}.$$

В свою очередь стеклянная пластинка приближает к глазу точечный источник  $S$  на расстояние  $y = a + h - x$ .

Тогда

$$y = a + h - a - \frac{h}{n} = h \frac{n - 1}{n}. \quad (7.6)$$

Пользуясь примечаниями 7.6–7.12, постройте вначале изображение точечного источника света  $S'$  в ближайшем к нему оптическом элементе, расположенном справа от источника  $S$ .

Если это была линза, то используя формулу (7.5), вычислите  $f$ .

**Примечание 7.13.** Положение изображения источника  $S'$  используйте как новое положение для построения его изображения  $S''$  во втором оптическом элементе, где также с помощью формулы (7.5) или (7.6) в зависимости от того, какой второй элемент по вашему условию пластинка или линза, находится его новое положение, которое будет являться исходным для третьего элемента оптической системы, в котором необходимо также построить его изображение  $S'''$ .

Определив положение изображения  $S'''$ , используя формулу (7.5) или (7.6), укажите на рисунке положение  $S'''$  и его расстояние от крайнего (третьего) правого элемента оптической системы, укажите также тип изображения (мнимое или действительное).

Схематично на рисунке для вашей оптической системы изобразите положение элементов системы и полученные изображения  $S'$ ,  $S''$  и  $S'''$ .

**Задание 3:** На расстоянии  $l$  правее крайнего (третьего по счету) элемента оптической системы перпендикулярно главной оптической оси установлен экран (экран располагается правее крайнего элемента). Зная диаметр  $D'$  всех элементов оптической системы, найдите диаметр светового пятна на экране.

Все построения сопровождаются рисунками и краткими пояснениями.

**ЧИСЛЕННЫЕ ДАННЫЕ К ЗАДАЧЕ 7 «ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИКА.  
ПОСТРОЕНИЕ В ТОНКИХ ЛИНЗАХ»**

Таблица 7.1 – Исходные данные для оптической системы

№	Порядок следования элементов			$b, м$	$a_1, м$	$a_2, м$	$h, см$	$D', мм$	$l, см$
	<i>I</i>	<i>II</i>	<i>III</i>						
1	1	3	5	0,25	0,61	0,05	1,5	20	10
2	5	4	1	0,04	0,10	0,85	2,0	21	15
3	3	5	4	0,20	0,45	0,34	1,8	22	20
4	5	2	3	0,08	0,53	0,12	1,7	23	25
5	2	4	5	0,12	0,23	0,07	2,1	24	30
6	5	1	2	0,16	0,05	0,75	1,6	25	12
7	1	5	4	0,18	0,07	0,60	2,2	26	16
8	2	3	5	0,22	0,60	0,08	1,9	27	20
9	5	4	3	0,07	0,49	0,80	1,5	28	24
10	4	1	5	0,24	0,55	0,15	2,1	29	28
11	3	5	1	0,21	0,09	0,72	1,7	20	15
12	5	2	4	0,14	0,78	0,56	2,0	21	25
13	2	1	5	0,27	0,64	0,11	1,9	22	10
14	4	5	2	0,29	0,40	0,88	2,1	23	16
15	1	4	5	0,31	0,58	0,09	1,6	24	20
16	3	5	2	0,25	0,11	0,67	2,0	25	30
17	5	3	1	0,03	0,43	0,32	1,8	26	24
18	4	2	5	0,17	0,84	0,10	2,2	27	15
19	5	1	3	0,05	0,18	0,44	1,9	28	18
20	5	3	2	0,09	0,48	0,59	1,5	29	10
21	3	4	5	0,32	0,56	0,04	1,8	20	25
22	1	5	3	0,30	0,03	0,61	2,0	21	30
23	2	5	4	0,35	0,14	0,70	1,6	22	16
24	3	2	5	0,15	0,43	0,03	2,1	23	20
25	4	5	1	0,20	0,36	0,92	1,5	24	15
26	5	4	2	0,22	0,79	0,02	2,2	25	28
27	1	5	2	0,28	0,81	0,16	1,6	26	14
28	5	1	4	0,02	0,69	0,93	1,9	27	24
29	2	5	3	0,18	0,08	0,53	1,7	28	30
30	3	1	5	0,31	0,94	0,12	2,0	29	18

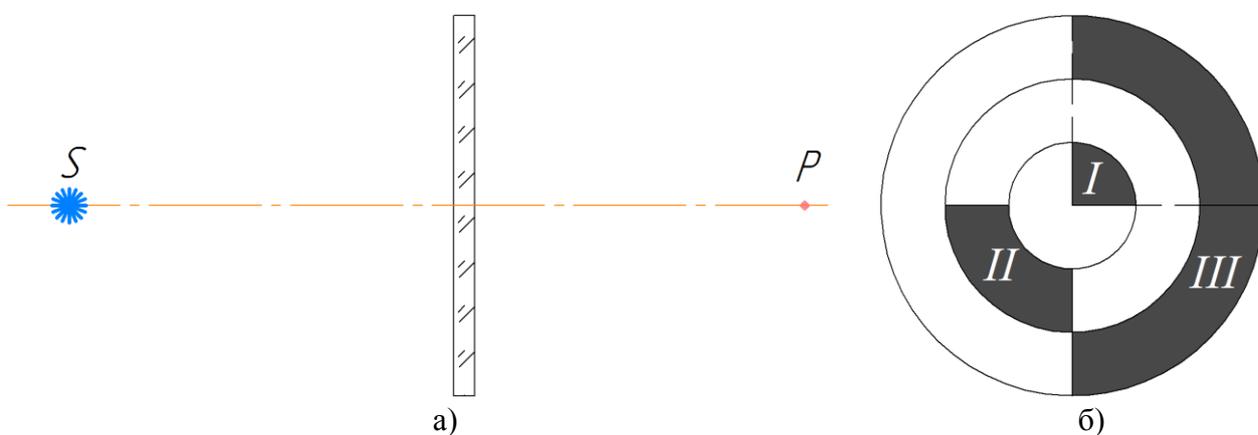
Таблица 7.2 – Исходные данные для линз

№	<i>Линза 1</i>	<i>Линза 2</i>	<i>Линза 3</i>	<i>Линза 4</i>
	<i>R<sub>1</sub>, м</i>	<i>R<sub>2</sub>, м</i>	<i>R<sub>3</sub>, м</i>	<i>R<sub>4</sub>, м</i>
1	0,80	0,48	0,80	0,48
2	0,45	0,50	0,9	0,18
3	0,70	0,52	0,70	0,40
4	0,45	0,44	0,45	0,64
5	0,50	0,56	0,50	0,58
6	0,69	0,58	0,69	0,78
7	0,85	0,60	0,85	0,66
8	0,83	0,62	0,83	0,80
9	0,75	0,64	0,75	0,84
10	0,30	0,66	0,65	0,32
11	0,29	0,68	0,81	0,82
12	0,75	0,37	0,75	0,52
13	0,39	0,72	0,60	0,70
14	0,47	0,74	0,47	0,74
15	0,55	0,76	0,55	0,76
16	0,71	0,42	0,71	0,98
17	0,21	0,80	0,61	0,99
18	0,49	0,40	0,49	0,60
19	0,57	0,84	0,57	0,91
20	0,67	0,51	0,67	0,93
21	0,79	0,88	0,79	0,48
22	0,51	0,90	0,51	0,50
23	0,77	0,92	0,77	0,52
24	0,43	0,36	0,43	0,54
25	0,53	0,86	0,53	0,56
26	0,63	0,98	0,63	0,38
27	0,73	0,57	0,73	0,90
28	0,35	0,94	0,35	0,54
29	0,59	0,93	0,59	0,94
30	0,34	0,91	0,55	0,96

## ЗАДАЧА 8. ДИФРАКЦИЯ СВЕТА. МЕТОД ЗОН ФРЕНЕЛЯ

**Условие:** Между точечным источником монохроматического света  $S$  и точкой наблюдения  $P$  (рисунок 8.0) находится круглый экран, состоящий из трёх секторов I, II, III, непрозрачные участки сегментов указаны в градусах согласно варианту. Центр круглого экрана находится на оси  $SP$ .

Как изменится начальная интенсивность света  $I_0$  в точке  $P$  ( $\frac{I_p}{I_0}$ ) после дифракирования света на круглом экране с отверстиями? Экран установлен перпендикулярно оси  $SP$ . Границы зон Френеля, перекрываемые каждым сектором экрана, заданы. Расчёт выполняется в приближении сферической световой волны (дифракция Френеля).



а) взаимное расположение точечного источника света  $S$ , точки наблюдения  $P$  и круглого экрана с сегментальными отверстиями;  
б) круглый экран с сегментальными отверстиями

Рисунок 8.0 – Схема расположения источника света, экрана и точки наблюдения

### Общие положения

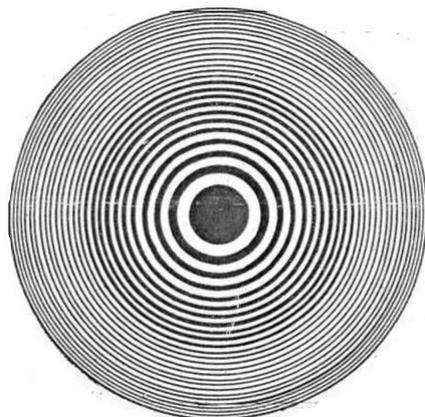
Явление дифракции – общее волновое явление. Дифракция света имеет место при распространении электромагнитных волн, длина которых лежит в видимой области спектра ( $\lambda = 0,35 \div 0,75$  мкм) в оптически прозрачной среде с ярко выраженными оптическими неоднородностями, например, непрозрачный экран, круглое малое отверстие и т. д. Обязательным условием для наблюдения дифракции света являются сравнительные размеры неоднородностей с длиной световых волн и большая временная когерентность источника света, что характерно, например, для лазерного излучения.

