

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем

P-444

Т. Тэнэсеску

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ
ДЛЯ СОЕДИНЕНИЯ
ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ
ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Дубна 1959 год

P-444

Т. Тэнэсеку

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ СОЕДИНЕНИЯ
ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

547/6 192.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. Введение

С целью регистрации на фотографическую пленку изображения событий, эмитирующих очень малое количество света, мы изучали возможность применения электронно-оптических преобразователей /ЭОП/.

Соотношение числа фотонов на флуоресцирующем экране к числу фотонов на фотокатоде, получаемое с помощью такой трубки, равно 15-20 при условии, что линейное увеличение трубки равно единице и что ЭОП имеет один внутренний каскад /1/.

Если ЭОП состоит из нескольких внутренних каскадов, то усиление света равно произведению усилений отдельных каскадов; если величина изображения на экране меньше величины изображения на фотокатоде, то усиление яркости света в изображении растёт с уменьшением площади изображения на экране.

Построение ЭОП с двумя или несколькими внутренними каскадами является трудной задачей и поэтому мы изучали вопрос о внешнем оптическом соединении двух однокаскадных трубок для получения большего усиления яркости света.

Мы использовали два типа трубок фирмы Цейсс-Иена /ГДР/ /1/. Одна - / BW 55 / с фотокатодом диаметром 55 мм и флуоресцирующим экраном диаметром 33 мм, а другая - / BW 80 / с фотокатодом диаметром около 80 мм и флуоресцирующим экраном диаметром 9 мм /рис.1/. Трубки первого типа увеличивают яркость каждого элемента предмета в 45-50 раз, а второго в 1000-1100 раз, /с учетом уменьшения поверхности изображения/.

Если бы мы использовали фотографический объектив с относительным отверстием 1/1,5 и линейное увеличение 1/1, тогда в объектив падало бы меньше 1% света от предмета при условии, что предмет излучал бы свет изотропно.

Коэффициент собирания света объектива рассчитывается по формуле

$$\eta = \frac{1 - \cos \alpha}{2},$$

где 2α - угол объектива при рассмотрении от центра предмета. В таких условиях на выходе оптической системы световой поток получится меньше, чем на входе фотокатода данной трубки.

Но флуоресцирующий экран излучает свет в каждой своей точке по закону распределения Ламберта, по которому коэффициент собирания света увеличивается:

$$\eta = \sin^2 \alpha.$$

В случае для объектива 1/1,5, если свет излучается в одном направлении, коэффициент собирания света достигает теоретически 2,8% при линейном увеличении 1/1.

Для изготовления объектива большим отверстием, предпочтительны зеркальные системы вместо систем с линзами /2/: во-первых, потери света меньше в зеркальных системах, и, во-вторых, их аберрации легче исправить.

Зеркальный объектив имеет обычно сферическое зеркало; сферические аберрации исправляются линзой, расположенной перед зеркалом. В камере Шмидта эта исправляющая линза в виде пластинки с несферическим профилем расположена в центре кривизны зеркала /3/. Изготовление специального несферического профиля для линзы является сложной операцией. Чтобы получить в оптической системе линейное увеличение 1/1 нужны две единицы Шмидта, каждая из которых установлена на бесконечность, то есть между этими единицами свет от каждой точки предмета составляет пучок параллельных лучей с соответствующими отклонениями.

Другой тип зеркального объектива - система Максудова /4/, где исправляющей линзой является мениск со сферическими поверхностями.

Ниже будет изучено применение третьего типа объектива со сферическим мениском, концентрическим с зеркалом /5/. Этот объектив имеет ряд преимуществ: маленькие сферические аберрации, полное отсутствие аберрации кома и астигматизма /если предмет и изображение находятся на сферических поверхностях/.

В нашем случае не возникают хроматические аберрации, так как свет, излучаемый флуоресцирующим экраном, находится в узкой полосе длин волны.

Зеркальная система использовалась до сих пор для астрономических телескопов, микроскопов с зеркальными объективами, рефлекторов для проекции на экран в телевизионных приемниках и для фотографических камер /6,7,8/.

Условия, соблюдаемые в каждом из этих случаев, отличаются от требуемых условий в случае регистрации событий в ядерной физике. Здесь нужны объективы с большой светосилой, но их разрешающая способность может быть меньше, чем в предыдущих случаях, причем не нужно исправлять хроматические аберрации.

В нашем случае предпочтителен иммерсионный объектив, потому что такой тип объективов имеет большую светосилу. Величина предмета в нашем случае должна быть порядка одного сантиметра.

Отражательные системы с компенсированными аберрациями известны уже более ста лет. Они развились в связи с применением в астрономии. Их использование для других научных целей получило распространение лишь в последние годы. Это стало возможным благодаря тому, что сегодня получение отражательных поверхностей облегчено прогрессом техники /распыление в вакууме и т.д./. Широкому внедрению отражательных систем мешают трудности, связанные с центровкой элементов, образующих систему. Эта центровка при монтаже является важной и трудной операцией, от которой зависит правильная работа отражательной системы.

Существует мало общих исследований, в которых рассматриваются объективы с большой светосилой. Относительно их применения в случае слабых сцинтилляций на экране мы ничего не нашли в технической литературе и поэтому предприняли специальные исследования для того чтобы найти оптические системы, которые являются более подходящими для интересующего нас случая.

Ниже приводим данные испытаний. В результате этих испытаний мы нашли общий графический метод - метод логарифмических кривых, который позволяет найти оптимальное решение данной оптической системы.

Мы нашли также подходящее разложение в ряд для фокального расстояния главного характерного параметра. Это разложение в ряд может быть применено даже для объективов с большим отверстием. На основании этого были определены оптимальные решения для каждого случая.

2. Зеркальная система с concentрическим мениском.

Единица такой системы показана на рис. 2. Видно как луч, соответствующий углу α , пересекает ось в точке A . Можно написать следующие зависимости:

$$\frac{R_0}{a} = \frac{\sin(\gamma + \nu)}{\sin \nu} \quad /1/$$

$$\gamma = \alpha - \alpha' + \beta - \beta' + \nu \quad /2/$$

$$\sin \nu = \frac{R_2}{R_0} \sin \beta', \quad \sin \alpha' = \frac{1}{n} \sin \alpha, \quad \sin \beta = \frac{R_1}{R_2} \sin \alpha', \quad \sin \beta' = n \sin \beta, \quad /3/$$

где n - показатель преломления мениска.

Чтобы иметь маленькие aberrации, a должно оставаться как можно более постоянным, независимо от α , в широкой области изменения α .

Чтобы следить за изменениями a при определенных значениях n , $\frac{R_1}{R_0}$, $\frac{R_2}{R_0}$ нужно подсчитать значение α' , β , β' , ν из зависимости /3/, варьируя значение α . Затем нужно найти γ из /2/ и a из /1/. Но этот метод не позволяет провести общее обсуждение решения и найти оптимальное решение, если $\frac{R_1}{R_0}$ и $\frac{R_2}{R_0}$ имеют разные значения.

Другой метод, основанный на графических построениях, позволяет легко определить положения точки A , если известны $\frac{a}{R_0}$, $\frac{R_1}{R_0}$ и $\frac{R_2}{R_0}$. В этом методе используется следующее свойство: направления падающего и отраженного лучей касательны к двум concentрическим окружностям, радиусы которых обратно пропорциональны соответствующим показателям преломления /рис.3/. Центр окружностей находится на нормали к поверхности разделения двух сред. Но этот метод не позволяет вести общее изучение и сделать выводы об оптимальном решении.

Мы разработали третий метод под названием метода логарифмических кривых. Этот метод предполагает, что мениск удален от зеркала. Aberrации мениска можно характеризовать через $\varphi = \alpha - \alpha' + \beta - \beta'$, где φ отклонение угла луча от входа до выхода:

$$\varphi = f_1\left(\alpha, \frac{R_1}{R_2}\right) \quad /4/$$

для луча, параллельного оси при входе. Аберрация зеркала характеризуется $\gamma - \nu$ для лучей, исходящих из точки A , расположенной на оси:

$$\gamma - \nu = f_2\left(\nu, \frac{R_0}{a}\right). \quad /5/$$

Когда соединяются мениск с зеркалом, возникает зависимость:

или

$$\frac{\sin \nu}{\sin \beta'} = \frac{R_2}{R_0}$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \nu} = \frac{R_0}{R_1}.$$

Если мы хотим компенсировать аберрации, когда α и ν варьируются в определенных пределах, нужно выбрать $\frac{R_1}{R_2}$, $\frac{R_0}{a}$ и $\frac{R_1}{R_0}$ так, чтобы разница $\varphi - (\gamma - \nu)$ была как можно меньше в области изменения α и ν .

Давая разные значения α в отношении /4/ вычисляем φ для каждого из них, предполагая, что $\frac{R_1}{R_2}$ имеет определенное постоянное значение.

Таким образом, получится кривая $\varphi = f_1(\alpha)$. Для другого значения $\frac{R_1}{R_2}$ получится другая кривая и так далее. На рис. 4 наверху показано семейство таких кривых. Кривые построены для переменных $\log \sin \alpha$ и φ .

$$\log \sin \alpha = F_1\left(\varphi, \frac{R_1}{R_2}\right)$$

Аналогично, для разных значений $\frac{R_0}{a}$ из зависимости /5/ получится другое семейство кривых, показанных внизу на рис. 4

$$\log \sin \nu = F_2\left(\gamma - \nu, \frac{R_0}{a}\right).$$

Видно, что выражение /6/ можно переписать в виде

$$F_1 = \log \frac{R_0}{R_1} + F_2.$$

Если нужно компенсировать аберрации, то есть сделать φ близким по значению к $\gamma - \nu$, то следует найти такую пару кривых F_1 и F_2 , чтобы они почти совпали в какой-то области при вертикальном перемещении одной из них.

С этой целью следует построить семейство кривых F_2 на прозрачной бумаге и, совместив вертикальные оси F_1 и F_2 , перемещать прозрачную бумагу, отыскивая две хорошо совпадающие кривые в интересующей нас области изменения α /или ν /. Значения $\frac{R_1}{R_2}$ и $\frac{R_0}{a}$ на этих двух кривых являются оптимальными; значение $\frac{R_0}{R_1}$ определяется из величины перемещения, которое представляет собой $\log \frac{R_0}{R_1}$. Этот метод является общим и может быть применен и в других случаях, когда возникает вопрос о компенсации аберрации двух оптических единиц.

Однако наилучшим является метод, основанный на разложении в ряд выражения фокусного расстояния.

Вместо α мы предпочли взять за независимую переменную ν . Действительно, ν варьируется меньше α , и поэтому удобнее использовать ν как переменную при разложении в ряд.

Зависимость $1/f$ приведет, таким образом, к разложению $\sin^2 \nu$ в степенной ряд. Оставляем первые пять членов общего разложения:

$$\frac{R_0}{a} = A_1 - \frac{1}{6}(A_1^2 - A_3)\sin^2 \nu + \frac{1}{120}(A_1^5 - 10A_1^2 A_3 + 3A_5)\sin^4 \nu, \quad (7)$$

где

$$A_i = 2 + \left(1 - \frac{1}{n_i}\right) \left[\left(\frac{R_0}{R_1}\right)^i - \left(\frac{R_0}{R_2}\right)^i \right].$$

В первом приближении $\frac{R_0}{a}$ равно A_1 , которое зависит от $\frac{R_0}{R_1}$ и $\frac{R_0}{R_2}$. В таблице № 1 приведена эта зависимость для $n = 1,54$.

Т а б л и ц а № 1

Зависимость A_1 от $\frac{R_0}{R_1}$ и $\frac{R_1}{R_2}$ / $n = 1,54$ /.

$\frac{R_0/R_2}{R_1}$	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95
2,5	2,351	2,262	2,175	2,0875	2,0438
2,6	2,365	2,273	2,182	2,0912	2,0456
2,8	2,393	2,295	2,196	2,0984	2,0492
3	2,421	2,315	2,210	2,1052	2,0526
3,2	2,449	2,337	2,224	2,112	2,0561

Связь между ν и γ зависит в первом приближении только от A_1 . В таблице 2 показана зависимость ν от γ .

Таблица 2.

