

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ФИЗИЧЕСКИЙ  
ИНСТИТУТ**



*имени  
П. Н. Лебедева*

**Ф И А Н**

ПРЕПРИНТ

О.Ю. НОСАЧ, Е.П. ОРЛОВ, И.М. СИЗОВА

**11**

**ОПТИМИЗАЦИЯ И СОПРЯЖЕНИЕ  
КОНСТРУКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ  
ЛАЗЕРНОГО ЛОКАТОРА С АКТИВНЫМ  
КВАНТОВЫМ ФИЛЬТРОМ**

МОСКВА 2007

## **Оптимизация и сопряжение конструктивных элементов лазерного локатора с активным квантовым фильтром**

Носач О.Ю., Орлов Е.П., Сизова И.М.

Для лазерного локатора, в котором в качестве лазера подсветки используется йодный фотодиссоционный лазер (ФДЛ), а в качестве основного элемента лазерного приемного устройства – йодный активный квантовый фильтр (АКФ), с учетом конкретных конструктивных параметров ФДЛ и АКФ рассчитано несколько вариантов осветительных отражателей. Показано, что эффективность отражателя цилиндрической формы при определенных условиях всего на 1,5% меньше, чем у наиболее эффективного, но гораздо более сложного в изготовлении эллиптического отражателя, и почти в 3 раза выше по сравнению с используемыми в настоящее время отражателями. Проанализирован вопрос сопряжения приемного телескопа с однопроходовым и пятипроходовым АКФ, а также вопрос оптимизации конструктивных параметров телескопа и АКФ с точки зрения максимизации энергии принимаемого сигнала на фотоприемной матрице. Показано, что использование пятипроходовой схемы позволит повысить КПД АКФ в 5 раз при сохранении поля зрения лазерного локатора.

Some versions of illuminator reflectors for a laser locator with an iodine photodissociation laser (PDL) operating as the optical radar laser, and an iodine active quantum filter (AQF) as the basic device in the laser receiving system, are calculated with account of particular design characteristics of PDL and AQF. It has been shown that the efficiency of cylindrical reflector under certain conditions are only 1,5% lower than that of the most effective but far more complicated in production elliptical reflector, and is nearly 3 times higher in comparison with the reflectors currently used. The problem of a receiving telescope and one-pass and five-pass AQF coupling, as well as the problem of optimization of a telescope and AQF design characteristics with respect to maximization of an input signal energy on the receiving photodiode matrix, are analyzed. It has been shown that the use of a five-pass device allows one to increase the AQF efficiency by a factor of 5 on retention of the laser locator visual angle.

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение .....	4
2. Расчет эффективности отражателей различной формы .....	5
2.1. Простой фольговый отражатель .....	5
2.2. Отражатель в виде эллиптического цилиндра .....	10
2.3. Отражатель в виде кругового цилиндра .....	24
3. Сопряжение приемного телескопа лазерного локатора с АКФ .....	37
3.1. Постановка задачи .....	37
3.2. Решение задачи о сопряжении при условии отсутствия виньетирования пучка апертурой АКФ .....	42
3.3. Обсуждение результатов .....	47
3.4. О насыщении усиления принимаемого сигнала .....	58
4. Сопряжение приемного телескопа с многопроходowym АКФ .....	60
4.1. Схема пятипроходowego АКФ, сопряжение с приемным телескопом и конструктивные параметры локатора .....	60
4.2. Требования к источникам электропитания .....	63
5. Заключение .....	65
Литература .....	66

## 1. Введение

Проведенные исследования свойств активных квантовых фильтров (АКФ), созданных на базе йодных лазеров [1-4], показали целесообразность их включения в состав лазерных локаторов, так как это позволит коренным образом улучшить дальность действия локаторов и их помехоустойчивость. Поскольку в составе лазерного локатора фотодиссоционные лазеры подсветки и АКФ должны будут работать в импульсно-периодическом режиме – весьма актуальным становится повышение эффективности их работы. В настоящей работе нами были проанализированы некоторые возможности повышения эффективности работы АКФ и ФДЛ.