Явление дифракции света заключается в огибании световыми волнами самих препятствий, то есть свет попадает в область геометрической тени непрозрачных объектов.

Для наблюдения дифракционной картины необходимо выполнение условия когерентности, то есть согласование во времени по пространственным направлениям колебаний светового вектора  $\vec{E}$  (вектор электрического поля в электромагнитной

волне); по длинам волн и сохраняющейся разности фаз складывающихся световых колебаний, которая не изменяется за время наблюдения дифракции. Выполнение условий когерентности (согласование) дифрагировавших (отклонившихся) световых волн создаёт предпосылки для их последующего сложения с ярко выраженными областями усиления света, то есть возникновение на экране наблюдения  $\min$  и  $\max$  интенсивности света, расположение которых зависит от разности фаз складывающихся колебаний.

Возникающее распределение интенсивностей света, которое происходит в результате явления дифракции принято называть дифракционной картиной.



*Рисунок 8.0a – Дифракционная картина от круглого отверстия*

В основе расчёта дифракции методом зон Френеля лежит физический принцип Гюйгенса-Френеля.

**Примечание 8.1. Принцип Гюйгенса-Френеля.** Любая точка в пространстве, куда приходит световая волна, может быть рассмотрена как точечный вторичный источник световой когерентной (согласованной) волны.

Другими словами, принцип Гюйгенса-Френеля даёт возможность представить приходящую в некую область пространства световую волну в виде набора вторичных точечных когерентных источников с теми же характеристиками, что и реальная световая волна.

Это в свою очередь даёт возможность создать физическую модель световой волны в любой момент времени.

**Примечание 8.2. Понятие фронта световой волны.** Геометрическое место точек в пространстве, которых достигает световая волна в данный момент времени, принято называть фронтом волны.

Геометрическая форма фронта волны определяет её название, например, сферическая волна, плоская волна.

Так как в нашем случае свет излучается точечным источником, то естественно предположить, что форма фронта световой волны в любой момент времени будет иметь вид сферы, поэтому в данном случае расчёт дифракции света будет производиться в приближении сферической световой волны, точнее, для падающей на экран световой полусферы.

**Примечание 8.3. Вектор амплитуды колебаний.** Вектор амплитуды колебаний – это алгебраическое представление (модель) любого гармонического колебательного процесса. Например, некая физическая величина изменяется по закону гармонических колебаний  $x = A \cos(\omega t + \varphi_0)$ . Тогда её можно представить в виде алгебраического вектора, численно равного амплитуде колебаний  $A$ , который вращается с угловой скоростью  $\omega$ , равной циклической частоте колебаний, против часовой стрелки вокруг начала координат (точки  $O$ ) так, что в любой момент времени  $t$  его проекция  $x$  зависит от фазы колебаний  $\varphi = \omega t + \varphi_0$ .

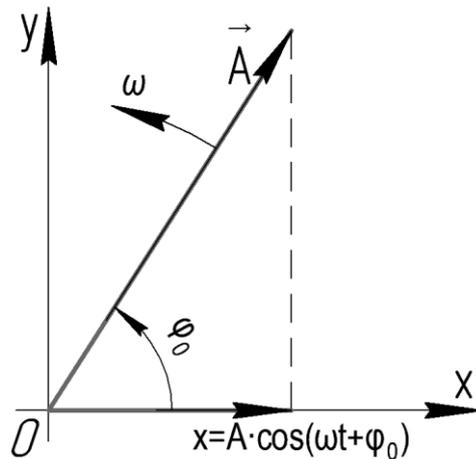


Рисунок 8.0б – Векторная диаграмма гармонического колебания

Это означает, что сложный и быстрый процесс распространения световых волн можно в каждый определенный момент времени представить в виде простых векторных диаграмм, принимая во внимание принцип Гюйгенса-Френеля.

**Примечание 8.4. Зоны Френеля.** Френель предложил условное разбиение фронта световой волны в данный момент времени таким образом, чтобы расстояние от края каждой последующей зоны до точки наблюдения  $P$  увеличивалось на  $\lambda/2$  (см. рисунок 8.0в).

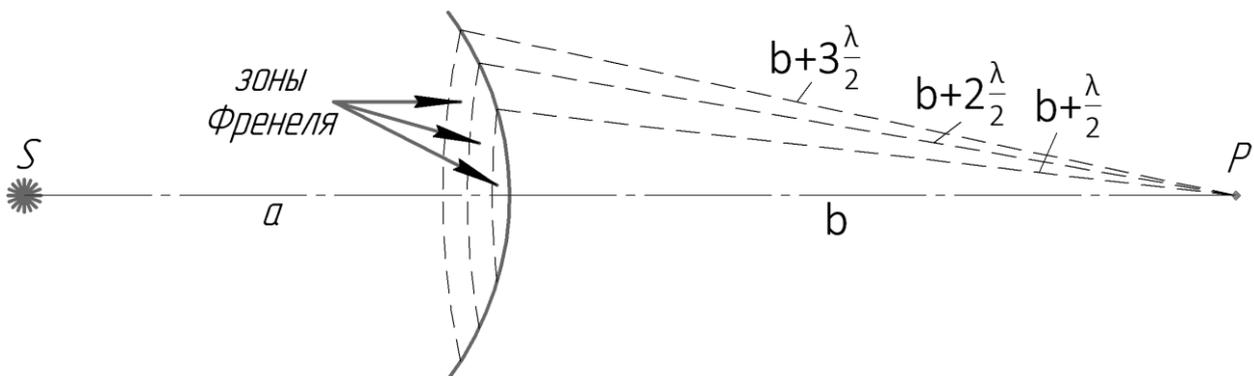


Рисунок 8.0в – Фронт сферической волны в момент времени  $t$ , разбитый на зоны Френеля

На рисунке 8.0в показано условное схематическое разбиение сферического фронта световой волны на зоны Френеля в момент времени  $t$ :  $a$  – расстояние от

точечного источника света  $S$  до полюса сферического фронта световой волны в момент времени  $t$ ;  $b$  – расстояние от полюса сферического фронта световой волны до точки наблюдения  $P$ ;  $b + \frac{\lambda}{2}$ ,  $b + 2\frac{\lambda}{2}$ ,  $b + 3\frac{\lambda}{2}$  и т. д. – расстояние от края 1-й, 2-й, 3-й зон Френеля до точки наблюдения  $P$ .

**Примечание 8.5.** Увеличение расстояния от края каждой последующей зоны Френеля до точки наблюдения  $P$  на  $\lambda/2$  выбрано с целью рационализации расчёта дифракции в точке  $P$ , так как в таком случае колебания в точку  $P$  от каждой последующей зоны Френеля будут приходить в противофазе, то есть практически будут компенсировать друг друга в предположении, что амплитуды колебаний для небольшого числа зон Френеля приблизительно можно считать равными:  $A_1 \approx A_2 \approx A_3 \approx \dots$

Так как каждая последующая зона Френеля даёт результат, близкий по значению предыдущему, но противоположный по знаку, то суммарный результат сводится к простому алгебраическому суммированию амплитуд, то есть  $A_1 - A_2 + A_3 - \dots$  и так далее. Значит, если в точку  $P$  попадает свет, например, только от двух первых зон Френеля (1-я и 2-я), то будет иметь место максимальное ослабление интенсивности света в точке  $P$ . Это принято называть **min** дифракции. Если же свет в точку  $P$  попадает от первых трёх зон Френеля (1-я, 2-я и 3-я), то 2-я зона Френеля компенсирует 1-ю (свет в противофазе), а 3-я зона даёт в точке  $P$  нескомпенсированную интенсивность света. Это принято называть **max** дифракции.

Таким образом, в случае, если открытую часть фронта световой волны по отношению к точке  $P$  можно разбить условно на четное число зон Френеля – это будет **min**; если же число зон будет нечётным – это будет **max**.

**Пример 8.1.** На пути световой сферической волны находится непрозрачный экран с круглым отверстием. Предположим, что в круглом отверстии по отношению к точке наблюдения  $P$  укладывается три зоны Френеля ( $m = 3$ ).