Зависимость ν от γ .

	γ	5°	10°	15°	20°	25°
$A_1 = 2$	ν	5°	$9^\circ 42'$	$14^\circ 2'$	$17^\circ 55'$	$21^\circ 10'$
	$\gamma + \nu$	10°	$19^\circ 42'$	$29^\circ 2'$	$37^\circ 55'$	$46^\circ 10'$
$A_1 = 2,5$	ν	$3^\circ 19'$	$6^\circ 34'$	$9^\circ 34'$	$12^\circ 21'$	$14^\circ 45'$
	$\gamma + \nu$	$8^\circ 19'$	$16^\circ 34'$	$24^\circ 34'$	$32^\circ 21'$	$39^\circ 45'$

В нашем случае ν всегда меньше 18° , поэтому следует оставить в этом разложении только члены до четвертой степени включительно. Когда выбираем значения $\frac{R_0}{R_1}$ и $\frac{R_1}{R_2}$, нужно учитывать, что потери света в мениске растут с увеличением $\frac{R_2 - R_1}{R_0}$ и $\frac{R_2}{R_0}$. Но когда $\frac{R_2 - R_1}{R_0}$ меньше 0,1, то возникают трудности в конструкции мениска, который становится слишком тонким.

Выражение /7/ устанавливает между $\frac{R_0}{A}$ и $\sin \nu$ связь, которая может принимать одну из характерных форм, показанных на рис. 5, соответственно значениям $\frac{R_0}{R_1}$ и $\frac{R_1}{R_2}$. Для кривой *b* абберации меньше, при $\nu = \nu_0$ абберации компенсируются. Как видно из рис. 6, ν_0 есть функция $\frac{R_0}{R_1}$ и $\frac{R_1}{R_2}$. Кривая *c* соответствует $\nu_0 = 0$, тогда третий член разложения исчезает.

На рис. 6 пунктиром обозначены линии $\frac{R_2 - R_1}{R_0} = \text{const}$, параметр которых соответствует относительной толщине мениска. Видно, что для $\nu_0 = \text{const}$ коэффициент при втором члене выражения /7/ остается практически постоянным.

Вспользуемся рис. 6 и таблицами 1 и 2, чтобы выбрать значения для $\frac{R_0}{R_1}$ и $\frac{R_1}{R_2}$.

Построим, например, объектив с отверстием $\gamma + \nu = 40^\circ$. Максимальное

значение ν зависит от значения A_1 :

$$A_1 = 2 \quad \nu_{\max} = 18^\circ 45'$$

$$A_1 = 2,5 \quad \nu_{\max} = 13^\circ.$$

Если выбрать $\sin \nu_0 = 0,25$, то есть $\nu_0 = 14^\circ 30'$, то из соответствующей кривой на рис. 6 найдем несколько парных значений $\frac{R_0}{R_1}$ и $\frac{R_1}{R_2}$. Если найдены, например, $\frac{R_0}{R_1} = 2,81$ и $\frac{R_1}{R_2} = 0,8$, то $\frac{R_2 - R_1}{R_0} = 0,089$, $A_1 = 2,198$ и $\frac{a}{R_0} = 0,455$. Для значений $\gamma + \nu = 40^\circ$ найдем $\nu = 17^\circ$. На рис. 7 приводится эта оптическая система с предельными лучами. В этом случае можно написать:

$$\frac{a}{R_0} = 0,455 + 0,0275 \sin^2 \nu \left(1 - \frac{\sin^2 \nu}{\sin^2 \nu_0} \right).$$

На рис. 8 показаны разные положения точки A , в каждой точке проведен соответствующий луч. Чтобы определить оптимальное положение плоскости изображения, или вернее концентрической сферы, нужно рассмотреть точку пересечения огибающей кривой разных лучей с лучом, симметричным проходящему через крайнюю точку N . Таким образом найдем оптимальное положение точки A

$$\frac{a}{R_0} = 0,455 - 0,00035$$

и радиус круга наименьшего рассеяния, представляющий собой точку в изображении

$$r = 0,00014 R_0.$$

Чтобы иметь разрешающую способность изображения 200 линий, нужно, чтобы изображение находилось в окружности радиусом $0,028 R_0$. В этих условиях угол изображения должен быть $2 \times 3^\circ 31'$.

Если каждая точка предмета излучает свет равномерно, то коэффициент собирания системы равен

$$\frac{1 - \cos 40^\circ}{2} - \frac{1 - \cos 7^\circ}{2} = 11,3\%.$$

Если свет излучается по распределению Ламберта, как в случае флуоресцирующего экрана, то коэффициент собирания системы равен

$$\sin^2 40^\circ - \sin^2 7^\circ = 40\%.$$

Это значение соответствует излучению центральных точек предмета. Для крайних точек этот коэффициент немного уменьшается.

3. Оптическая зеркальная единица с двумя концентрическими зеркалами

В нашем случае предмет находится на флуоресцирующем экране одной трубки ЭОП, а изображение должно образоваться на фотокатод следующей трубки. Предпочтительно поставить эти трубки вне пространства между этими двумя зеркалами. Если одна из трубок расположена внутри, то отверстие зеркал в системе, описанной в § 2, должно быть достаточно большим, чтобы трубки не представляли значительной преграды для передачи света между сферическими зеркалами единиц, составляющих систему 1/1.

Если трубка расположена перед мениском, можно сдвинуть мениск в симметричное положение по отношению к центру зеркала.

Во всяком случае, следует установить дополнительное зеркало, чтобы ввести или вывести изображение во внутреннее пространство оптической системы.

Таким же образом, если трубка расположена вне оптической системы, то для того, чтобы ввести и вывести световой пучок, нужно установить дополнительное зеркало. При этом возможно много решений.

Рассмотрим здесь случай концентрической дополнительной линзы, расположенной, как указано на рис. 9, и имеющей некоторые преимущества в данном случае. Попробуем скомпенсировать aberrации каждого зеркала в отдельности, без использования мениска.

Из рис. 10 видно, как параллельный луч, соответствующий углу α , пересекает ось в точке A после двух отражений. Расстояние a можно найти из выражений

$$\frac{R_0}{a} = \frac{\sin \gamma}{\sin \beta}, \quad \gamma = 2(\alpha - \beta), \quad \frac{R_1}{\sin \beta} = \frac{R_0}{\sin \alpha}$$

Когда α варьируется в определенной области, a должно оставаться практически постоянным.

Чтобы следить за a , можно использовать любой из четырех методов, изложенных в предыдущем параграфе. Здесь производим разложение в ряд, сохраняя первые пять членов общего разложения:

$$\frac{R_0}{a} = 2A_1 - \frac{4A_1^3}{3} \left(1 - \frac{A_3}{4A_1^3}\right) \sin^2 \beta + \frac{4}{15} A_1^5 \left(1 - \frac{5}{2} \frac{A_3}{A_1^3} + \frac{9}{16} \frac{A_5}{A_1^5}\right) \sin^4 \beta,$$

где

$$A_i = \left(\frac{R_0}{R_1}\right)^i - 1.$$

В первом приближении $\frac{R_0}{A} = 2A_1$.

Коэффициент второго члена в приведенном разложении равен нулю при $\frac{R_0}{R_1} = 2,315$, а коэффициент третьего члена равен нулю при $\frac{R_0}{R_1} = 2,04$. Таким образом, рекомендуется выбрать $\frac{R_0}{R_1}$ между этими значениями.

На рис. 11 показаны кривые, изображающие зависимость $\frac{R_0}{a}$ от $\sin \beta$. Зависимость β_0 от $\frac{R_0}{R_1}$ показана на рис. 12.

Например, для $\frac{R_0}{R_1} = 2,55$ имеем: $\beta = 10^\circ 55'$, $\gamma_0 = 35^\circ 45'$,
 $\frac{a}{R_0} = 0,323 - 0,0238 \sin^2 \beta \left(1 - \frac{\sin^2 \beta}{0,0355}\right)$.

На рис. 13 показаны разные положения точки A и соответствующие лучи, когда γ варьируется от 0° до 40° .

Из графика вытекает, что оптимальное положение изображения соответствует $\frac{a}{R_0} = 0,323 + 0,000235$ /круг наименьшего рассеяния/. В этом случае круг, изображаемый точкой, имеет радиус $0,00037 R_0$.

Для того, чтобы иметь разрешающую способность в 200 линий, радиус круга, определяющего изображение, должен быть $0,074 R_0$, а угол, под которым виден предмет от центра, будет $2 \times 13^\circ 10'$.

На рис. 14 показаны предельные лучи этой системы.

Если источник света из A распределяет свет равномерно вокруг, то коэффициент собирания равен 9,4% с учетом экранирования дополнительного зеркала.

Если из A свет излучается по распределению Ламберта, коэффициент собирания равен 32,3%.

4. Концентрическая иммерсионная зеркальная система /1/1/.

В нашем случае предметом является изображение на флуоресцирующем экране, состоящем из тонкого слоя кристаллов. Над ним находится стеклянная пластинка, которая входит во внешнюю оболочку трубки ЭОП. В случае трубок Цейсс свет излучается точками экрана вне трубки по распределению Ламберта.

С помощью иммерсионного объектива можно собирать свет, излучающийся перпендикулярно экрану, в пространство между предметом и зеркалом.

Коэффициент собирания света можно увеличивать без увеличения апертуры зеркала; известно, что большая апертура означает большие аберрации.

Но если путь света до зеркала велик, иммерсионный объектив ведет к дополнительным потерям света. В нашем случае используем этот иммерсионный объектив для трубки **BW80**, маленький экран которой образует короткий объектив.

Оказалось, что самым подходящим иммерсионным объективом будет тот, который указан на рис. 15; здесь между предметом и главным зеркалом находится стекло или другая прозрачная среда.

В объективе имеют место два отражения и одно преломление / \mathcal{B} /.

Система характеризуется величинами:

$$n, \frac{R_0}{R_1}, \frac{R_0}{a}.$$

В настоящем случае имеем следующие выражения:

$$\frac{\sin \gamma}{R_0} = \frac{\sin \beta}{R_1}, \sin \delta = n \sin \beta, \varphi = \delta + 2\gamma - 3\beta.$$

Когда $\frac{R_0}{R_1}$ известно, параллельный луч, соответствующий углу β , пересекает ось в точке A , так что

$$\frac{R_0}{A} = \frac{\sin \varphi}{\sin \beta}.$$

Если δ варьируется до какого-то предела, $\frac{R_0}{a}$ должно оставаться практически постоянным. Разлагая в ряд и сохраняя первые 5 членов общего разложения, находим:

$$\frac{R_0}{a} = A_1 + \frac{1}{6} (A_3 - A_1^3) \sin^2 \beta + \frac{1}{120} (A_5 - 10A_3 A_1^2 + 9A_1^5) \sin^4 \beta,$$

где

$$A_i = n^i + 2 \left(\frac{R_0}{R_1} \right)^i - 3.$$

Если $n = 1,54$, коэффициент при втором члене в нашем разложении равен нулю для $\frac{R_0}{R_1} = 2,02$.

Интересными являются случаи, когда $\frac{R_0}{R_1} < 2,02$.

На рис. 16 показаны разные формы изменения $\frac{R_0}{a}$ в зависимости от $\sin \beta$. На рис. 17 показана зависимость β_0 от $\frac{R_0}{R_1}$. Например, если $\frac{R_0}{R_1} = 2$, то $\beta = 11^\circ$ и $\frac{a}{R_0} = 0,393 + 0,0364 \sin^2 \beta \left(\frac{\sin^2 \beta}{0,0363} - 1 \right)$.

На рис. 18 показано как перемещается точка и соответствующие лучи, когда β принимает разные значения. Для предельной точки N , соответствующей $\varphi = 34^\circ 40'$, найдется оптимальное положение плоскости изображения, для которой $\frac{a}{R_0} = 0,393 + 0,00025$, а радиус круга, представляемого точкой в изображении, равен $0,00023 R_0$. Чтобы иметь разрешающую способность в 200 линий, угол, под которым виден предмет из центра, должен быть $2 \times 6^\circ 42'$.

На рис. 19 показана эта оптическая единица и ее предельные лучи.