Ранее исследования физических параметров ФДЛ и АКФ проводились на стендах, работающих в режиме одиночных импульсов. При этом вопросами оптимизации их КПД практически не занимались, поскольку при работе в режиме одиночных импульсов требования к мощности источников электропитания не высоки и их легко было обеспечить. В частности, мало внимания уделялось эффективности осветителей. Обычно поступали следующим образом: цилиндрическую лазерную кювету и лампу накачки располагали как можно ближе друг к другу и плотно обматывали их полированной алюминиевой фольгой, которая и служила отражателем для света накачки. Осветитель такой конструкции был максимально простым, дешевым и вполне удовлетворительным при работе в режиме одиночных импульсов. Известно [5], что наиболее эффективными являются отражатели в виде эллиптических цилиндров, но изготовление эллиптического осветителя с учетом конкретных параметров элементов лазера довольно сложная задача и не проведя предварительных расчетов эффективности такого отражателя по сравнению с эффективностью простейшего фольгового отражателя, трудно решить, оправданы ли затраты, связанные с изготовлением эллиптических отражателей. Сравнение эффективности осветителей с отражателями различных конфигураций применительно к ФДЛ и АКФ с учетом их конструктивных особенностей и проведено в настоящей работе (раздел 2).

Эффективным способом повышения КПД локационной пары ФДЛ-АКФ может также оказаться переход к многопроходовой схеме АКФ. Действительно, АКФ усиливает предельно слабые сигналы, поэтому даже при многих проходах в нем не будет достигаться насыщение, и усиление на единицу длины будет таким же, как и в однопроходовой схеме. Т.е. во сколько раз мы увеличим число проходов, во столько раз возрастет КПД АКФ. Но при увеличении числа проходов может уменьшиться поле зрения АКФ, что недопустимо. Чтобы сохранить

поле зрения АКФ придется увеличивать диаметр его кюветы и с какого-то момента дальнейшее увеличение числа проходов окажется неэффективным.

В разделе 3 настоящей работы рассмотрены вопросы сопряжения приемного телескопа лазерного локатора с АКФ и оптимизации их конструктивных параметров с точки зрения максимизации энергии сигнала, дошедшего до фотоприемника как в случае однопроходового, так и многопроходового АКФ.

Обозначения в разделах 2 и 3, 4 работы независимы и определены внутри разделов.

## 2. Расчет эффективности отражателей различной формы

### 2.1. Простой фольговый отражатель

Проведем расчет эффективности простого фольгового отражателя, упомянутого во введении. Поперечное сечение конструкции осветителя с фольговым отражателем представлено на рис.2.1.