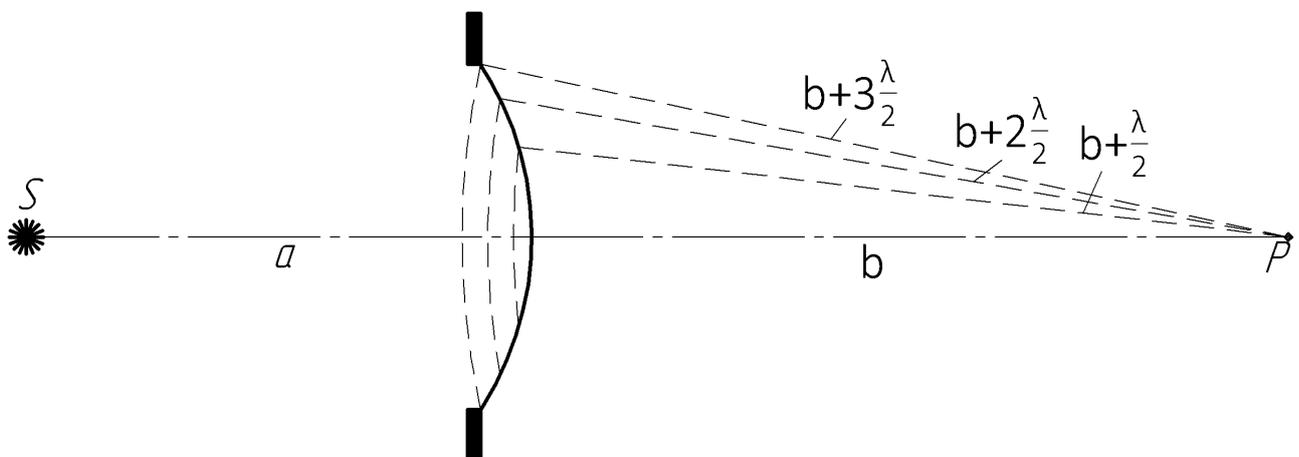
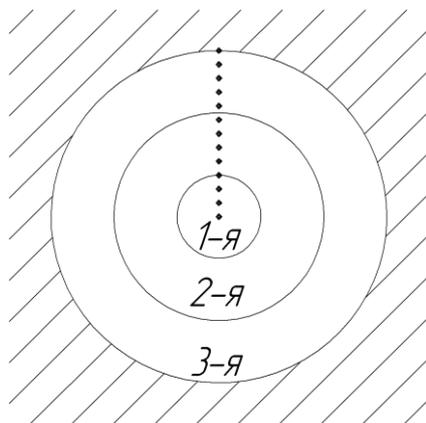


Рисунок к примеру 8.1 – Зоны Френеля с учетом ограничения фронта световой волны

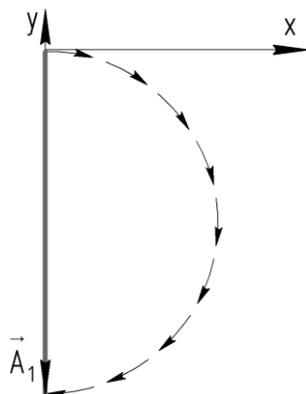
Согласно принципу Гюйгенса-Френеля, световое поле можно условно представить в виде точечных вторичных когерентных источников. Для построения векторов амплитуды от каждой открытой зоны Френеля достаточно изобразить вторичные точечные источники от полюса полусферы световой волны вдоль одной из радиальных линий, так как пропорциональное добавление точек вдоль других радиальных линий не меняет симметрии условия и соответственно конечного результата.



**Рисунок 8.0г – Условное изображение вторичных точечных когерентных источников**

Также принципиально не имеет значения, какое количество условных вторичных точек будет нанесено на рисунке.

Важно, что начальная фаза первой точки 1-й зоны Френеля будет принята за ноль ( $\varphi_0 = 0$ ), а пограничная точка на границе 1-й и 2-й зон Френеля будет иметь отставание по фазе по отношению к точке наблюдения  $\varphi = \pi$  (так оптическая разность хода между крайними лучами в зоне Френеля равна  $\lambda/2$ , что соответствует разности фаз колебаний  $\Delta\varphi = \pi$ ). Тогда, если колебание каждого вторичного точечного источника изобразить в виде небольшого вектора амплитуды ( $\rightarrow$ ), то в точке наблюдения  $P$  вырисуеться следующая картина:



**Рисунок 8.0д – Условное построение вектора амплитуды в точке  $P$  для 1-й зоны Френеля**

Маленькие вектора на рисунке отражают своим изменением направлений отставание по фазе каждого последующего колебания приходящих от вторичного точечного источника. Первый и последний в данной зоне точечные источники принесут в точку наблюдения два маленьких вектора в противофазе (именно этим объясняется увеличение расстояния до края каждой последующей зоны на  $\lambda/2$ ).

Соединив начальный и конечный вектора точечных источников 1-й зоны Френеля, получаем результирующий вектор амплитуды, который даёт 1-я зона Френеля в точке наблюдения  $P$ .

Так как в круглом отверстии укладывается ещё 2-я и 3-я зоны Френеля, то продолжим выполнять те же действия для этих зон.

2-я и 3-я зоны Френеля дают следующий результат:



Рисунок 8.0e – Вектора амплитуд  $\vec{A}_2$  и  $\vec{A}_3$  в точке наблюдения  $P$

Принимая численные значения этих векторов приблизительно равными, получаем

$$A_1 - A_2 + A_3 \approx A_3.$$

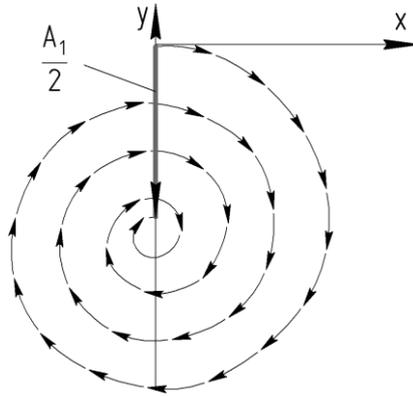
Так как интенсивность света пропорциональна квадрату амплитуды, то в точке наблюдения  $P$  получаем:

$$I_p \sim A_3^2.$$

Так как  $A_1 \approx A_2 \approx A_3$ , то можем переписать полученную интенсивность света в точке  $P$  через вектор амплитуды 1-й зоны  $A_1$  как

$$I_p \sim A_1^2.$$

Если на пути световой волны дифракционного экрана нет, то интенсивность света  $I_0$  в точке  $P$  будет пропорциональна  $I_0 \sim \frac{A_1^2}{4}$ , что следует из рисунка 8.0ж, так как в этом случае открыто максимально возможное число зон Френеля и результирующий вектор амплитуды колебаний равен  $\frac{A_1}{2}$ .



**Рисунок 8.0ж** – Результирующий вектор амплитуды в точке  $P$  в случае открытого фронта световой волны

Дело в том, что с увеличением номера зоны уменьшается её освещённая площадь в проекции на наблюдение в точке  $P$ . Таким образом, вклад вектора каждой последующей зоны Френеля в интенсивность света в точке  $P$  несколько уменьшается. Поэтому каждый последующий вектор будет по величине меньше предыдущего.

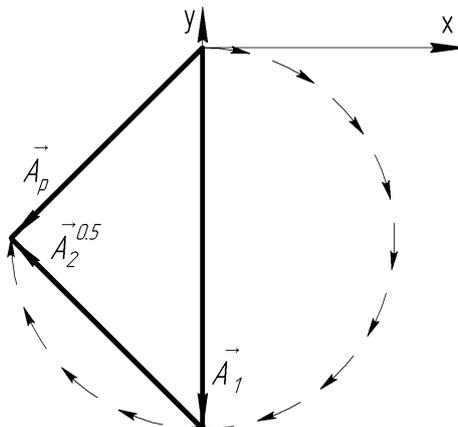
Конечный результат. Как изменится интенсивность света, если в круглом отверстии укладывается три зоны Френеля:

$$\frac{I_p}{I_0} = \frac{A_1^2}{\left(\frac{A_1}{2}\right)^2} = 4$$

Ответ: Интенсивность света в точке  $P$  увеличивается в 4 раза.

**Пример 8.2.** В круглом отверстии в непрозрачном экране укладывается 1,5 зоны Френеля по отношению к точке наблюдения  $P$ . Как изменится в этом случае интенсивность света  $\frac{I_p}{I_0}$  – ?

Действуя аналогично предыдущему примеру 8.1, получаем в точке  $P$  два вектора:  $\vec{A}_1$  – вектор от полностью открытой 1-й зоны Френеля и вектор  $\vec{A}_2^{0,5}$  от половины 2-й зоны Френеля.



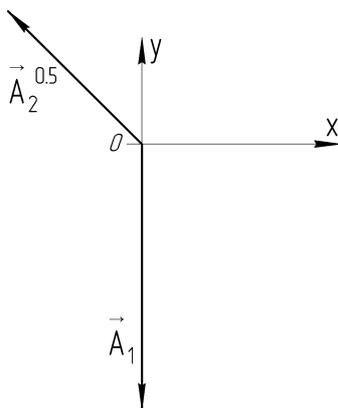
**Рисунок 8.0з** – Амплитуды 1-й и половины 2-й зон Френеля в точке  $P$

Нетрудно заметить, что амплитуда  $A_2^{0,5}$  является гипотенузой прямоугольного равнобедренного треугольника, катеты которого составляют половину амплитуды  $A_1$  первой зоны. Тогда,

$$A_2^{0,5} = \sqrt{\left(\frac{A_1}{2}\right)^2 + \left(\frac{A_1}{2}\right)^2} = \frac{A_1}{\sqrt{2}}.$$

Из рисунка следует, что величина результирующей амплитуды колебаний в точке  $P$  будет  $\vec{A}_p$  что численно равно  $A_p = \frac{A_1}{\sqrt{2}}$ .

Но так как процесс сложения амплитуд может быть многократным, то рекомендуется его представлять в виде проекций через вектор амплитуды 1-й зоны  $\vec{A}_1$ :



Тогда

$$A_x = -\frac{A_1}{\sqrt{2}} \cdot \cos 45^\circ = -\frac{A_1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\sqrt{2}}{2} = -\frac{A_1}{2};$$

$$A_y = -A_1 + \frac{A_1}{\sqrt{2}} \cdot \sin 45^\circ = -A_1 + \frac{A_1}{2} = -\frac{A_1}{2};$$

$$A_p = \sqrt{A_x^2 + A_y^2} = \sqrt{\left(-\frac{A_1}{2}\right)^2 + \left(-\frac{A_1}{2}\right)^2} = \sqrt{\frac{2 A_1^2}{4}} = \frac{A_1}{\sqrt{2}}.$$

Конечный результат:

$$I_0 \sim \frac{A_1^2}{4}, \quad I_p \sim \frac{A_1^2}{2},$$

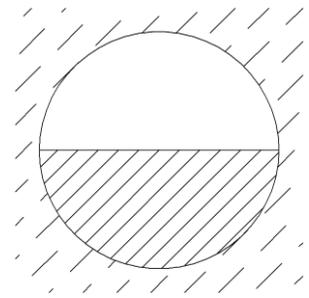
тогда

$$\frac{I_p}{I_0} = \frac{\frac{A_1^2}{2}}{\frac{A_1^2}{4}} = 2,$$

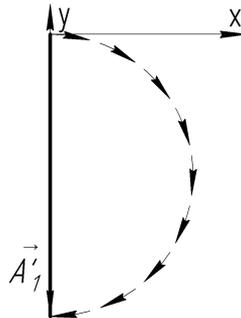
то есть интенсивность света в точке  $P$  увеличивается в 2 раза ( $I_p = 2 I_0$ ).