В случае предмета, излучающего свет в стекле по распределению Ламберта, на входе нашего объектива коэффициент собирания будет 21% /учитывая эффект экранирования дополнительного зеркала/. Но если источник света перед стеклом излучает в вакуум по распределению Ламберта /как в случае экрана ЭОП/, то предельные углы $34^\circ 40'$ и $19^\circ 30'$ /рис.19/ в стекле соответствуют углам 62° и 31° в вакууме и коэффициент собирания света возрастает в данном случае до 50%.

Две такие единицы, расположенные друг перед другом, образуют оптическую систему с увеличением 1/1.

5. Концентрическая иммерсионная зеркальная единица /1/θ/

Для получения увеличения изображения используем одну единицу, изображенную на рис. 20. При переходе от А к В на выходе получается геометрическое увеличение изображения вместо параллельных лучей.

Расстояние b находится из выражения

$$n \frac{R_0}{b} = \frac{\sin \varepsilon}{\sin \beta},$$

где

$$\varepsilon = 2\gamma + \delta - \alpha - 3\beta; \quad \sin \gamma = \frac{R_0}{R_1} \sin \beta; \quad \sin \delta = n \sin \beta; \quad \sin \alpha = \frac{R_0}{a} \sin \beta.$$

Разлагая в ряд, получим

$$n \frac{R_0}{b} = A_1 + \frac{1}{6} (A_3 - A_1^3) \sin^2 \beta + \left(\frac{3}{40} A_5 - \frac{1}{2} A_1^2 A_3 + \frac{1}{120} A_1^5 \right) \sin^4 \beta,$$

где

$$A_i = 2 \left(\frac{R_0}{R_1} \right)^i + n^i - \left(\frac{R_0}{a} \right)^i - 3.$$

Для того чтобы использовать эту оптическую единицу для перехода от экрана трубки **BW 80** к фотокатоду следующей трубки **BW 80**, нужно иметь линейное увеличение $1/\theta$.

Тогда имеем:
$$\frac{b}{a} = \frac{n}{a} \frac{R_0}{a_1} = 9.$$

Для $n = 1,54$ найдем

$$\frac{R_0}{R_1} = 0,587 \frac{R_0}{a} + 0,73.$$

Будем считать $\frac{R_0}{a}$ главным параметром. Если $\frac{R_0}{a} = 2,55$, то исчезает третий член. Форма кривых зависимости $\frac{R_0}{b}$ от $\frac{R_0}{a} \sin \beta$ показана на рис. 21, кривая /1/ для значения $\frac{R_0}{a}$ между 2,55 и 3,65 представляет интерес благодаря малым абберациям, возникающим в этом случае.

На рис. 22 показана зависимость $\sin \beta_0$ от $\frac{R_0}{a}$.

В нашем случае для трубки **BW 80** максимальное значение угла равно 23° благодаря форме стеклянной оболочки выходного экрана /рис.28/. Нужно выбирать β_0 таким образом, чтобы соответствующее значение α

было меньше 23° . Пусть, например, α близко к 20° . Если $\frac{R_0}{a} = 3,46$, то $\frac{R_0}{R_1} = 2,757$; $A_1 = 0,595$; $\beta = 5^\circ 35'$; $\alpha = 19^\circ 45'$.

Разложение в ряд имеет вид

$$\frac{b}{R_0} = 2,6 + 0,316 \sin^2 \beta \left(\frac{\sin^2 \beta}{0,0034} - 1 \right).$$

Из рис. 23 вытекает, что оптимальное положение плоскости изображения при $\alpha_{\max} = 23^\circ$ получается, когда $\frac{b}{R_0} = 2,6 + 0,00026$. Тогда радиус круга, представляющего точку в изображении, равен $0,00024 R_0$.

Чтобы иметь разрешающую способность в 100 линий, эквивалентную разрешающей способности в 200 линий в предыдущих случаях, когда использовались две единицы, необходимо, чтобы радиус контура изображения был бы равен $0,024 R_0$, что предусматривает угол входного отверстия объектива равный $2 \times 4^\circ 50'$ /рис.24/.

Трубка BW 80 имеет экран радиусом 45 мм и, следовательно, $R_0 = 187$ мм.

Коэффициент собирания света этой оптической единицы равен 30%, если свет на входе имеет распределение Ламберта в вакууме.

Но дефектом этой единицы является то, что путь лучей в стекле велик, и происходят значительные потери света. Ниже показано, как можно укоротить этот путь.

6. Дополнительная линза для плоских предметов и изображений

В предыдущих оптических системах предмет и его изображение должны были находиться на поверхностях, концентрических с зеркалом. В нашем случае предмет /флуоресцирующий экран/ является плоским /рис. 25/, а изображение должно находиться на плоском или сферическом фотокатоде, который иногда имеет кривизну даже обратного знака /в случае, когда изображение передается на фотокатод ЭОП/. Если изображение передается на фотокатод суперортикона, оно должно быть плоским. На рис. 26 показано, где получается изображение I_1 , когда предмет является плоским.

Другой фактор, который нужно учитывать, - это преломление луча при прохождении через стеклянный слой трубки /толщина стекла экрана 2-3 мм плюс 3-4 мм стекла у фотокатода/. В дальнейшем будем учитывать и это преломление. Если мы не заботимся о получении изображения на плоскости, то, как показано на рис. 27, оптимальное расположение плоскости изображения получается, когда $\overline{AA_0} = \overline{A_1A_2}$. В этих условиях для того, чтобы иметь разрешающую способность в 100 линий, угол α должен быть меньше 3° , когда поле предмета достигает $2 \times 45^\circ$. В трубке BW80 экран имеет диаметр 9 мм, и, следовательно, радиус a сферы, на которой находится изображение или предмет, должен быть равен 100 мм.

Иммерсионный объектив будет длинным, и, следовательно, поглощение света в стекле будет большим.

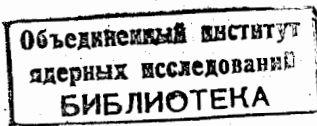
В дальнейшем мы увидим, как улучшится положение, когда перед иммерсионным объективом вставляется дополнительная выпуклая линза. Рассмотрим случай трубки BW80 : $R_1 = 15$ мм, $R_0 = 30$ мм, $a = 11,8$

$\varphi_{\max} = 23^\circ$ /рис. 28/ $\varphi_{\min} = 13^\circ$. Средний угол полезных лучей, падающих в центр экрана, соответствует 18° /рис.29/. Если учитываем преломление этого луча при прохождении через выпуклую линзу и стеклянную стенку трубки толщиной в 2 мм, то как видно на рис. 30, центральная точка А перемещается в A_0 . Отрицательный эффект обусловлен воздушным зазором толщиной d_0 и дополнительной стеклянной линзой толщиной 1 мм. Сферическая поверхность этой линзы берется концентрической с зеркалом, ее радиус был обозначен R . Расстояние между A_0 и сферической поверхностью линзы составляет 3 мм. Расстояние между А и сферической поверхностью линзы было обозначено a_0 . Рассмотренный луч / $\varphi = 18^\circ$ / падает на сферическую поверхность линзы в точке М и определяет угол α_0 . Из рис. 30 видно, что a_0 , d_0 и α_0 связаны соотношением / α_0 мало /:

$$(a_0 + d_0) \operatorname{tg} 18^\circ \approx 3 \operatorname{tg} (\delta - \alpha_0) + d_0 \operatorname{tg} \beta,$$

где δ является функцией α_0 :

$$\sin \delta = \frac{1}{n} \sin (\beta + \alpha_0), \quad \sin \beta = n \sin 18^\circ$$



547/6 142.

Предполагается, что коэффициент преломления стекла трубки одинаков с коэффициентом преломления линзы. Это выражение можно упростить:

$$d_0 \approx 1,51 a_0 - 4,56 + 1,08 \alpha_0^\circ, \quad /8/$$

где α_0° представляет собой α_0 , измеренный в градусах.

Из рис. 30 получается также зависимость

$$3 \operatorname{tg}(\delta - \alpha_0) \approx R \alpha_0$$

или

$$R = \frac{55,8}{\alpha_0} - 1,32. \quad /9/$$

Все величины длин в этих формулах выражены в миллиметрах.

Исключая α_0° из /8/ и /9/, получаем первую зависимость между a , d и R . Вторую зависимость между этими переменными получаем, учитывая, что окружности с радиусами R и a являются концентрическими:

$$R + a_0 = a.$$

Третья зависимость получается из условия, что свет, имеющий другое направление в стекле, должен излучаться из точки b плоскости A_0 . Выберем эту точку в A' на расстоянии 3,5 мм от центра, имея в виду, что предел изображения находится на расстоянии 4,5 мм. Прямая A' определяет угол 18° .

В этой плоскости пучок полезных лучей, проходящий через объектив, /рис.29/ имеет в верхней части среднее направление, образующее с $A'O$ угол 28° , а в нижней части - среднее направление, образующее угол 6° /рис.31/. Эти два луча встречаются в A' , но если поместить выпуклую линзу, точка A' переместится в A'_0 , находящуюся в плоскости A_0 . Это условие дает третье соотношение между a_0 , d_0 и R . Получаются следующие значения: $n = 1,54$, $a_0 = 4,3$ мм, $d_0 = 2,64$ мм, $R = 7,5$ мм, $\alpha_0^\circ = 6^\circ 20'$.

Таким образом, наша оптическая система становится апланатом для предмета: лучи, выходящие из разных точек плоскости A , на выходе являются параллельными.

Заметим, что исправляющая выпуклая линза позволила использовать короткий объектив / $R_0 = 30$ мм / с малым поглощением света. Таким же ме-

тодом можно найти дополнительную выпуклую линзу для второй единицы системы, при помощи которой можно правильно передавать изображение на фотокатод трубки ВW80.

7. Применение изученных оптических систем к ЭОП

Плотность света, излучаемого в малом телесном угле $\Delta\omega$ точкой с поверхности одного предмета, равна произведению трех факторов: яркости этой точки в данном направлении, телесного угла $\Delta\omega$ и времени, в течение которого измерение имеет место. Это в простом случае, когда яркость остается постоянной в течение времени излучения. Обычно свет, излучаемый с экранов в пространстве, распределен по закону Ламберта. Яркость будем измерять в апостильбах, а время - в секундах. Если имеются две параллельные плоскости, близко расположенные друг к другу, и одна из них равномерно освещается /по Ламберту/ с яркостью в 1 апостильб, тогда на другую плоскость падает свет в один люкс. Количество света, излучаемого точкой предмета, можно измерять в фотонах на мм².

Малым количествам света могут соответствовать разные события, происходящие в нашем предмете оптической системы. Это могут быть как события очень большой продолжительности, но малой яркости, так и очень короткие события. Первые обычно встречаются в астрономии при фотографической регистрации, а последние - в физике, особенно в ядерной.

Регистрация на пленку осуществляется при интегрировании во времени.

Поэтому порог фотографирования выражается в фотон/мм² или люкс-сек. При использовании очень чувствительной пленки /1000 ед. ГОСТ/ для обеспечения в негативе 63% прозрачности над вуалью после проявления, необходимо количество света, равное 1/1000 люкс-сек.

Для регистрации предметов, излучающих малые количества света, можно ставить перед фотоаппаратом телевизионную систему с суперортиконом и кинескопом. Изображение предмета проектируется на фотокатод суперортикона, а кинескоп дает легко фотографируемое изображение с усиленной яркостью.

С суперортиконом ЛИ-17 нам удалось в лаборатории понизить в 16 раз порог регистрации по сравнению с пленкой чувствительностью 1000 единиц ГОСТ'а.

Валик П.Л. и Хромов Л.М. опубликовали работу о применении передающих телевизионных трубок для фотографирования событий со слабой световой эмиссией большой длительности - случай фотографирования звезд в астрономии.

В данном случае мы рассматриваем события с короткой жизнью от 1/25 сек. и ниже. Этот порог соответствует постоянной времени памяти мишени суперортика и постоянной времени затухания экранов трубок ЭОП, выпускаемых промышленностью. В нижеследующем предполагается, что трубка ЭОП используется в качестве предусилителей света в регистрирующих системах.

Применение трубок ЭОП для малых освещений ограничено визуально наблюдаемыми шумами, возникающими на их экране.