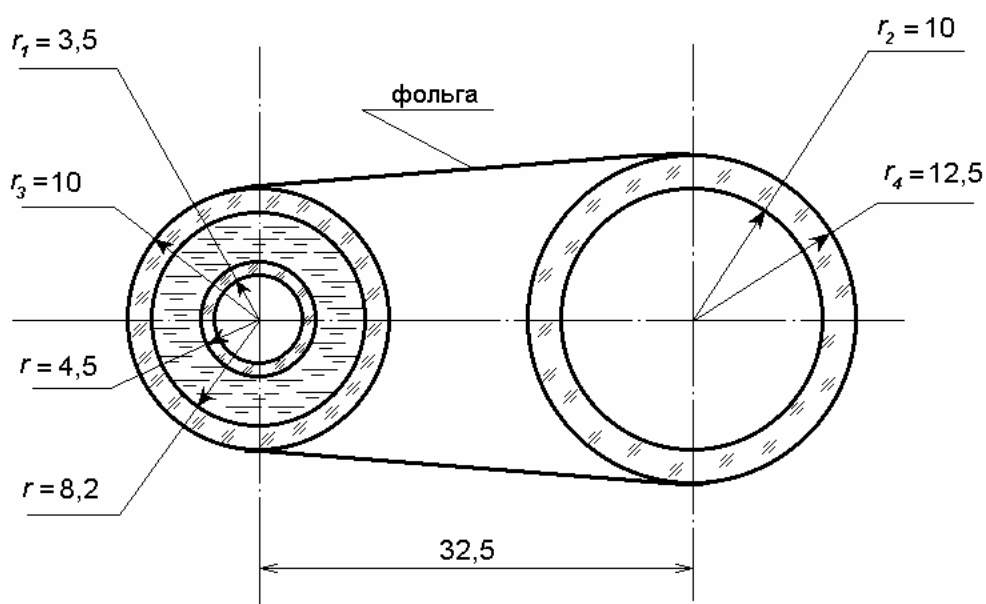


Рис.2.1. Поперечное сечение осветителя с фольговым отражателем. Узел накачки на рисунке слева, лазерная кювета – справа. Стенки всех кювет сделаны из кварца, пропорции характерных размеров соблюдены. Внутренний радиус лампы накачки, радиус светящейся плазмы, – 3,5 мм. Остальные размеры также указаны в миллиметрах.

Осветитель состоит из узла накачки – импульсной ксеноновой лампы цилиндрической формы, помещенной для охлаждения внутрь соосной с ней квар-

цевой трубы с проточной водой, и отражателя, направляющего излучение накачки в лазерную кювету тоже цилиндрической формы. Ось лазерной кюветы параллельна оси лампы. Отражатель изготовлен из полированной алюминиевой фольги, плотно охватывающей узел накачки и лазерную кювету. Указаны типичные размеры элементов осветителя. Длина отражателя, как правило, более чем на порядок превышает его поперечный размер. Коэффициент отражения алюминиевой фольги в диапазоне длин волн излучения накачки (240 – 290 нм) равен  $(70 \pm 10) \%$ .

Поскольку длина столба плазмы в лампе накачки и освещаемой части лазерной кюветы много больше их диаметров и поперечных габаритов всей конструкции, в используемой модели расчета эффективности отражателя будем учитывать только поперечную составляющую излучения накачки. Таким образом, задача сводится к расчетам в показанной на рис.2.1 плоскости поперечного сечения конструкции. Упрощенная схема поперечного сечения осветителя с фольговым отражателем представлена на рис.2.2.