**Пример 8.3.** Круглое отверстие в непрозрачном экране закрыто наполовину.

Как изменится интенсивность света в точке  $P$ , если в открытой части круглого отверстия вмещается только 1-я зона Френеля?



Так как открыта только 1-я зона Френеля, то, действуя аналогично примеру 8.1, получаем



Очевидно, что по абсолютному значению величина амплитуды  $A'_1 < A_1$ , где  $A_1$  – величина вектора амплитуды, получаемая от полностью открытой ( $2\pi$ ) 1-й зоны Френеля. То есть требуется перейти к другому масштабу  $A'_1$ . Учитывая пропорциональность векторов амплитуды открытому пространству зоны, получаем из пропорции:

$$A_1 - 2\pi$$

$$A'_1 - \pi,$$

отсюда

$$A'_1 = \frac{\pi}{2\pi} A_1 = \frac{1}{2} A_1,$$

тогда

$$\frac{I_p}{I_0} = \frac{A_1^2}{4} \frac{4}{A_1^2} = 1.$$

Конечный результат: интенсивность света в точке  $P$  в результате не изменится.

**Примечание 8.6.** С целью унификации расчёта дифракции следует обратить внимание на принятые здесь обозначения результирующей амплитуды, полученной от каждой зоны Френеля:

1) все вычисления рекомендуется проводить в масштабе величины вектора полностью открытой 1-й зоны Френеля –  $A_1$ ;

2) принимаем, что в случае небольшого числа зон Френеля, величины амплитуд можно считать приблизительно равными –  $A_1 \approx A_2 \approx A_3 \approx \dots$ , то есть фактически их выражать через амплитуду 1-й зоны Френеля;

3) суммарный вектор от неполной (части) зоны Френеля будем обозначать соответствующим индексом вверху  $A_1^{0,5}$  (открыта только половина зоны Френеля) или  $A_1^{0,25}$  (открыта только четверть и т. д. зоны Френеля);

4) если зона Френеля частично непрозрачная, то суммарный вектор амплитуды от такой зоны будем обозначать вверху штрихом –  $A'_1$  или  $A_1'^{0,5}$  и т. д., то есть фактически переходить к другому масштабу значения вектора 1-й зоны Френеля.

Вернёмся к исходному заданию (см. рисунок 8.0).

**Пример 8.4.** Пусть в круглом экране, состоящем из трёх секторов с непрозрачными сегментами, укладывается по отношению к точке  $P$  следующее число зон Френеля: первый сектор – 1,5 зоны Френеля; второй сектор – 0,5 зоны Френеля; третий сектор – 0,5 зоны Френеля.

Это означает, что круглый экран перекрывает первые 2,5 зоны Френеля, соответственно, все остальные зоны Френеля будут полностью открытыми.

Рекомендации по выполнению расчёта дифракции в данном примере.

Расчёт следует выполнять по секторам.

Первый сектор

Так как непрозрачность первого сектора составляет угол  $\frac{\pi}{2}$ , то прозрачная часть будет равна  $\frac{3}{2}\pi$ . Тогда другой масштаб амплитуды 1 зоны Френеля  $A'_1$  составит:

$$A_1 - 2\pi ,$$

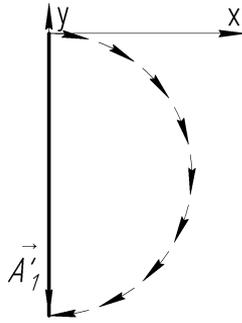
$$A'_1 - \frac{3}{2}\pi ,$$

отсюда

$$A'_1 = \frac{\frac{3}{2}\pi}{2\pi} A_1 = \frac{3}{4} A_1.$$

В первый сектор по условию укладывается 1,5 зоны Френеля, то есть 1-я зона Френеля открыта полностью, а 2-я зона Френеля – только первая половина, что в результате даст два вектора, направление и значение которых будут следующими:

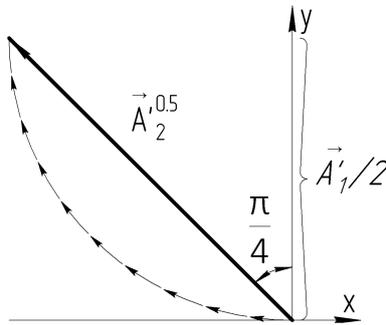
1-я зона Френеля



$$A_1' = \frac{3}{4} A_1 \quad (8.1)$$

**Примечание 8.7.** Окончание вектора амплитуды для каждой зоны или полузоны Френеля является началом следующего вектора.

2-я зона Френеля, первая половина даст следующий результат:



Значение вектора  $A_2'^{0,5}$  (см. пример 8.2) из прямоугольного равнобедренного треугольника будет следующим:

$$\cos \frac{\pi}{4} = \frac{A_1'}{2} / A_2'^{0,5},$$

откуда

$$A_2'^{0,5} = \frac{A_1'}{2} / \cos \frac{\pi}{4} = \frac{A_1' \cdot 2}{2 \cdot \sqrt{2}} = \frac{A_1'}{\sqrt{2}},$$

так как

$$A_1' = \frac{3}{4} A_1,$$

то окончательно получаем

$$A_2'^{0,5} = \frac{3}{4\sqrt{2}} A_1. \quad (8.2)$$

Таким образом, первый сектор даёт два вектора амплитуды  $A_1'$  и  $A_2'^{0,5}$ .

**Примечание 8.8.** Направления векторов амплитуды от каждой зоны или полузоны Френеля задаём в координатной плоскости  $XOY$ .

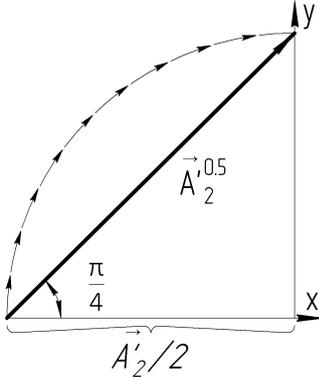
Значения всех векторов амплитуды выражаем через амплитуду 1-й полностью открытой зоны Френеля  $A_1$ .

### Второй сектор

Во втором секторе непрозрачная часть также составляет  $\frac{\pi}{2}$ , поэтому

$$A'_2 \approx A'_1 = \frac{3}{4} A_1.$$

Так как во втором секторе укладывается только вторая половина 2-й зоны Френеля, то в результате получим



Другими словами, значение вектора второй половины 2-й зоны Френеля  $A_2'^{0,5}$  будет таким же, как и для первой половины 2-й зоны, но ориентирован он будет по-другому.

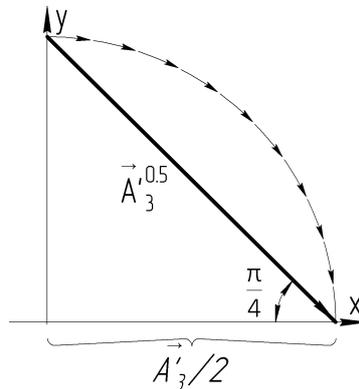
$$A_2'^{0,5} = \frac{3}{4\sqrt{2}} A_1. \quad (8.3)$$

### Третий сектор

В третьем секторе непрозрачная часть составляет  $\pi$ , поэтому

$$A'_3 = \frac{1}{2} A_1.$$

Так как в третьем секторе укладывается только первая половина 3-й зоны Френеля, то получаем

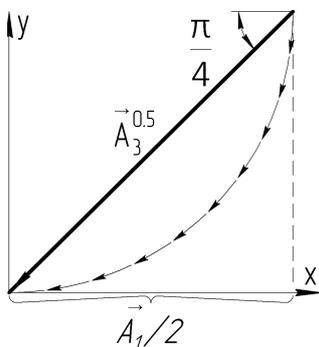


Значение вектора  $A_3'^{0,5}$  составит

$$A_3'^{0,5} = \frac{A'_3}{2} / \cos \frac{\pi}{4} = \frac{A'_3 \cdot 2}{2 \cdot \sqrt{2}} = \frac{A'_3}{\sqrt{2}} = \frac{A_1}{2\sqrt{2}}. \quad (8.4)$$

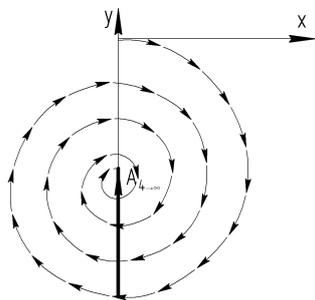
Но вторая половина 3-й зоны Френеля является полностью открытой, так как выходит за пределы круглого экрана, то есть для неё масштаб вектора амплитуды возвращается к значению  $A_1$ , так как амплитуда 3-й зоны Френеля  $A_3 \approx A_1$ .