Эти шумы обусловлены термической эмиссией фотокатода, эмиссией из-за наличия сильных полей вблизи фотокатода и внутренних электродов и поддерживаются остатками газа в трубке. В отсутствие полезного оптического сигнала мы измеряли визуальные шумы порядка нескольких десятых долей апостильба на трубке BW 80 и тысячной доли апостильбов на трубке BW 55. В этих условиях, чтобы иметь различимое изображение на экране, освещение светящихся точек на фотокатодe должно быть по крайней мере 0,001 люкс для трубки BW 80 и 0,00004 люкс для трубки BW 55. В первом случае светящиеся точки появляются при предельной различимости с яркостью порядка 1 апостильб во втором случае - с яркостью 2 миллиапостильба.

Практически замечено, что шумы на экране быстро исчезают, когда интенсивность изображения растет.

В этих условиях укажем несколько применений трубок ЭОП, требующих использования изученных систем оптической связи.

Для понижения порога чувствительности регистрации на пленке можно использовать одну трубку BW 80. Для этого предмет-изображение проектируется на фотокатод трубки с диаметром до 80 мм. На выходе ставится объектив с увеличением 1/1 /типа объектива, описанного в § 6/ и с теоретической эффективностью собирания света

$$1,54^2 (\sin^2 23^\circ - \sin^2 13^\circ) = 24,2\% .$$

С учетом потери света в объективе, эффективность равна 15%. Этот объектив образует изображение на пленке.

Предположим, что время послесвечения экрана t_e больше времени освещения фотокатода t_c . В нормальной конструкции BW80 имеем $t_e = 40$ мсек. Для превышения видимого шума яркость экрана должна быть не меньше

1 апостильба. Следовательно, плотность квантового светового потока, излучаемого экраном, должна быть по меньшей мере 0,04 апостильб-сек. Через оптическую систему на пленку падает 0,04 x 0,15 люкс-сек. Такое минимальное количество света может быть зарегистрировано пленкой. В нижеследующих расчетах мы предполагали, что трубка BW80 имеет усиление по яркости 1100 раз. Что касается плотности квантового светового потока, падающего на фотокатод трубки BW80, то она должна быть по меньшей мере $\frac{0,04}{1100} = 3,6 \times 10^{-5}$ люкс-сек. Это означает, что с помощью трубки BW80 и ее оптической системы понижен в $\frac{0,001}{3,6 \times 10^{-5}} = 28$ раз порог чувствительности регистрации по отношению к порогу пленки чувствительностью 1000 ед. ГОСТ. Это понижение было бы еще большим, если бы экран трубки BW80 имел постоянную послесвечения t_e меньше, что при минимальной яркости в 1 апостильб дало бы плотность необходимого минимального квантового потока на пленке /0,001 люкс-сек/.

$$t_e = \frac{0,001}{0,15} = 0,0067 \text{ сек.}$$

В этих условиях плотность минимального квантового потока на фотокатоде была бы $\frac{0,0067}{1100} = 6 \times 10^{-6}$ люкс-сек., т.е. в 167 раз меньше необходимой непосредственно для пленки.

Рассмотрим еще случай применения двух каскадов ЭОП /один BW80, другой BW55 / и суперортика ЛИ17 /рис.32/. Экспериментально мы установили, что если плотность квантового потока понижается приблизительно до 0,000025 люкс-сек на фотокатоде, то суперортикон способен еще различить рисунок. Трубка BW55 может работать с минимальной яркостью на экране в 0,002 апостильба, что является порогом видимых шумов. Экран можно присоединить к фотокатоду суперортика через оптическую систему, подобную описанной в работе /4/, с увеличением 1/1 и теоретической эффективностью собирания света с экрана 50%. Предположим, что практически эта эффективность равна 32%.

Время послесвечения экрана трубки BW55 обычно равно 0,04 сек, т.е. на фотокатод суперортика будет падать квантовый поток плотностью

0,002 x 0,04 x 0,32 люкс-сек. Значение этой плотности в два раза меньше нижней предельной плотности для возбуждения суперорбитона.

Предположим, что между трубкой ВW80 и ВW55 имеется оптическая связь, типа описанной в /6/, с практической эффективностью 15%. Минимальная плотность квантового потока, который должен падать на фотокатод, будет равна $\frac{0,002 \times 0,04}{42} = 1,9 \times 10^{-6}$ люкс-сек. а экран трубки ВW80 должен излучать $\frac{1,9 \times 10^{-6}}{0,15} = 12,6 \times 10^{-6}$ апостильб-сек. Минимальная плотность квантового потока на фотокатод трубки ВW80 будет равна $\frac{12,6 \times 10^{-6}}{1100} = 11,4 \times 10^{-9}$ люкс-сек, т.е. в 10^5 раз меньше нижнего порога фотопленки. Нужно отметить, что постоянная послесвечения экрана трубки ВW80 должна быть достаточно малой, чтобы на экране появилась яркость, превосходящая видимые шумы по меньшей мере в 1 апостильб. Другими словами, эта постоянная должна быть 12,6 мксек. Эта трубка будет питаться импульсами. В таких условиях вышеописанное устройство сможет, например, регистрировать изображение событий, дающих на фотокатод трубки ВW80 освещение в 1 люкс длительностью 11,4 мксек.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 декабря 1959 года.

Л и т е р а т у р а

1. Görlich P., Krohs A., Pohl H., und Zerbst G. Zeitsch Angew. Physik, 9 Band, Nov. 1957, III, 561-566.
2. Wynne C.G., Reports on Progress in Physics, XIX (1956) 298.
3. Linfoot E.H. Recent Advances in Optics, Oxford Press 1955.
4. Maksutov D.D., J. Opt. Soc. Amer. 34, (1944), 270.
5. Bonwers A., Achievements in optics, Elsevier, N.Y. 1959.
6. Sonnefeld A., Die Hohspiegel, Verlag Technik, Berlin, 1957.
7. Norris K.P., Research 8, (1955), 94.
8. Ludwig Otto, Durchlichtmikroskopie, Verlag Technik Berlin 1959.
9. И.Л. Валик, Л.И. Хромов. Техника кино и телевидения 3, май 1959 г. № 5, 52-58.

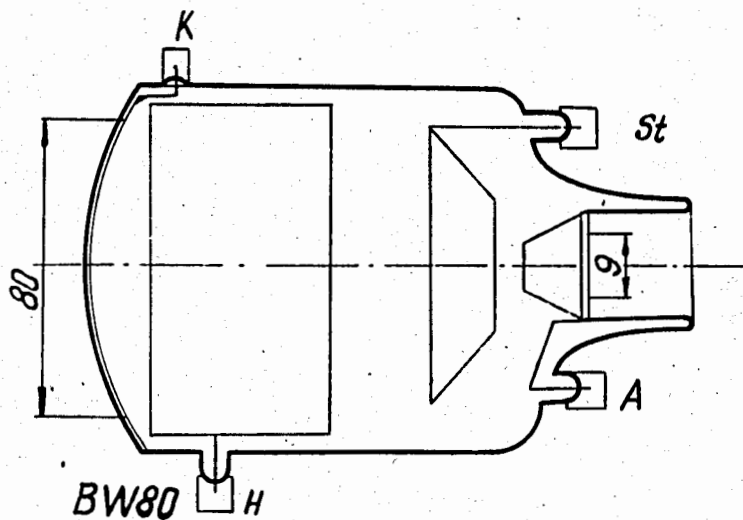
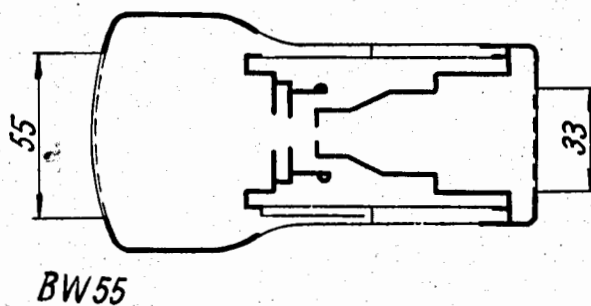


Рис. 1. Электронно-оптические трубки ЦЕЙСС BW55 и BW80 .

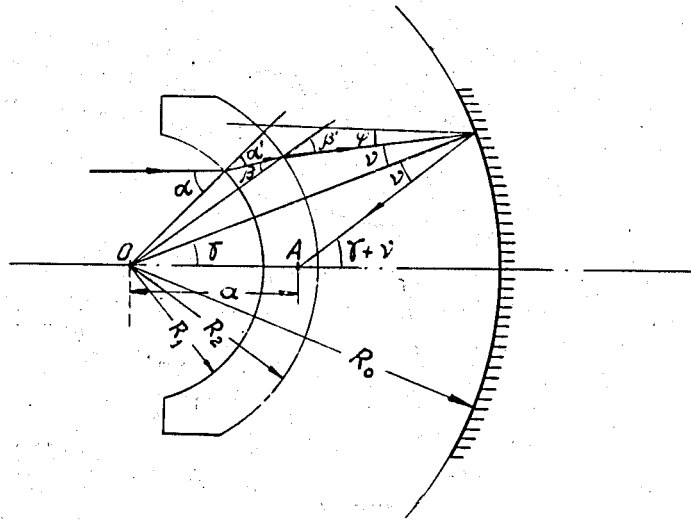


Рис. 2. Принципиальная схема моноцентрической системы с мениском и сферическим зеркалом.

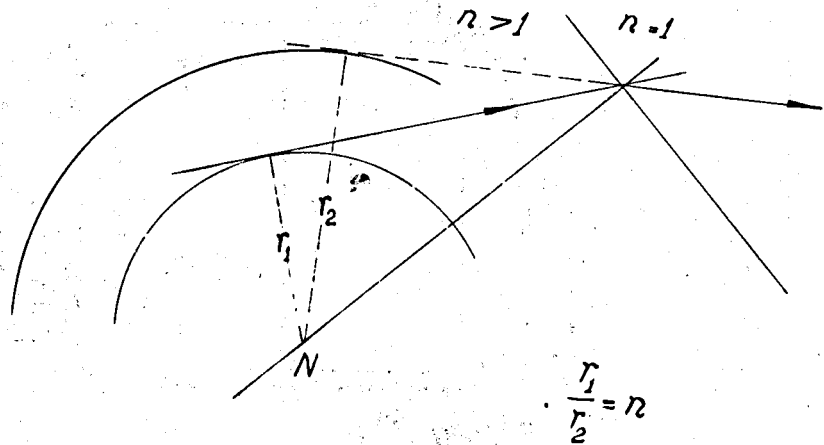


Рис. 3. Простой геометрический метод построения лучей в преломляющих средах.