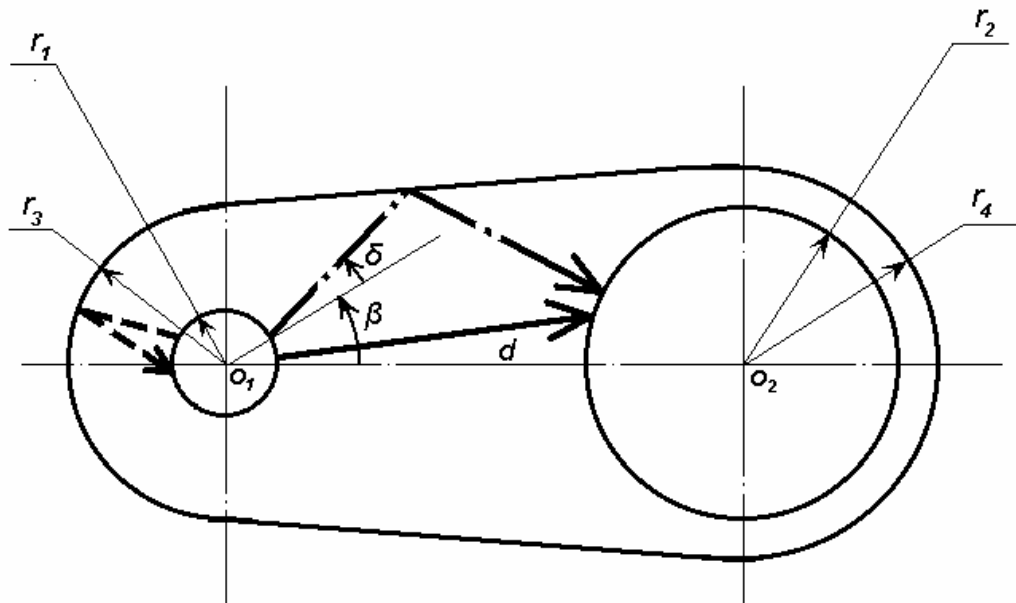


Рис.2.2. Упрощенная схема поперечного сечения осветителя с фольговым отражателем. Жирными стрелками показан ход лучей накачки: сплошной стрелкой – лучи, попадающие напрямую из лампы в кювету ( $I_{\text{прям}}$ ), штрих-пунктирной – лучи, попадающие в кювету после одного отражения от фольги ( $I_{\text{одн.отр}}$ ), штриховой стрелкой – лучи, возвращающиеся после однократного отражения от фольги обратно в лампу ( $I_{\text{обр}}$ )

На рис.2.2 оставлены только те элементы конструкции, которые нужны для расчета эффективности передачи энергии: сечение столба плазмы радиуса  $r_1$  в лампе накачки, цилиндрическая рабочая газовая среда лазера радиуса  $r_2$ , поглощающая излучение накачки, а также отражатель – алюминиевая фольга. Поперечное сечение отражателя представляет собой две части окружностей с радиусами  $r_3$  и  $r_4$  (концентрические, соответственно, окружностям с радиусами  $r_1$  и  $r_2$ ), соединенные их общими касательными. Расстояние между центрами окружностей  $O_1$  и  $O_2$  равно  $d$ .

Излучение столба плазмы будем считать в поперечном сечении ламбертовым, т.е. интенсивность излучения в заданном поперечном направлении из любой точки на поверхности плазмы равна константе  $I_0$ , умноженной на  $\cos \delta$ , где  $\delta$  - угол между направлением излучения и радиус-вектором из центра лампы в излучающую точку на ее поверхности (см. рис.2.2). В балансе энергии будем учитывать лишь излучение, прямо попадающее из лампы в рабочую газовую среду ( $I_{\text{прям}}$ ), излучение, попадающее из лампы в рабочую среду в результате однократного отражения от поверхности отражателя ( $I_{\text{одн.отр}}$ ), и излучение, возвращающееся обратно в плазму лампы накачки после однократного отражения от отражателя ( $I_{\text{обр}}$ ).

Эффективность отражателя (параметр, по которому мы будем оценивать качество отражателя) – это отношение доли излучения накачки, попадающей в рабочую среду, ко всему излучению, вышедшему из лампы.

Направление лучей света накачки, см. рис.2.2, определяется двумя углами: уже упомянутым углом  $\delta$  (меняется от  $-\pi/2$  до  $\pi/2$ ) и углом  $\beta$  между прямой, проходящей через центры  $O_1$  и  $O_2$ , – будем называть ее прямой  $d$ , поскольку она включает отрезок  $d$ , и радиус-вектором из центра  $O_1$  в излучающую точку на окружности  $r_1$ . Угол  $\beta$  меняется от  $0$  до  $2\pi$ , но в силу симметрии задачи будем рассматривать лишь интервал  $[0; \pi]$ . Суммарный поток излучения со всей поверхности лампы накачки с излучающей длиной  $l$  равен:

$$I_{\Sigma} = 2l \int_0^{\pi} r_1 d\beta \int_{-\pi/2}^{\pi/2} I_0 \cos \delta d\delta = 4\pi I_0 l r_1$$

Все результаты вычислений ( $I_{\text{прям}}$ ,  $I_{\text{одн.отр}}$  и  $I_{\text{обр}}$ ) будем нормировать на эту величину. Множитель  $I_0 l r_1$  как константа всюду выносится за знак интегра-

ла и в относительных величинах сокращается. Остается чисто геометрическая задача расчета в поперечной плоскости двойного интеграла по углам, обеспечивающим необходимые направления падающих на отражатель и отраженных от него лучей, и нормировка его на  $4\pi$ . Все формулы приводятся в долях от  $I_\Sigma$ , а графики и вычисленные значения - в процентах от  $I_\Sigma$ .