Тогда



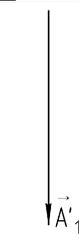
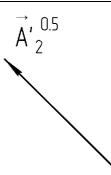
$$A_3^{0,5} = \frac{A_1}{2} / \cos \frac{\pi}{4} = \frac{A_1 \cdot 2}{2 \cdot \sqrt{2}} = \frac{A_1}{\sqrt{2}}. \quad (8.5)$$

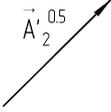
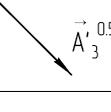
Естественно, все зоны Френеля от 4-й и далее будут также полностью открытые (см. пример 8.1). Тогда



$$A_{4 \rightarrow \infty} = \frac{A_4}{2} \approx \frac{A_1}{2}. \quad (8.6)$$

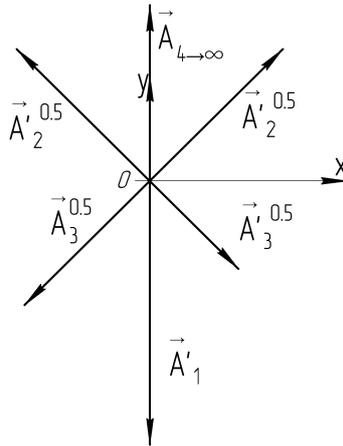
Таким образом, в результате имеем:

Первый сектор:		$A'_1 = \frac{3}{4} A_1$
		$A_2^{0,5} = \frac{3}{4\sqrt{2}} A_1$

Второй сектор:		$A_2^{0,5} = \frac{3}{4\sqrt{2}} A_1$
Третий сектор:		$A_3^{0,5} = \frac{1}{2\sqrt{2}} A_1$
Вне круга экрана:		$A_3^{0,5} = \frac{1}{\sqrt{2}} A_1$
		$A_{4 \to \infty} = \frac{1}{2} A_1$

Теперь требуется все векторы переместить в плоскость XOY с сохранением их направления, вычислить их проекции на оси OX и OY с учётом знака и сложить, используя теорему Пифагора.

То есть



Находим проекции  $A_x = \sum A_{xi}$  и  $A_y = \sum A_{yi}$  как алгебраическую сумму, то есть углы направления векторов нам известны по построению.

По теореме Пифагора вычисляется результирующая амплитуда  $A_P$ :

$$A_P = \sqrt{\left(\sum A_{xi}\right)^2 + \left(\sum A_{yi}\right)^2}.$$

После чего вычисляем изменение интенсивности света в точке  $P$ :

$$\frac{I_P}{I_0} = ?$$

(Напомним,  $I_0 \sim \frac{A_1^2}{4}$ ).

**ЧИСЛЕННЫЕ ДАННЫЕ К ЗАДАЧЕ 8 «ДИФРАКЦИЯ СВЕТА.  
МЕТОД ЗОН ФРЕНЕЛЯ»**

№	Угловая величина закрытой части			Границы зон Френеля на секторах I, II, III		
	I	II	III	$m_I$	$m_{II}$	$m_{III}$
1	90°	90°	180°	1,0	2,5	4,0
2	60°	90°	45°	0,5	3,5	6,0
3	45°	180°	270°	1,5	2,5	5,0
4	270°	270°	45°	2,5	5,0	5,5
5	90°	180°	270°	3,0	5,5	6,0
6	45°	45°	180°	3,5	4,5	8,0
7	60°	90°	270°	0,5	1,5	3,0
8	180°	180°	90°	1,5	3,0	4,5
9	45°	60°	90°	1,0	4,5	6,0
10	60°	60°	90°	0,5	3,5	4,0
11	270°	270°	180°	3,5	4,5	7,0
12	90°	45°	270°	2,5	3,0	5,5
13	45°	60°	180°	1,0	3,5	8,0
14	180°	90°	60°	1,5	2,5	4,0
15	60°	180°	270°	0,5	1,5	3,0
16	180°	180°	45°	3,5	5,0	6,5
17	90°	90°	60°	1,0	2,5	4,0
18	270°	270°	90°	2,5	5,5	6,0
19	45°	90°	180°	1,5	2,5	5,0
20	90°	270°	60°	0,5	1,0	1,5
21	180°	180°	270°	3,0	3,5	4,0
22	45°	45°	60°	1,0	1,5	2,0
23	60°	60°	180°	2,5	3,5	5,0
24	270°	270°	60°	1,5	3,0	4,5
25	45°	90°	270°	1,0	4,5	6,0
26	90°	90°	45°	2,5	5,5	8,0
27	45°	45°	90°	3,5	4,5	7,0
28	60°	60°	45°	0,5	3,0	3,5
29	270°	45°	180°	1,0	3,5	4,0
30	45°	90°	60°	1,5	2,5	6,0

## ЗАДАЧА 9. ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

**Условие:** На рисунке 9.0 изображена система, состоящая из трёх поставленных друг за другом поляризаторов, 1-й и 2-й из которых несовершенные, а 3-й идеальный. Коэффициенты пропускания света в плоскости поляризации у несовершенных поляризаторов соответственно равны  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , а в плоскости, перпендикулярной плоскости поляризации, соответственно  $\beta_1$  и  $\beta_2$ . Поляризаторы могут располагаться в любой последовательности.

На систему падает естественный, то есть неполяризованный свет, интенсивность которого равна  $I_0$ . Плоскость поляризации первого по расположению поляризатора вертикальна и перпендикулярна оптической оси. Плоскости поляризации второго и третьего по расположению поляризаторов повернуты по часовой или против часовой стрелки соответственно на углы  $\varphi$  и  $\psi$  относительно вертикального перпендикуляра к оптической оси системы, при условии, что смотрим со стороны источника света.

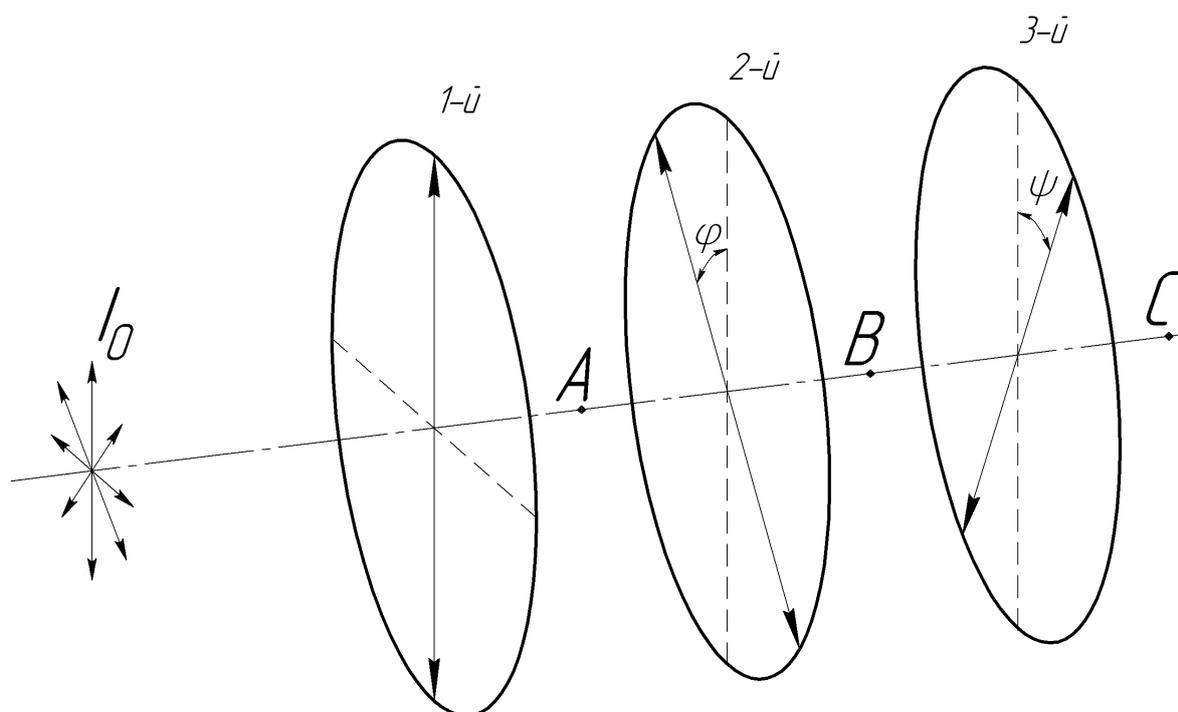
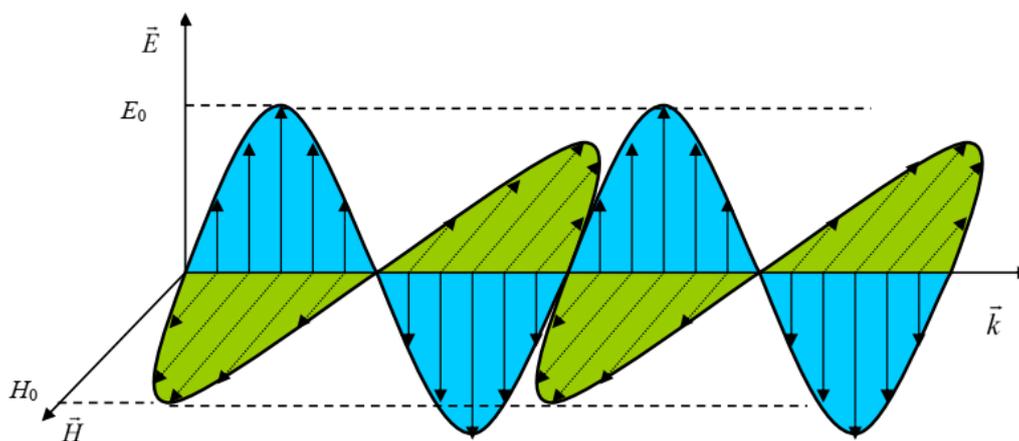


Рисунок 9.0 – Расположение элементов системы

### Общие положения

Свет – это электромагнитные волны, длина которых  $\lambda$  изменяется от 380 нм (фиолетовый цвет) до 760 нм (красный цвет). Структурную модель электромагнитной волны можно представить в виде взаимоперпендикулярных колебаний вихревых магнитного и электрического полей, которые преобразуясь одно в другое распространяются в вакууме со скоростью  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с.