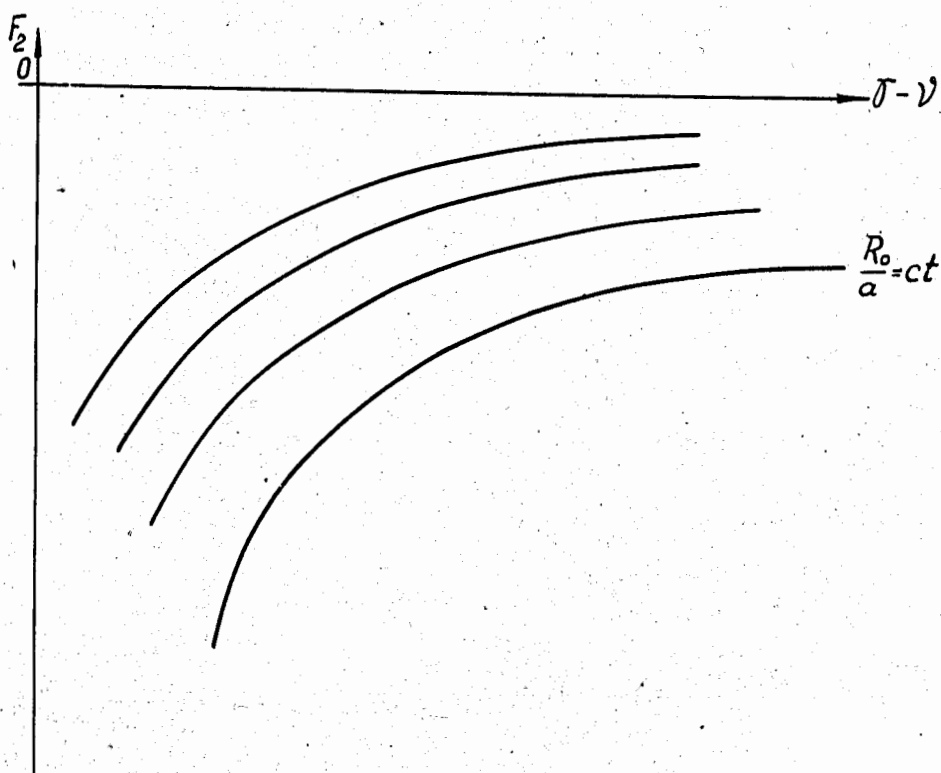
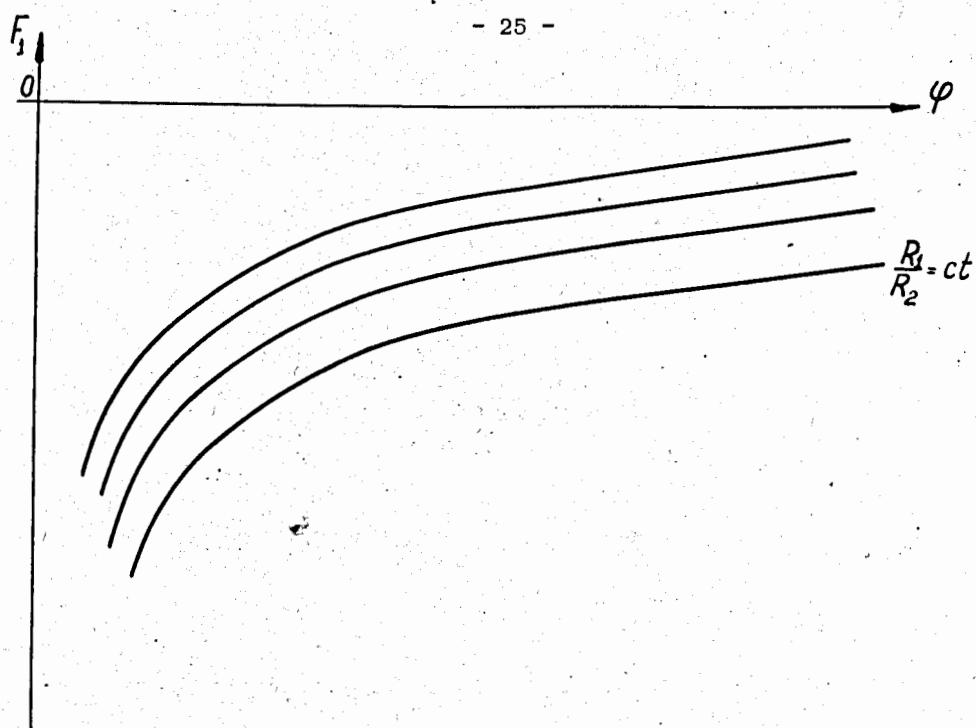


Рис. 4. Метод "логарифмических кривых".

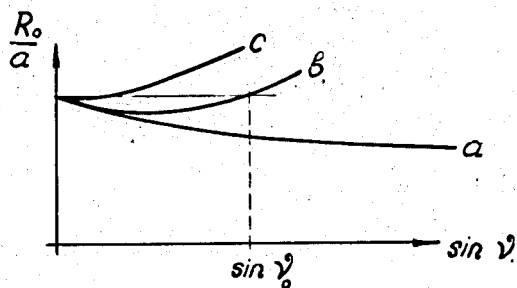


Рис. 5. Вид изменения $\frac{R_0}{a}$ для разных значений параметров $\frac{R_1}{R_0}$ и $\frac{R_1}{R_2}$.

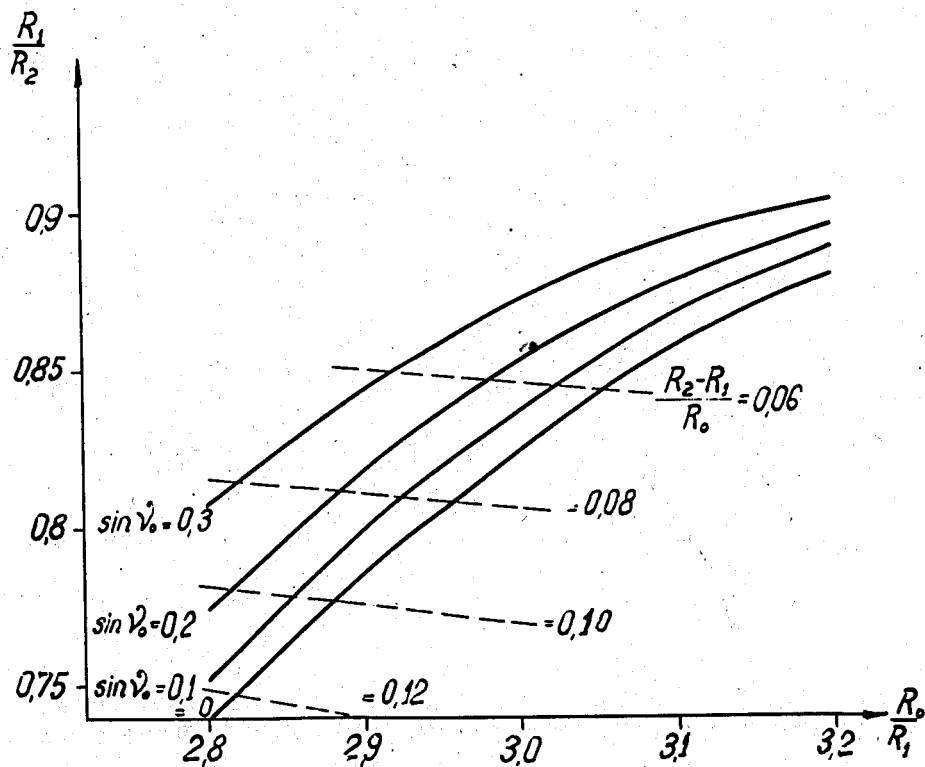


Рис. 6. Зависимость $\frac{R_0}{R_1}$ от $\frac{R_1}{R_2}$ для разных значений ψ_0 , пунктирными линиями проведены кривые $\frac{R_2 - R_1}{R_0} = \text{const}$.

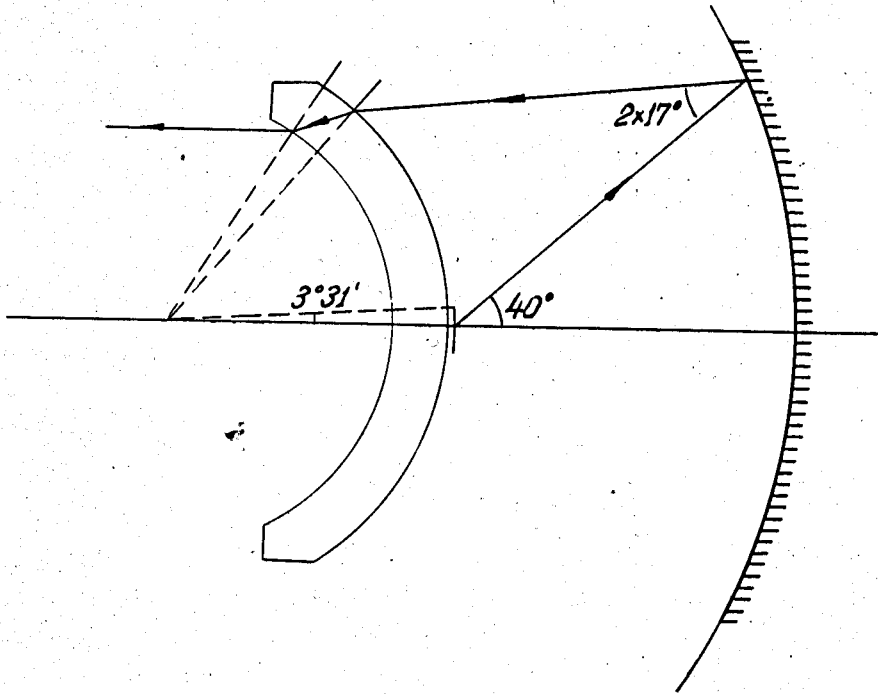


Рис. 7. Путь предельных лучей в изученной оптической системе.

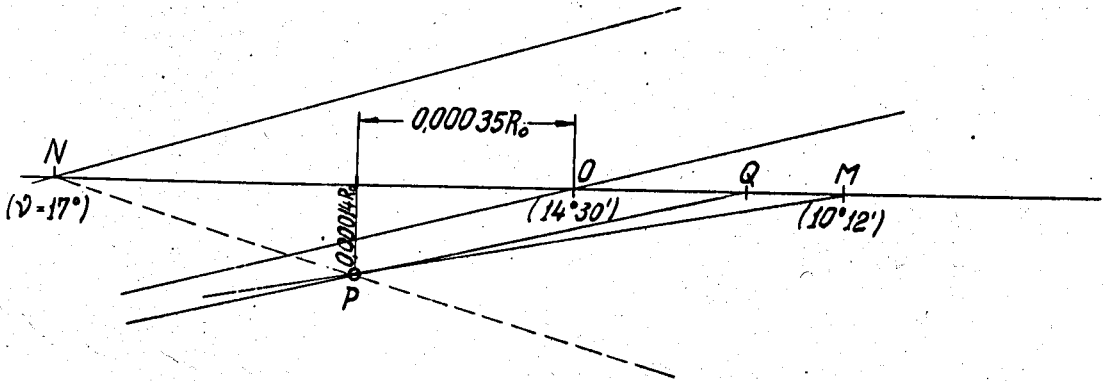


Рис.8. Графическое определение оптимального положения плоскости изображения.

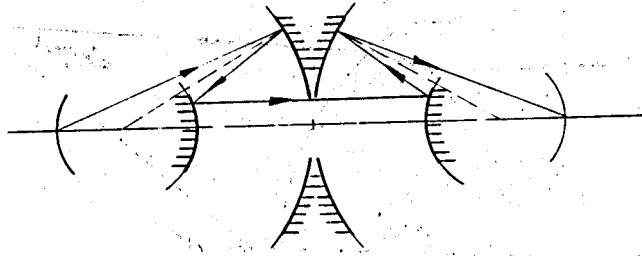


Рис. 9. Концентрическая система двух единиц с двумя парами зеркал.

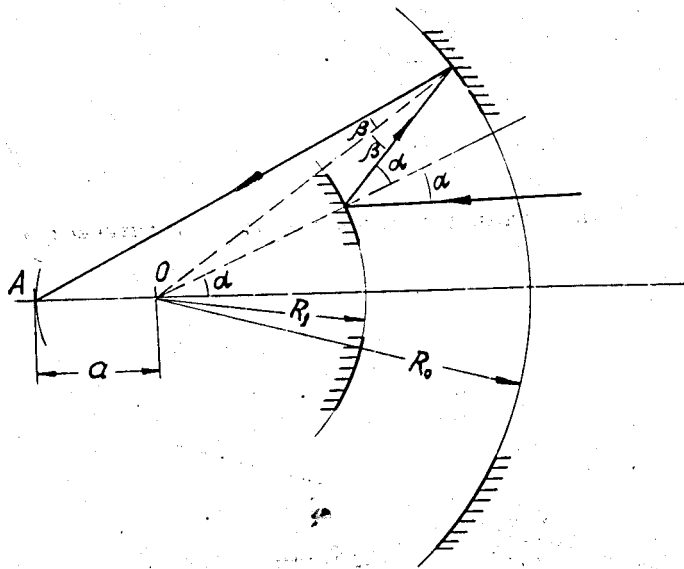


Рис.10. Принципиальная схема и путь лучей в системе с двумя сферическими зеркалами.

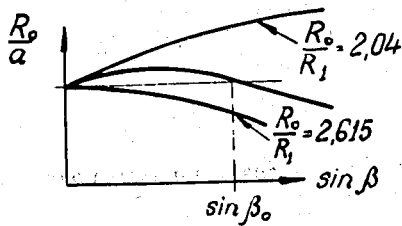


Рис. 11. Вид изменения $\frac{R_0}{a}$ для разных значений $\frac{R_0}{R_1}$.