Для отражателя на рис.2.2 доля излучения  $I_{\text{обр}}^\Phi$ , возвращающегося назад в лампу после однократного отражения от отражателя, описывается выражением (верхний индекс у  $I_{\text{обр}}$  здесь и у других потоков далее показывает, к какому отражателю относятся расчеты; в данном случае к фольговому отражателю)

$$I_{\text{обр}}^\Phi = \frac{\pi - 2 \left[ \vartheta_0 - \arcsin \frac{r_1}{r_3} + \frac{1 - \sqrt{1 - (r_1/r_3)^2}}{r_1/r_3} \right]}{2\pi}. \quad (2.1.1)$$

Здесь

$$\vartheta_0 = \arcsin \frac{r_4 - r_3}{d}. \quad (2.1.2)$$

угол наклона касательной, стягивающей окружности радиусов  $r_3$  и  $r_4$ , к прямой  $d$ . Подстановка размеров конструкции на рис.2.1 дает для фольгового отражателя  $I_{\text{обр}}^\Phi = 53,18\%$ .

Для доли излучения  $I_{\text{прям}}$ , прямо попадающего из лампы в рабочую среду, расчет дает выражение (здесь верхний индекс опущен, поскольку прямой поток излучения не зависит от формы отражателя)

$$I_{\text{прям}} = \frac{\left[ \sqrt{1 - (q + p)^2} - \sqrt{1 - (q - p)^2} + \right. \\ \left. + q \left( \arctg \frac{q}{\sqrt{1 - (q + p)^2}} - \arctg \frac{q}{\sqrt{1 - (q - p)^2}} + \right) \right. \\ \left. + \arctg \left( \frac{1 + p}{1 - p} \operatorname{tg} \frac{\beta_2}{2} \right) + \arctg \left( \frac{1 + p}{1 - p} \operatorname{tg} \frac{\beta_1}{2} \right) \right]}{p} + (\beta_2 - \beta_1) - \frac{q}{2p} (\beta_2 + \beta_1), \quad (2.1.3)$$

где введены обозначения для безразмерных характеристик лампы и лазерной кюветы

$$p = r_1 / d; \quad q = r_2 / d; \quad (2.1.4)$$

и характерных углов конструкции  $\beta$  (в радианах)



$$\beta_1 = \arccos(p + q); \quad \beta_2 = \arccos(p - q) -$$

углов, для которых радиус-векторы из центра  $O_1$  направлены в точки касания окружности  $r_1$  с общими для  $r_1$  и  $r_2$  касательными, соответственно, внутренней и внешней. В целом правая часть (2.13) зависит лишь от безразмерных параметров  $p$  и  $q$ , поскольку углы  $\beta_{1,2}$  также определяются этими параметрами. Для размеров конструкции  $r_1 = 3,5$  мм,  $r_2 = 10$  мм,  $d = 32,5$  мм ( $p = 0,108$ ;  $q = 0,308$ ;  $\beta_1 = 1,142$ ;  $\beta_2 = 1,772$ ) (2.1.3) дает значение  $I_{\text{прям}} = 9,98\%$ .

Выражение для  $I_{\text{одн.отр}}^{\Phi}$  зависит уже от всех четырех безразмерных параметров  $p$ ,  $q$ ,  $r_3/d$ ,  $r_4/d$  конструкции на рис.2.2. Как и выражение (2.1.3) для  $I_{\text{прям}}$  зависимость эта двоякая – напрямую через параметры и через соотношения нескольких характерных углов  $\beta_{i=3-6}$  между прямой  $d$  и радиус-вектором из центра лампы к окружности  $r_1$ . Как и  $\beta_{1,2}$ , эти характерные углы зависят от тех же параметров  $p$ ,  $q$ ,  $r_3/d$ ,  $r_4/d$  и соответствуют точкам на окружности  $r_1$ , в которых меняется разделение испускаемого лампой излучения по рассматриваемым долям излучения. Формула для  $I_{\text{одн.отр}}^{\Phi}$ , отвечающая последовательности  $\beta_{3-6}$ , соответствующей значениям  $p$ ,  $q$ ,  $r_3/d$  и  $r_4/d$  с рис.2.1, имеет вид