Идеализированная электромагнитная волна схематически может быть представлена следующим образом:

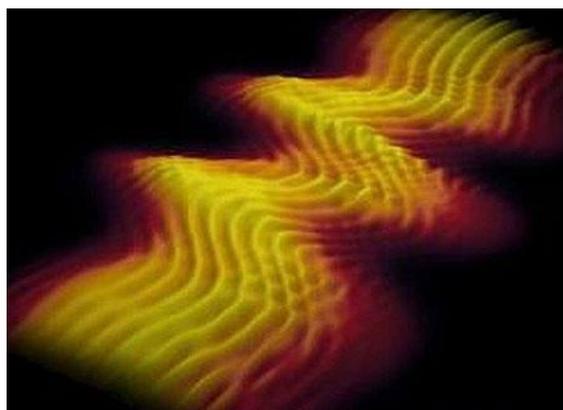


*Рисунок 9.0a – Модель электромагнитной волны*

Сам процесс испускания электромагнитной волны атомом длится примерно 1 нс, поэтому цуг электромагнитной волны, испущенный за 1 нс, имеет примерную протяженность в 3 м и произвольную пространственную ориентацию, которая определяется спонтанными условиями процесса излучения электромагнитной волны атомом. Так как, например, за 1 с возбужденными атомами испускается огромное количество цугов электромагнитных волн всевозможной пространственной ориентации, то человеческий глаз воспринимает только интенсивность суммарного излучения, а не отдельные цуги электромагнитных волн.

Другими словами, человеческий глаз не наделён способностью различать в пространстве отдельные цуги электромагнитных волн и их пространственную ориентацию.

С помощью современных средств регистрации удалось получить фотографию отдельной электромагнитной волны.



*Рисунок 9.0б – Фотография электромагнитной волны*

У человеческого глаза имеется ещё одна особенность: он не способен реагировать на магнитную составляющую электромагнитной волны, а регистрирует свет благодаря электрической составляющей электромагнитной волны. То есть мы видим свет, потому что в электромагнитной волне имеется вихревое

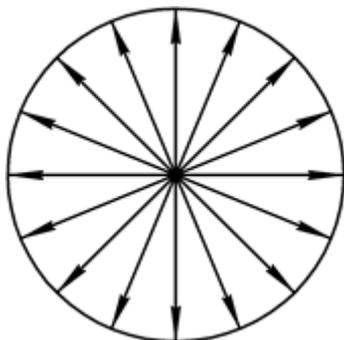
электрическое поле. Так как основной характеристикой электрического поля является напряженность  $\vec{E}$ , то формально электрическое поле может быть представлено в виде функциональной зависимости вектора напряженности от времени:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t + \varphi).$$

Вектор напряженности часто называют световым вектором. По величине этого вектора можно судить об интенсивности света, так как

$$I \sim E^2. \quad (9.1)$$

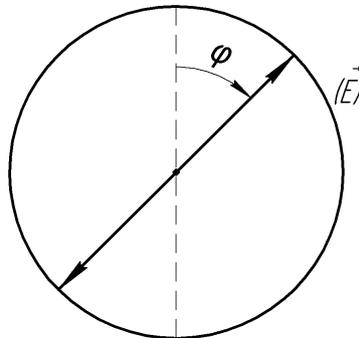
Как уже говорилось, излучение атомами электромагнитных волн – спонтанный процесс, поэтому естественно, что пространственная ориентация излучаемых электромагнитных волн равномерно заполняет все возможные направления в пространстве, то есть у естественного света отсутствует преимущественное направление колебаний светового вектора  $\vec{E}$ . Это означает, что все направления колебаний равнозначны. Следовательно, естественный свет в данной точке пространства и в данный момент времени можно условно представить в виде набора векторов  $\vec{E}$ , равномерно распределенных по всем возможным направлениям, что в проекции на плоскость, перпендикулярную распространению электромагнитных волн, может выглядеть следующим образом:



*Рисунок 9.06 – Модель представления естественного света в данной точке пространства в данный момент времени*

Однако, естественный свет, отражаясь, например, от воды, стекла и т. д., может приобретать упорядоченную пространственную ориентацию колебаний вектора  $\vec{E}$ . Такой свет называют поляризованным. То есть физическая сущность процесса распространения электромагнитных волн остаётся прежней, но поведение вектора  $\vec{E}$  подчиняется некому специальному правилу. Поэтому различают круговую (или циркулярную), эллиптическую, линейную поляризацию электромагнитных волн. Не вдаваясь в детали рассмотрения типов поляризации, остановимся только на линейной поляризации света. Это означает, что колебательный процесс распространения электромагнитных волн в случае линейной поляризации будет упорядочен по пространственному направлению, то есть все электромагнитные волны в рассматриваемом случае будут одинаково ориентированы в пространстве. Это даёт основание условно изобразить линейно поляризованный

свет в данной точке пространства в данный момент времени в виде световых векторов  $\vec{E}$ , которые изменяются в некоторой одной плоскости. В проекции на плоскость, перпендикулярную направлению распространения света, это будет выделенная линия, имеющая ориентацию плоскости поляризации, вдоль которой изменяется световой вектор  $\vec{E}$ .



**Рисунок 9.0г – Модель представления линейно-поляризованного света**

Заметим, что плоскость поляризации линейно поляризованного света может быть любой, что определяется условиями поляризации естественного света.

Кроме естественной поляризации света, например, при отражении света от стекла, существуют методы получения поляризованного света с помощью специальных светофильтров, которые называются поляризаторами, если они естественный свет преобразуют в поляризованный и анализаторами, если они поляризованный свет анализируют, то есть с помощью их определяется ориентация плоскости поляризации.

Таким образом, поляризационный светофильтр может использоваться и в роли поляризатора, и в роли анализатора. Плоскость, в которой поляризатор поляризует естественный или пропускает поляризованный свет, будем называть плоскостью пропускания поляризатора.

**Задание 1:** Найдите степень поляризации и интенсивность света в точке А после первого по расположению поляризатора, если интенсивность естественного света, падающего на поляризатор равна  $I_0$ .

**Примечание 9.1.** Степень поляризации указывает, какая доля от падающего света после прохождения поляризатора является линейно-поляризованной в плоскости пропускания поляризатора. То есть

$$P = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad (9.2)$$

где  $P$  – степень поляризации,  $I_{max}$  – интенсивность света в плоскости пропускания поляризатора,  $I_{min}$  – интенсивность света в плоскости, перпендикулярной плоскости пропускания поляризатора. Это означает, что в нашем случае  $I_{max}$  является линейно-поляризованным светом, а  $I_{min}$  – неполяризованным естественным светом.

Предположим, что по последовательности расположения первым после источника света расположен несовершенный поляризатор 1. Это означает, что в точке  $A$  свет будет поляризован только частично. Заметим также, что плоскость пропускания у первого по расположению поляризатора ориентирована вертикально направлению главной оптической оси.

Так как все направления колебаний светового вектора  $\vec{E}$  у естественного, то есть неполяризованного света, являются равновероятными, то естественный, падающий на поляризатор свет формально можно представить в виде двух взаимно-перпендикулярных компонентов:

$$I_{\parallel}^A = \frac{1}{2} I_0 = I_{max} \quad \text{и} \quad I_{\perp}^A = \frac{1}{2} I_0 = I_{min}. \quad (9.3)$$

$I_{\parallel}$  – интенсивность света с пространственной ориентацией вектора  $\vec{E}$  параллельно плоскости пропускания поляризатора (анализатора);  $I_{\perp}$  – интенсивность света с пространственной ориентацией вектора  $\vec{E}$  перпендикулярно плоскости пропускания поляризатора.

Так как коэффициенты пропускания света у первого несовершенного поляризатора равны  $\alpha_1$  (в плоскости пропускания) и  $\beta_1$  (в плоскости, перпендикулярной плоскости пропускания), то степень поляризации в точке  $A$  будет согласно (9.2) равна

$$P_A = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{\frac{1}{2} \alpha_1 I_0 - \frac{1}{2} \beta_1 I_0}{\frac{1}{2} \alpha_1 I_0 + \frac{1}{2} \beta_1 I_0}. \quad (9.4)$$

После сокращения получаем

$$P_A = \frac{\alpha_1 - \beta_1}{\alpha_1 + \beta_1}. \quad (9.5)$$

Естественно, это число будет меньше единицы и при умножении на 100 % отразит долю в % линейно-поляризованного света в точке  $A$ .

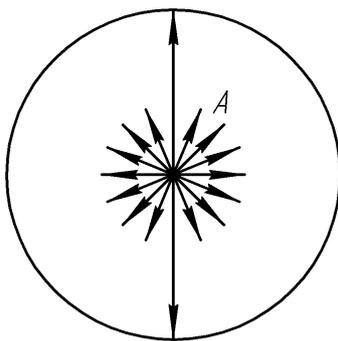
Для вычисления интенсивности света в точке  $A$  ( $I_A$ ) необходимо сложить интенсивности света, прошедшего через обе плоскости поляризатора:

$$I_A = \frac{1}{2} \alpha_1 I_0 + \frac{1}{2} \beta_1 I_0 = \frac{\alpha_1 + \beta_1}{2} I_0. \quad (9.6)$$

Заметим, что общую интенсивность света в точке  $A$  вычисляем в масштабе интенсивности падающего естественного света  $I_0$ , которая в условии задачи численно не задается.