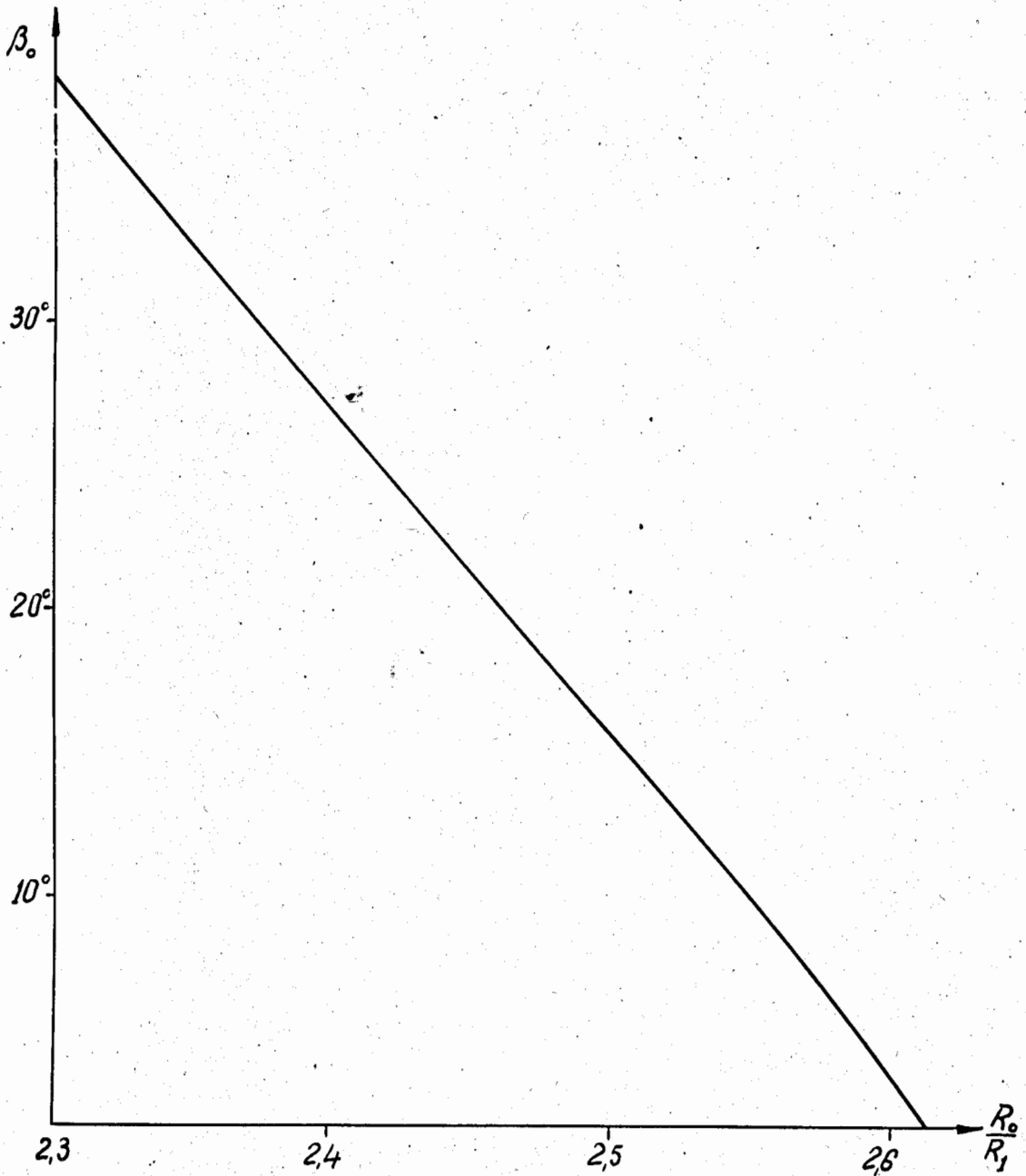


Рис. 12. Зависимость $\frac{R_0}{R_1}$ от β_0 .

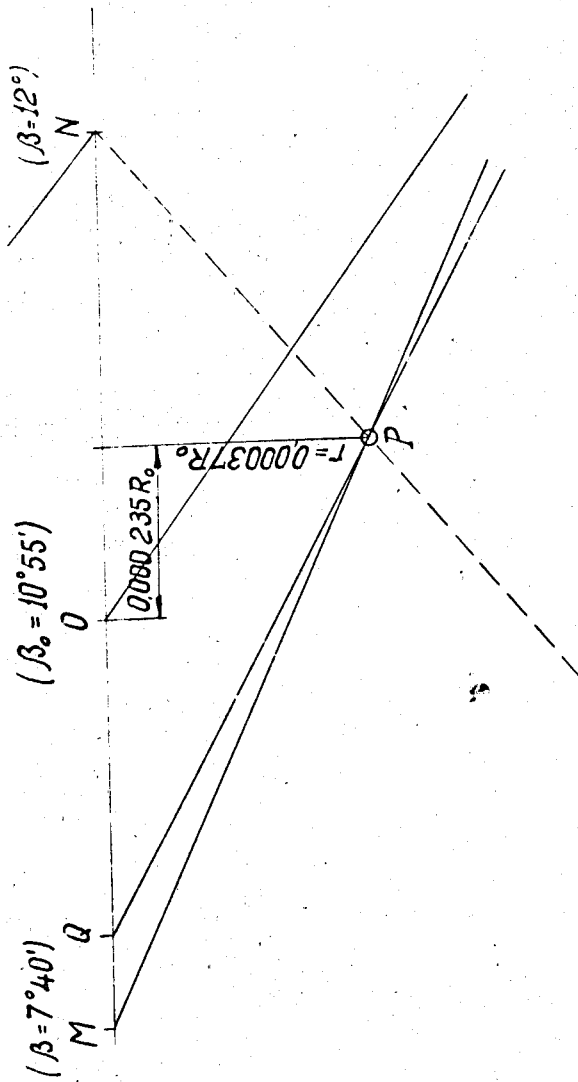


Рис. 13. Графическое определение оптимального положения плоскости изображения.

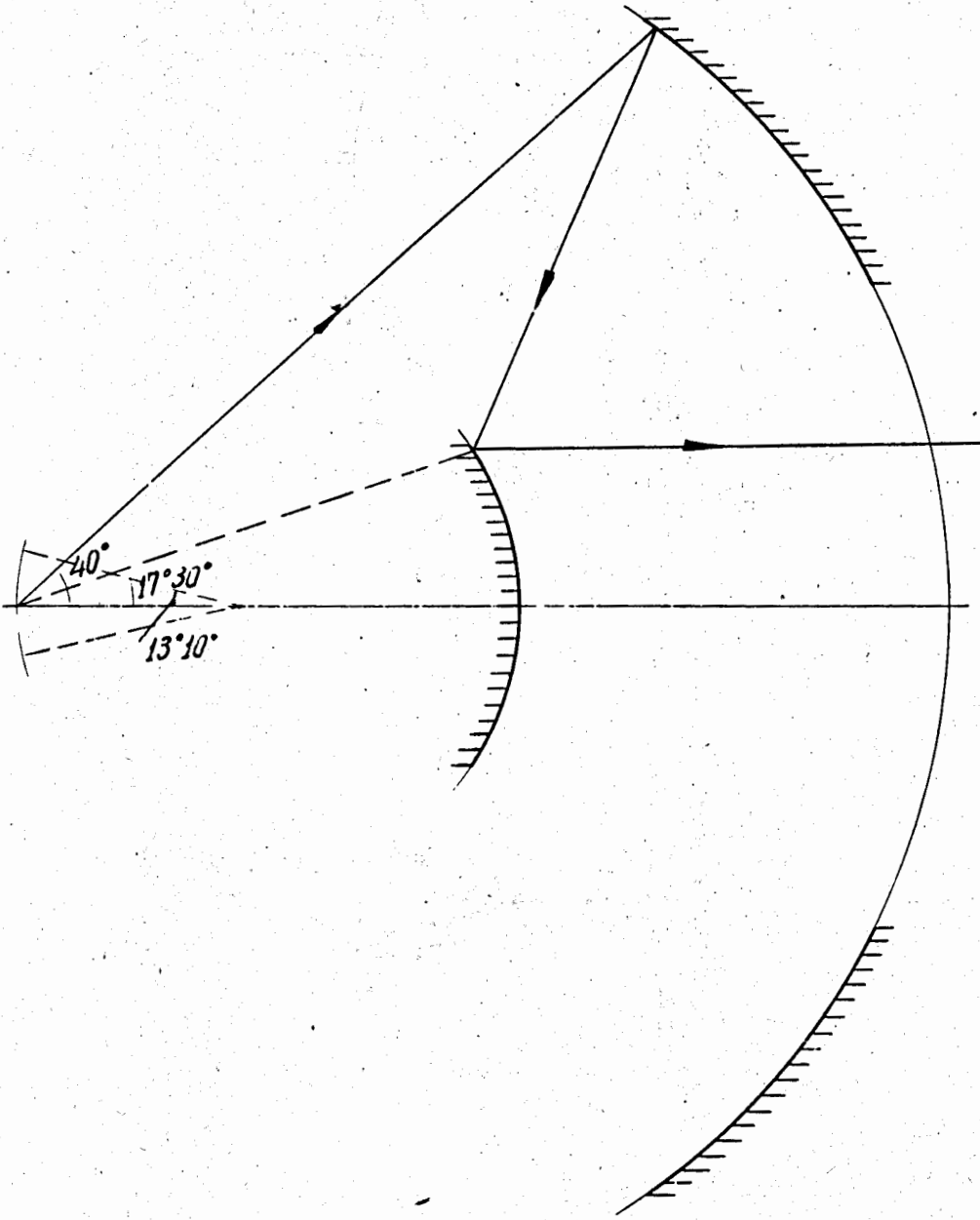


Рис. 14. Путь предельных лучей в изученной оптической системе.

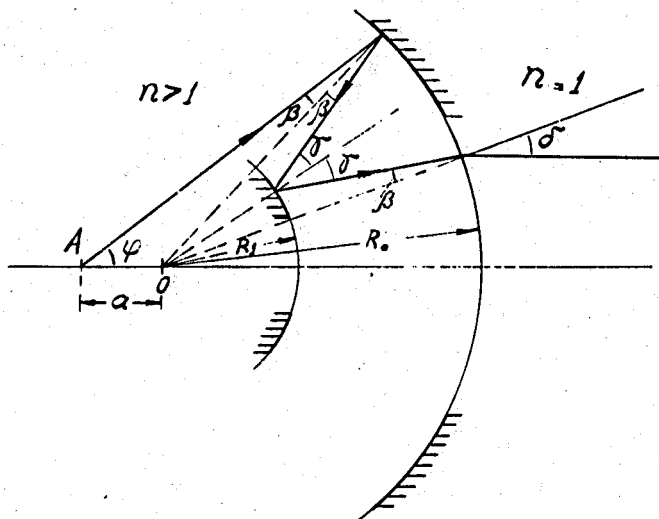


Рис. 15. Принципиальная схема двойной иммерсионной системы.

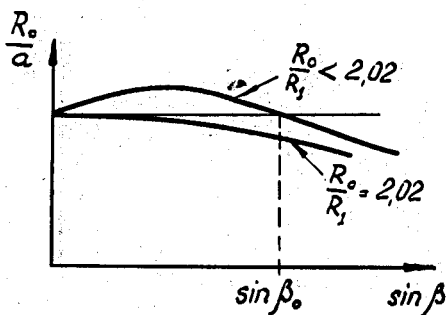


Рис. 16. Вид изменения $\frac{R_0}{a}$ для разных значений $\frac{R_0}{R_1}$.