$$I_{\text{одн.отр}}^{\Phi} = \frac{\left\{ \frac{r_3}{r_1} \left[ \int_{\phi_3}^{\phi_4} \frac{\cos(\vartheta_0 + f_2(\phi) - f_3(\phi)) d\phi}{\sin^2 \phi} - \int_{\phi_5}^{\phi_6} \frac{\cos(\vartheta_0 + f_2(\phi) + f_3(\phi)) d\phi}{\sin^2 \phi} \right] - \right.}{2\pi} \left. \begin{matrix} -\beta_3 - \beta_4 + \beta_5 + \beta_6 - F(\chi_3) + F(\chi_4) + F(\chi_5) - F(\chi_6) \end{matrix} \right\}. \quad (2.1.5)$$

В (2.1.5) угол  $\vartheta_0$  определен (2.1.2), углы  $\phi_i = \beta_i - \vartheta_0$  ( $i = 3,4,5,6$ ) находятся из уравнений  $\phi \pm f_1(\phi) - f_2(\phi) \pm f_3(\phi) = \vartheta_0$ , где для  $\phi_3$  перед  $f_1$  и  $f_3$  берутся оба верхних знака сложения-вычитания (т.е. плюсы), для  $\phi_6$  – оба нижних (т.е. минусы), для  $\phi_4$  – первый нижний, второй верхний, а для  $\phi_5$  – наоборот, первый верхний, второй нижний. Функции  $f_i(x)$  в этих уравнениях и в (2.1.5) определяются выражениями

$$f_1(x) = \arcsin\left(\frac{r_1}{r_3} \sin x\right);$$

$$f_2(x) = \operatorname{arctg}\left(\frac{r_3 \sin(x + \mathcal{G}_0)}{d \sin x - r_3 \cos(x + \mathcal{G}_0)}\right);$$

$$f_3(x) = \arcsin\left(\frac{r_2 \sin x \cdot \sin(f_2(x))}{r_3 \sin(x + \mathcal{G}_0)}\right).$$

Углы  $\chi_i$  в (2.15) вычисляются по формуле

$$\chi_i = \arcsin\left(\frac{r_1}{r_3} \sin(\phi_i)\right) = f_1(\phi_i),$$

а функция  $F(x)$  определяется выражением

$$F(x) = \operatorname{ctg} x + x. \quad (2.1.6)$$

Подстановка в (2.1.5) параметров конструкции рис.2.1, соответствующих им  $\beta_{3-6}$  и  $\mathcal{G}_0$  ( $\beta_3 = 0,405$ ;  $\beta_4 = 0,469$ ;  $\beta_5 = 0,8$ ;  $\beta_6 = 1,165$  и  $\mathcal{G}_0 = 0,077$  в радианах) дает величину  $\mathbf{I}_{\text{одн.отр}}^{\Phi} = 16,34\%$ . Таким образом мы получаем, что для фольгового отражателя, рис.2.1, эффективность передачи излучения, определяемая как

$$\mathbf{I}_{\text{эфф}} = \mathbf{I}_{\text{прям}} + 70\% \mathbf{I}_{\text{одн.отр}}, \quad (2.1.7)$$

составляет  $\mathbf{I}_{\text{эфф}}^{\Phi} = 21,4\%$ .

В сумме  $\mathbf{I}_{\text{одн.отр}}^{\Phi} + \mathbf{I}_{\text{прям}} + \mathbf{I}_{\text{обр}}^{\Phi} = 79,5\%$ , а оставшаяся доля излучения, равная 20,5%, может попасть в рабочую среду уже после двух и более отражений от поверхности отражателя, что, по оценкам, приведет к увеличению эффективности отражателя примерно до 25%.

## 2.2. Отражатель в виде эллиптического цилиндра

Рассчитаем теперь эффективность отражателя в виде эллиптического цилиндра. Поперечное сечение значимых для расчетов элементов осветителя с таким отражателем представлено на рис.2.3, аналогичном рис.2.2. Фокусы эллипса совпадают с центрами сечений лампы накачки и цилиндрической рабочей среды лазера.