Представим условно на рисунке линейно-поляризованный и неполяризованный свет, заметив, что в нашей модели свет, прошедший через плоскость,

перпендикулярную плоскости поляризации света поляризатора является неполяризованным, то есть естественным.



**Рисунок 9.0д** – Условное представление линейно-поляризованного и неполяризованного света в точке  $A$  (плоскость поляризации у расположенного после источника света поляризатора принято считать ориентированной вертикально направлению главной оптической оси)

**Примечание 9.2.** Если первым будет расположен несовершенный поляризатор 2 ( $\alpha_2, \beta_2$ ), то изменятся только численные значения. Если же первым будет расположен совершенный поляризатор 3, то степень поляризации в точке  $A$  будет равна 1, а интенсивность света в точке  $A$  будет равна  $I_A = \frac{1}{2} I_0$ , потому что во всех других плоскостях свет поляризатором не пропускается.

**Задание 2:** Найдите степень поляризации и интенсивность света в точке  $B$ , расположенной после двух последовательно расположенных поляризаторов.

Введём новые обозначения. Интенсивность неполяризованного света в точке  $A$  обозначим как  $I_{\text{ест}}^A = \frac{1}{2} \beta_1 I_0$ , а интенсивность линейно-поляризованного света в точке  $A$  обозначим как  $I_{\text{пол}}^A = \frac{1}{2} \alpha_1 I_0$ .

Тогда вычисления степени поляризации света в точке  $B$  разбиваются на два этапа.

Первый этап. Неполяризованный свет. Для неполяризованного света в точке  $A$   $I_{\text{ест}}^A$  используем тот же приём, что в задании 1 (см. 9.3). То есть естественный (неполяризованный) свет в точке  $A$   $I_{\text{ест}}^A$  представим в виде двух взаимно-перпендикулярных компонент: параллельной плоскости пропускания второго по расположению поляризатора и перпендикулярной плоскости пропускания второго по расположению поляризатора:

$$I_{\parallel}^A = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}^A = \frac{1}{4} \beta_1 I_0 \quad \text{и} \quad (9.7)$$

$$I_{\perp}^A = \frac{1}{2} I_{\text{ест}}^A = \frac{1}{4} \beta_1 I_0.$$

Заметим, что рассматриваемый свет падает на второй по расположению поляризатор и дальше проходит через него в точку  $B$ .

В случае, если второй по расположению поляризатор является несовершенным ( $\alpha_2, \beta_2$ ), то интенсивность света, прошедшего параллельно плоскости поляризации второго поляризатора будет равна в точке  $B$ :

$$I_{\parallel \text{ест}}^B = \frac{1}{2} \alpha_2 I_{\text{ест}}^A = \frac{1}{4} \alpha_2 \beta_1 I_0. \quad (9.8)$$

Соответственно, интенсивность света, прошедшего перпендикулярно плоскости пропускания второго поляризатора, будет равна в точке  $B$ :

$$I_{\perp \text{ест}}^B = \frac{1}{2} \beta_2 I_{\text{ест}}^A = \frac{1}{4} \beta_1 \beta_2 I_0. \quad (9.9)$$

То есть интенсивность линейно-поляризованного света в точке  $B$  определяется выражением (9.8), а неполяризованного – выражением (9.9).

Второй этап. Линейно-поляризованный свет. Для линейно-поляризованного света имеет место закон Малюса.

### **Примечание 9.3. Закон Малюса**

*Интенсивность линейно-поляризованного света, прошедшего через анализатор  $I_A$  (роль анализатора в нашем случае играет второй по расположению поляризатор) равна интенсивности линейно-поляризованного света, падающего на анализатор  $I_P$ , умноженной на  $\cos^2 \alpha$ , где угол  $\alpha$  – это угол между плоскостями поляризации падающего на анализатор линейно-поляризованного света и плоскостью поляризации после прохождения анализатора (в нашем случае этот угол равняется  $\varphi$ ):*

$$I_A = I_P \cos^2 \varphi. \quad (9.10)$$

Тогда интенсивность линейно-поляризованного света, прошедшего через второй поляризатор параллельно его плоскости поляризации согласно закону Малюса (9.10), будет равна в точке  $B$ :

$$I_{\parallel \text{пол}}^B = \alpha_2 I_{\text{пол}}^A \cos^2 \varphi = \frac{1}{2} \alpha_1 \alpha_2 I_0 \cos^2 \varphi. \quad (9.11)$$

А интенсивность линейно-поляризованного света, прошедшего через второй по расположению поляризатор перпендикулярно его плоскости пропускания, составит

$$I_{\perp \text{пол}}^B = \beta_1 I_{\text{пол}}^A \sin^2 \varphi = \frac{1}{2} \alpha_1 \beta_2 I_0 \sin^2 \varphi. \quad (9.12)$$

Теперь эта доля света (9.12) превращается в неполяризованный свет, так как световой вектор  $\vec{E}$  для этой доли света колеблется не в плоскости поляризации.

Чтобы вычислить степень поляризации света в точке  $B$ , необходимо также воспользоваться формулой (9.2):

$$P_B = \frac{I_{max}^B - I_{min}^B}{I_{max}^B + I_{min}^B}.$$

Здесь  $I_{max}^B$  – это линейно-поляризованный свет в точке  $B$ , плоскость колебаний которого соответствует плоскости пропускания второго по расположению поляризатора;  $I_{min}^B$  – это неполяризованный свет, колебания вектора  $\vec{E}$  которого совершаются в плоскостях, не совпадающих с плоскостью пропускания второго по расположению поляризатора.

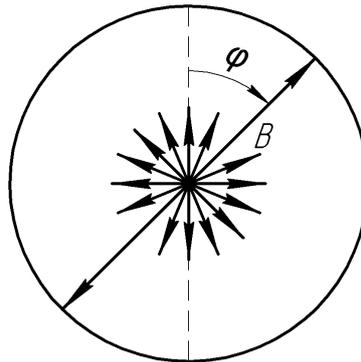
В нашем случае

$$I_{max}^B = I_{\parallel_{\text{ест}}}^B + I_{\parallel_{\text{пол}}}^B = \left( \frac{1}{4} \alpha_2 \beta_1 + \frac{1}{2} \alpha_1 \alpha_2 \cos^2 \varphi \right) \cdot I_0. \quad (9.13)$$

Соответственно

$$I_{min}^B = I_{\perp_{\text{ест}}}^B + I_{\perp_{\text{пол}}}^B = \left( \frac{1}{4} \beta_1 \beta_2 + \frac{1}{2} \alpha_1 \beta_2 \sin^2 \varphi \right) \cdot I_0. \quad (9.14)$$

Условно это можно представить следующим образом:



**Рисунок 9.0e – Условное представление линейно-поляризованного и неполяризованного света в точке  $B$  (плоскость поляризации здесь повернулась на угол  $\varphi$  по часовой стрелке по отношению к вертикали)**

Для вычисления общей интенсивности света в точке  $B$  необходимо все полученные компоненты линейно-поляризованные и неполяризованные (9.8–9.9) и (9.11–9.12) сложить, то есть

$$I_B = \frac{1}{4} (\alpha_2 \beta_1 + \beta_1 \beta_2) I_0 + \frac{1}{2} (\alpha_1 \alpha_2 \cos^2 \varphi + \alpha_1 \beta_2 \sin^2 \varphi) I_0. \quad (9.15)$$

В случае, если вторым по расположению находится идеальный поляризатор, то степень поляризации в точке  $B$ , естественно, будет равняться 1, то есть этот поляризатор пропускает световые колебания только в плоскости поляризации, то есть прошедший через идеальный поляризатор свет является полностью линейно-поляризованным.

Интенсивность света в точке  $B$  в этом случае будет складываться только из линейно-поляризованного света, то есть (9.8) и (9.11).

**Задание 3:** Найдите степень поляризации и интенсивность света в точке  $C$ , расположенной после трёх последовательно расположенных друг за другом поляризаторов.

Если следовать условию (рисунок 9.0), то третьим по расположению находится идеальный поляризатор, плоскость пропускания которого повернута на угол  $\psi$  против часовой стрелки относительно вертикали.

Это означает, что в данном случае степень поляризации в точке  $C$   $P_C = 1$ , то есть свет прошедший в точку  $C$  является полностью линейно-поляризованным.

Линейно-поляризованный свет в точке  $C$  будет состоять из двух компонент (см. рисунок 9.6): первой компонентой, полученной от линейно-поляризованного света в точке  $B$ , и второй компонентой, полученной от неполяризованного света в точке  $B$ .

Для нахождения первой части воспользуемся законом Малюса (9.10), обратив внимание, что в данном случае угол между плоскостями пропускания второго по расположению и третьего поляризаторов составит  $(\varphi + \psi)$ .

Тогда первая компонента в нашем случае составит

$$I_{\parallel\text{пол}}^C = I_{\text{max}}^B \cos^2(\varphi + \psi), \quad (9.16)$$

где  $I_{\text{max}}^B = \left(\frac{1}{4} \alpha_2 \beta_1 + \frac{1}{2} \alpha_1 \alpha_2 \cos^2 \varphi\right) I_0$  (см. 9.13).

Вторую компоненту линейно-поляризованного света в точке  $C$  получаем от неполяризованного света в точке  $B$  (см. 9.14), то есть от  $I_{\text{min}}^B$ .