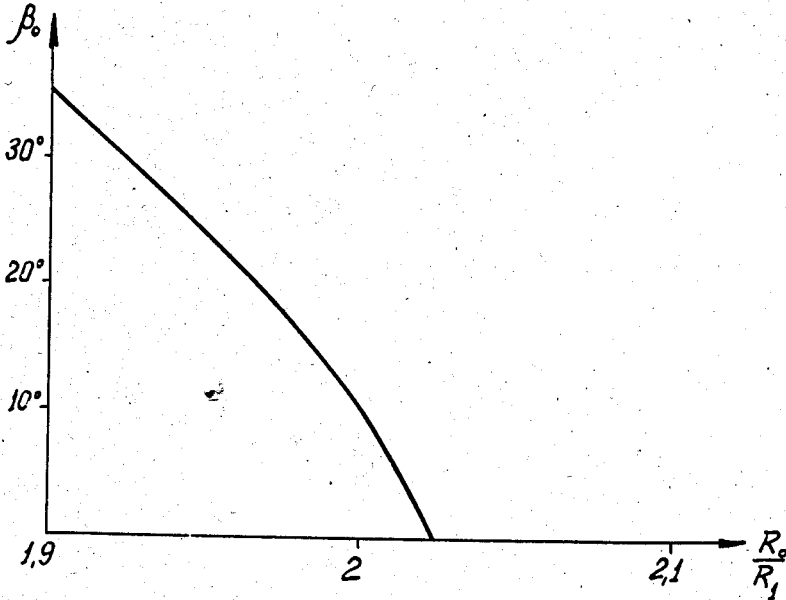


Рис. 17. Зависимость $\frac{R_0}{R_1}$ от β_0 .

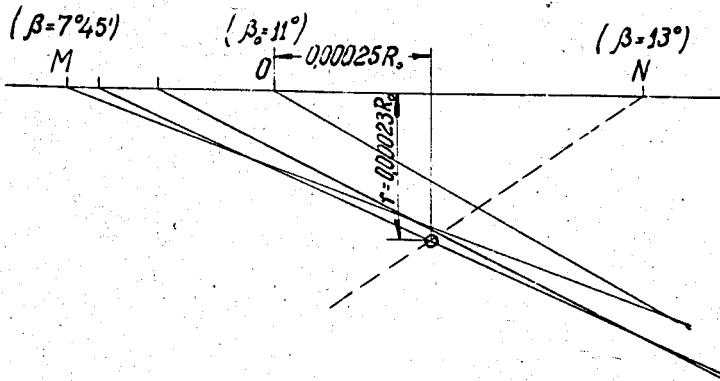


Рис. 18. Графическое определение оптимального положения плоскости изображения.

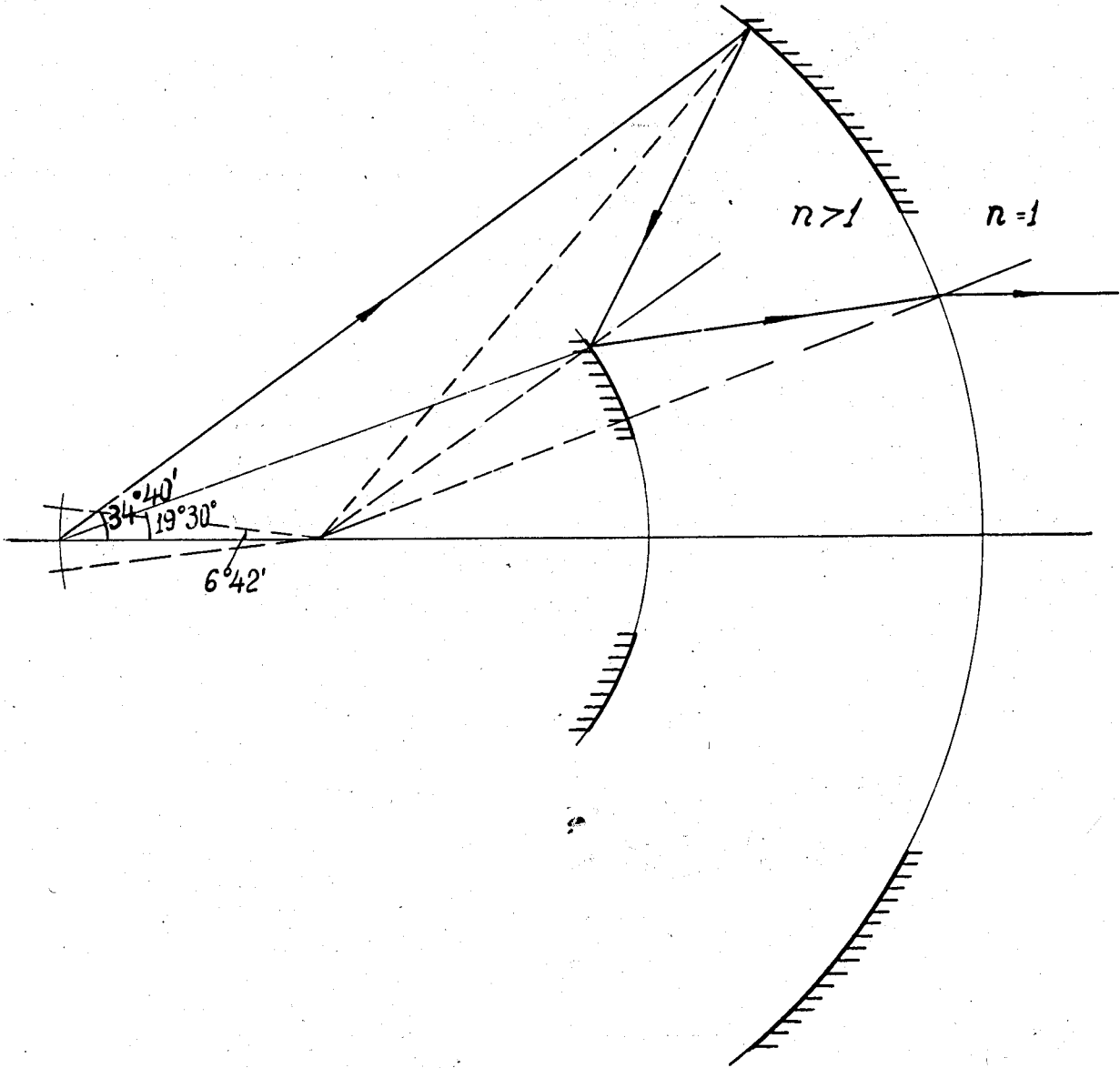


Рис. 19. Путь предельных лучей в изученной системе.

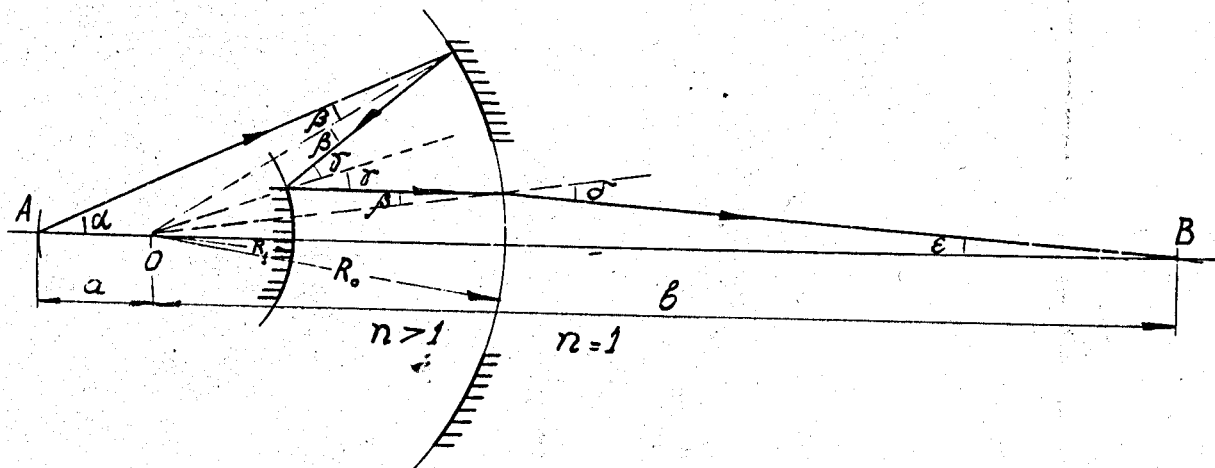


Рис. 20. Принципиальная схема простой иммерсионной системы.

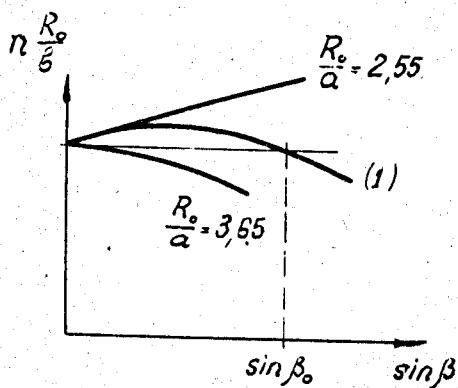


Рис. 21. Вид изменения $n \frac{R_0}{b}$ для разных значений $\frac{R_0}{a}$.

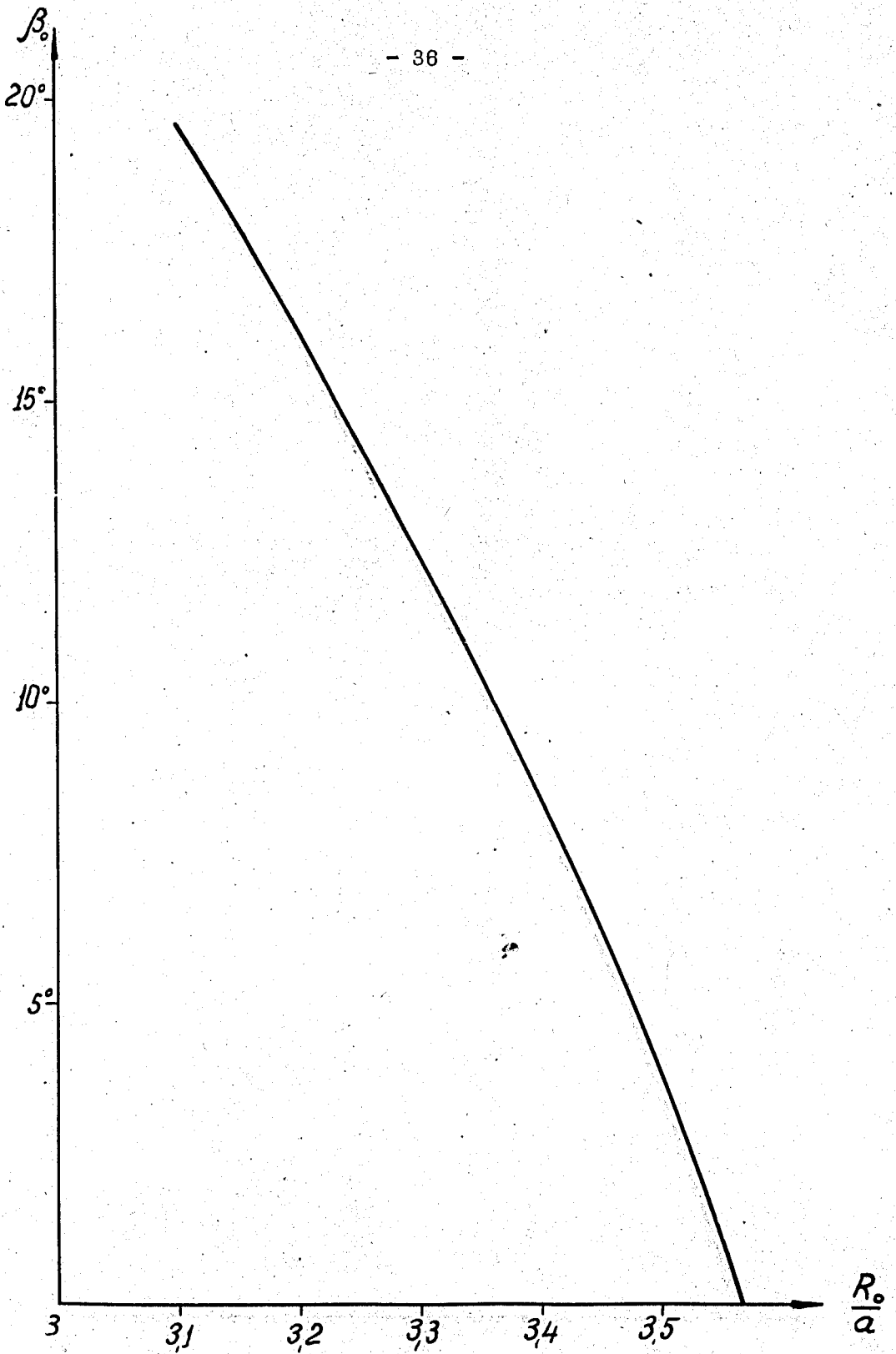


Рис. 22. Зависимость $\frac{R_0}{a}$ от β_0 .