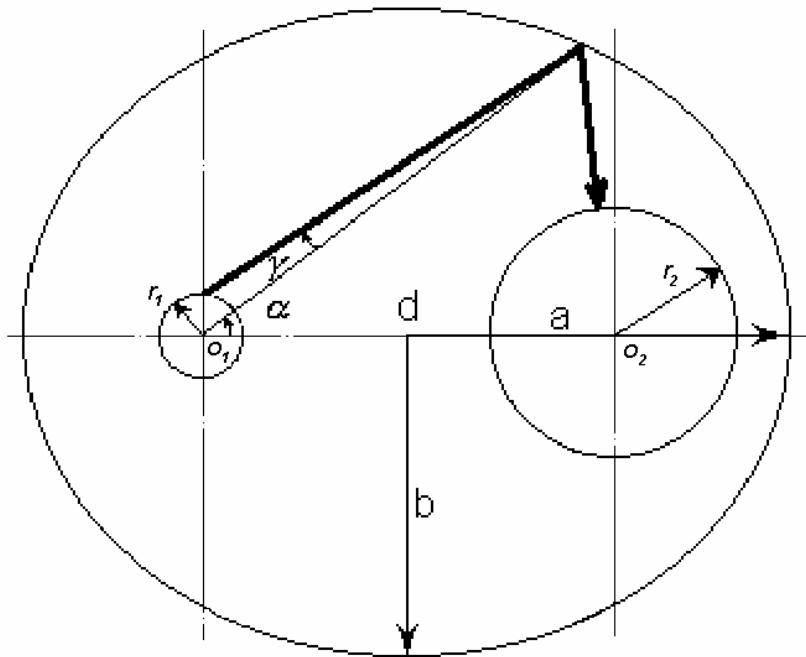


Рис.2.3. Схематическое изображение поперечного сечения осветителя йодного лазера с эллиптическим отражателем.

Для эллиптического отражателя геометрия конструкции кроме параметров (2.1.4) характеризуется еще параметрами самого эллипса. Эллипс определяется двумя независимыми величинами, например, расстоянием между его фокусами и длиной большой полуоси  $a$ , см. рис.2.3. Одна из них – расстояние между фокусами  $d$  – уже задана. Величину большой полуоси мы вправе варьировать учитывая, что для нее должно выполняться естественное конструктивное для отражателя ограничение  $a \geq \frac{d}{2} + r_4$ . Вместо большой полуоси  $a$  в описании эллипса может быть использована величина малой полуоси  $b$ , либо значение эксцентриситета  $\varepsilon$ . Величины большой, малой полуоси,  $d$  и эксцентриситет связаны соотношениями

$$b^2 = a^2 - (d/2)^2; \quad \varepsilon = \sqrt{1 - (b/a)^2} = \frac{d}{2a} = \frac{d}{2\sqrt{b^2 + (d/2)^2}}.$$

Форма эллипса (т.е. то, что необходимо для расчета наших относительных световых потоков) полностью определяется одним безразмерным параметром. В качестве такового принято использовать эксцентриситет  $\varepsilon$ . Поскольку во всех наших формулах (до сих пор и в дальнейшем) фигурируют безразмерные параметры относительно  $d$ , то в качестве параметра эллипса нам удобно будем использовать также безразмерную большую полуось