Так как принятое правило о равномерном распределении направлений колебаний неполяризованного света действует и здесь, то вторая компонента составит половину неполяризованного света в точке  $B$ .

Это означает, что

$$I_{\parallel\text{ест}}^C = \frac{1}{2} I_{\text{min}}^B = \left(\frac{1}{8} \beta_1 \beta_2 + \frac{1}{4} \alpha_1 \beta_2 \sin^2(\varphi + \psi)\right) I_0. \quad (9.17)$$

Тогда

$$I_C = I_{\text{max}}^B + \frac{1}{2} I_{\text{min}}^B. \quad (9.18)$$

В случае, если третьим по расположению находится один из несовершенных поляризаторов, то в этом случае следует вернуться к рекомендациям, изложенным в задании 2.

## Дополнительные задания

**Задание 4:** Как необходимо в точке  $C$  расположить стеклянную пластинку с показателем преломления  $n = 1,5$ , чтобы отражённый от неё свет был максимально поляризован?

В этом случае требуется воспользоваться законом Брюстера.

### **Примечание 9.4. Закон Брюстера**

*Падающий на диэлектрик свет (в нашем случае стекло) при отражении от диэлектрика полностью поляризуется, если выполняется условие:*

$$\operatorname{tg} i_B = n, \quad (9.19)$$

*здесь  $i_B$  – угол отражения Брюстера, а  $n$  – относительный показатель преломления диэлектрика.*

При этом линейно-поляризованный отражённый свет поляризован в плоскости, перпендикулярной плоскости падения света на диэлектрик.

Прошедший в диэлектрик свет при этом также линейно-поляризуется, с максимальной степенью поляризации, а не полностью и в плоскости падения света на диэлектрик.

Ответ следует пояснить рисунком.

**Задание 5:** Как изменится интенсивность света в точке  $C$ , если между двумя из трёх поляризаторов (по выбору) поместить ампулу с право- и левовращающим практически непоглощающим свет прозрачным раствором внутри соленоида длиной  $L$  и числом витков  $N$ , по которому пропускается ток силой  $I$ . Направление тока задайте самостоятельно.

### **Примечание 9.5. Эффект Фарадея**

*При распространении линейно-поляризованного света вдоль внешнего магнитного поля в некоторых веществах возникает право- и левовращающий эффект плоскости поляризации:*

$$\phi = V \cdot L \cdot H, \quad (9.20)$$

*где  $V$  – постоянная Верде,  $H$  – напряжённость магнитного поля,  $L$  – длина соленоида.*

*Напряжённость магнитного поля соленоида*

$$H = n \cdot I, \quad (9.21)$$

*где  $n$  – число ампер-витков (количество витков на единицу длины),  $I$  – сила тока.*

Самостоятельно задайте необходимые численные данные в дополнительных заданиях.

### ЧИСЛЕННЫЕ ДАННЫЕ К ЗАДАЧЕ 9 «ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА»

№	Порядок следования поляризаторов					Коэффициенты пропускания			
	1-й	2-й	$\varphi$ , ° направление	3-й	$\psi$ , ° направление	$\alpha_1$	$\beta_1$	$\alpha_2$	$\beta_2$
<b>1</b>	<b>2</b>	<b>3</b>	<b>4</b>	<b>5</b>	<b>6</b>	<b>7</b>	<b>8</b>	<b>9</b>	<b>10</b>
1	1	2	30, по часовой	3	60, по часовой	0,75	0,18	0,81	0,11
2	2	3	45, против часовой	1	30, по часовой	0,78	0,14	0,76	0,15
3	3	1	60, по часовой	2	45, против часовой	0,82	0,12	0,77	0,17
4	1	3	30, против часовой	2	15, по часовой	0,74	0,16	0,79	0,13
5	2	1	15, по часовой	3	45, по часовой	0,80	0,13	0,73	0,14
6	3	2	30, против часовой	1	15, против часовой	0,81	0,11	0,84	0,10
7	1	2	15, по часовой	3	60, по часовой	0,76	0,15	0,70	0,16
8	2	3	60, против часовой	1	90, по часовой	0,77	0,17	0,75	0,13
9	3	1	15, по часовой	2	45, против часовой	0,75	0,12	0,83	0,11
10	1	3	45, против часовой	2	90, против часовой	0,78	0,16	0,81	0,12
11	2	1	30, по часовой	3	30, против часовой	0,82	0,13	0,76	0,14
12	3	2	45, против часовой	1	60, по часовой	0,74	0,11	0,77	0,13
13	1	2	60, по часовой	3	15, по часовой	0,80	0,15	0,79	0,11
14	2	3	45, против часовой	1	60, против часовой	0,81	0,12	0,73	0,15
15	3	1	30, по часовой	2	45, по часовой	0,76	0,18	0,84	0,10
16	1	3	60, против часовой	2	60, по часовой	0,77	0,14	0,70	0,12
17	2	1	45, по часовой	3	30, против часовой	0,75	0,17	0,71	0,16
18	3	2	15, по часовой	1	60, по часовой	0,78	0,12	0,83	0,13
19	1	2	30, против часовой	3	90, по часовой	0,82	0,10	0,76	0,14
20	2	3	60, по часовой	1	30, по часовой	0,74	0,13	0,80	0,13
21	3	1	45, по часовой	2	60, по часовой	0,80	0,11	0,72	0,15

<b>1</b>	<b>2</b>	<b>3</b>	<b>4</b>	<b>5</b>	<b>6</b>	<b>7</b>	<b>8</b>	<b>9</b>	<b>10</b>
22	1	3	75, против часовой	2	30, против часовой	0,71	0,15	0,81	0,12
23	2	1	30, по часовой	3	60, по часовой	0,82	0,12	0,76	0,14
24	3	2	60, по часовой	1	45, против часовой	0,73	0,12	0,77	0,16
25	1	2	45, против часовой	3	30, по часовой	0,79	0,16	0,75	0,13
26	2	3	30, по часовой	1	30, против часовой	0,73	0,13	0,78	0,12
27	3	1	60, против часовой	2	90, по часовой	0,84	0,11	0,72	0,12
28	1	3	75, по часовой	2	30, против часовой	0,80	0,14	0,74	0,16
29	2	1	45, против часовой	3	90, против часовой	0,75	0,12	0,79	0,14
30	3	2	30, по часовой	1	45, по часовой	0,83	0,12	0,73	0,18

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чопчиц, Н. И. Комплексные задачи по физике / Н. И. Чопчиц. – Брест : Изд-во БрГТУ, 2014. – 108 с.
2. Чопчиц, Н. И. Современная парадигма физпрактикума по решению задач и комплексные задачи по физике / Н. И. Чопчиц, А. А. Гладыщук // Методыка выкладання дысціплін фізічнага профілю ў вышэйшых навучальных установах : тезісы рэспублік. нав.-метод. канф. – Брэст, 1992. – С. 10.
3. Гладыщук, А. А. Концепция и практический опыт преподавания физики в Брестском политехническом институте / А. А. Гладыщук // Методыка выкладання дысціплін фізічнага профілю ў вышэйшых навучальных установах : тезісы рэспублік. нав.-метод. канф. – Брэст, 1992. – С. 18.
4. Комплексные задачи в курсе физики / Н. И. Чопчиц [и др.]. // Методические материалы по вопросам преподавания физики в высшей школе республики. – Минск, 1991. – С. 114.
5. Гладыщук, А. А. Компонент оптических явлений в комплексных задачах по физике / А. А. Гладыщук, Т. Л. Кушнер, О. Ф. Савчук // Физика в учреждениях образования: научные, методические и прикладные аспекты : сб. материалов Респ. науч.-метод. конф., Брест, 12–13 октября 2023 г. / Брестский государственный технический университет ; редкол.: Т. Л. Кушнер (отв. ред.) [и др.]. – Брест : БрГТУ, 2023. – С. 3–6.
6. Гладыщук, А. А. Физика I. Методические рекомендации для практических занятий по физике с индивидуальными заданиями : в 2 ч. / М. М. Барковская, А. А. Гладыщук, О. Ф. Савчук. – Брест : БрГТУ, 2019. – Ч. I. – 62 с.
7. Гладыщук, А. А. Физика II. Методические рекомендации для выполнения самостоятельной работы с индивидуальными домашними заданиями : в 2 ч. / М. М. Барковская, А. А. Гладыщук, О. Ф. Савчук. – Брест : БрГТУ, 2020. – Ч. II. – 54 с.
8. Иванов В. К. Физика. Электромагнитные волны: учеб. пособие / В. К. Иванов. – СПб. : ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2023. – 208 с.

Учебное издание

**Составители:**

*Гладышук Анатолий Антонович*

*Кушнер Татьяна Леонидовна*

*Савчук Оксана Федоровна*

# ФИЗИКА-III

Методические рекомендации  
для выполнения самостоятельной работы  
с индивидуальными домашними заданиями  
для студентов технических специальностей  
дневной и заочной форм обучения

Ответственный за выпуск: Кушнер Т. Л.

Редактор: Митлошук М. А.

Компьютерная вёрстка: Соколюк А. П.

Корректор: Дударук С. А.

---

Подписано в печать 28.12.2023 г. Формат 60x84 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага «Performer».  
Гарнитура «Times New Roman». Усл. печ. л. 2,79. Уч. изд. л. 3,0. Заказ № 1407. Тираж 20 экз.  
Отпечатано на ризографе учреждения образования «Брестский государственный  
технический университет». 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.  
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя,  
распространителя печатных изданий № 1/235 от 24.03.2014 г.