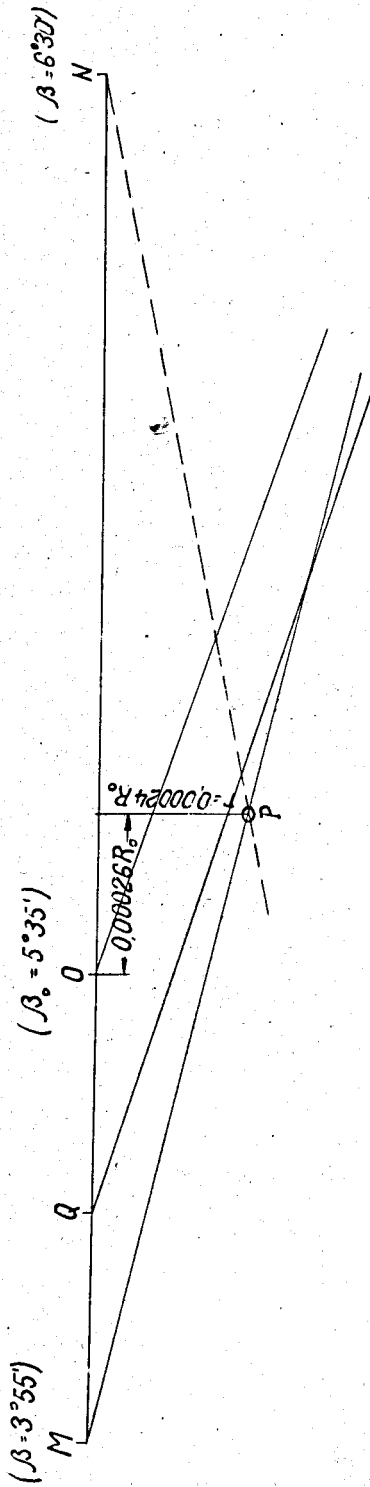


Рис. 23. Графическое определение оптимального положения плоскости изображения.

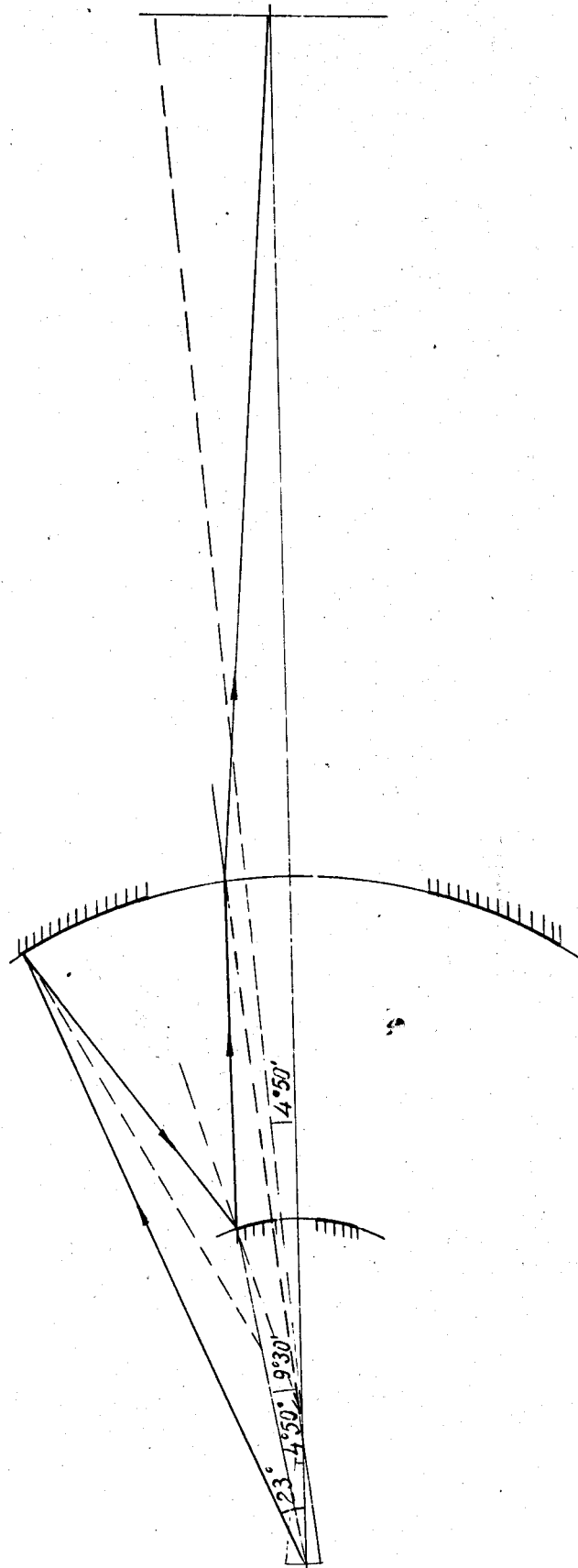


Рис. 24. Путь предельных лучей в изучаемой системе.

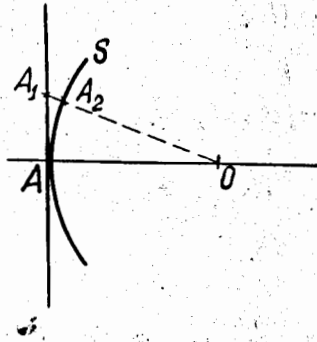


Рис. 25. Случай плоского предмета в двойных моноцентрических системах.

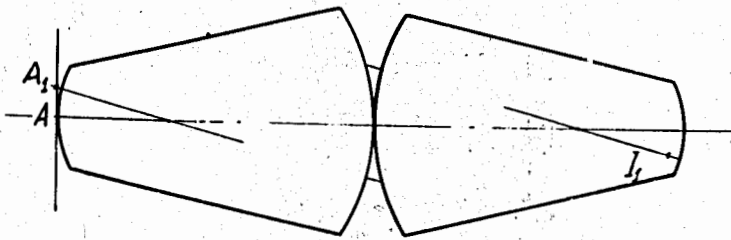


Рис. 26. Перемещение изображения точки A в I_1 , в двойных моноцентрических системах.

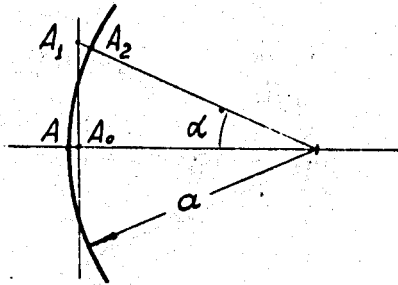


Рис. 27. Выбор положения плоскости изображений.

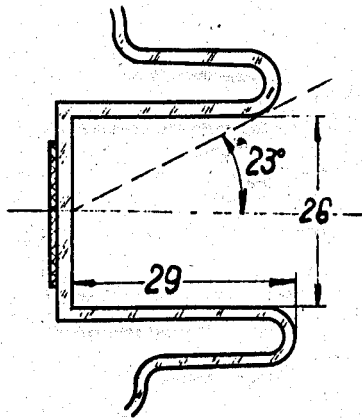


Рис. 28. Выход трубки $\text{BW}80$.

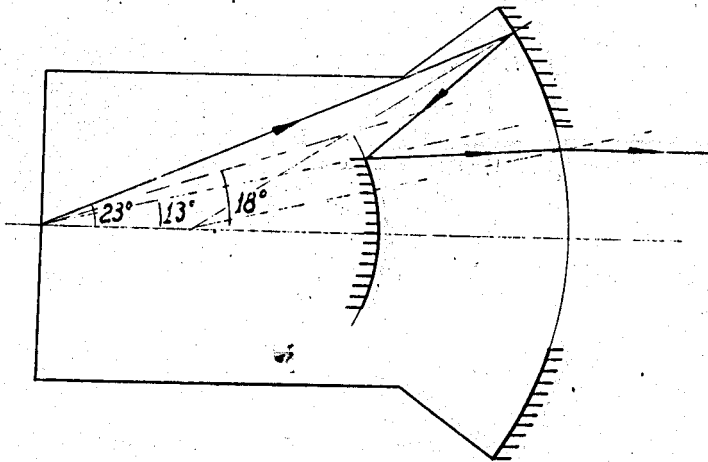


Рис. 29. Путь предельных лучей для рассматриваемой оптической системы.

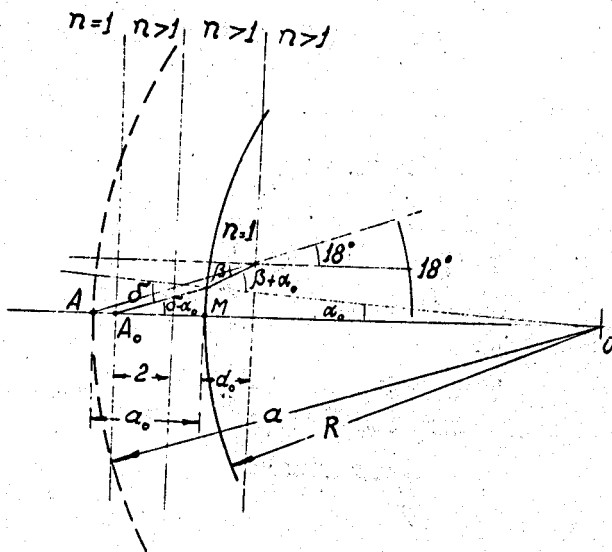


Рис. 30. Путь предельных лучей для случая предмета плоского в центральной области.

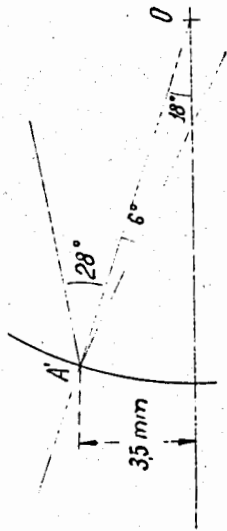


Рис. 31. Условия для точки, расположенной на расстоянии 3,5 мм от центра.

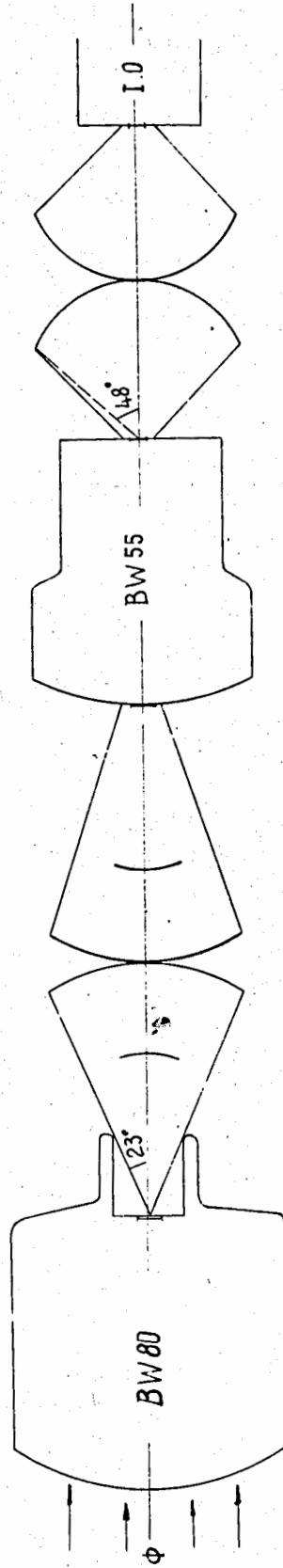


Рис. 32. Принципиальная схема усилителя света.