$$t = \frac{a}{d}, \quad (2.2.1)$$

которая связана с эксцентриситетом обратным соотношением с коэффициентом

$$\text{двойка} - \varepsilon = \frac{d}{2a} = \frac{1}{2t}.$$

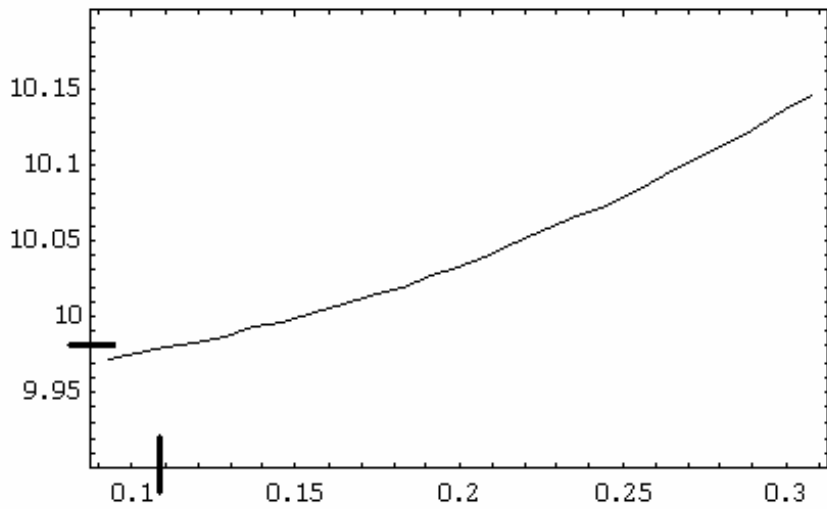
Продублированная запись формул в двух видах - через  $t$  и через  $\varepsilon$  - оправдана тем, что в первом случае в них использована такая важнейшая конструктивная характеристика как габариты системы, а во втором - выражения записаны через общепринятую характеристику формы эллипса.

Итак, формулы для эффективности эллиптического отражателя зависят от трех конструктивных характеристик -  $p, q$  и  $t$  (или в параллельной записи от  $p, q$  и  $\varepsilon$ ). Динамику полученных результатов (необходимую для оптимизации отражателя) проследим, варьируя  $p$  и  $t$ , т.е. варьируя радиус лампы накачки  $r_1$  и длину большой полуоси  $a$  при фиксированных размере лазерной кюветы  $r_2$  и расстоянии  $d$  между центром лампы и центром кюветы.

В расчетах в этом параграфе, как и в следующем, каждый луч света из лампы нам удобнее будет характеризовать не углами  $\beta$  и  $\delta$  (как в параграфе 1), а другой парой углов -  $\alpha$  и  $\gamma$  (см. рис.2.3). Угол  $\alpha$  - это угол между прямой  $d$  и радиус-вектором из центра лампы в заданную точку теперь не на окружности  $r_1$  (как было для угла  $\beta$ ), а на контуре отражателя, в нашем случае - на эллипсе (угол  $\alpha$  тоже меняется в интервале  $[0; 2\pi]$ , но в силу симметрии опять ограничимся рассмотрением интервала  $[0; \pi]$ ). А второй угол  $\gamma$  - это угол между упомянутым радиус-вектором к контуру эллипса и направлением из этой точки на эллипсе во все точки на окружности лампы  $r_1$ , с которых излучение может попасть в рассматриваемую точку на эллипсе. Угол  $\gamma$  меняется в интервале  $[-\gamma_{\max}; \gamma_{\max}]$ , где  $\gamma_{\max}$  соответствует касательной к окружности  $r_1$  и зависит от  $\alpha$ . Иными словами, в такой системе координат в каждой точке на отражателе мы рассматриваем весь пучок лучей с  $r_1$ , отражающихся именно в этой точке.

Для излучения, попадающего напрямую из лампы накачки в рабочую среду, применимо прежнее выражение (2.1.3); оно не зависит от формы отражателя.

$I_{\text{прям}}, \%$



$$p = \frac{r_1}{d}$$

Рис.2.4. Зависимость доли излучения накачки, попадающего напрямую из лампы накачки в рабочую среду, от параметра  $p$ , который при фиксированном  $q$  можно изменять, меняя радиус лампы. Кривая построена для значения  $q$ , соответствующего  $r_2 = 10$  мм и  $d = 32,5$  мм с рис.2.1. Параметры лампы накачки на рис.2.1 соответствуют отмеченным на осях  $p = 0,108$  и значению функции 9,98%.

На рис.2.4 представлена в процентах кривая, рассчитанная по формуле (2.1.3) в зависимости от параметра  $p$  для фиксированного  $q = 10 / 32,5 \cong 0,308$ , отвечающего значениям  $r_2$  и  $d$  с рис.2.1. При заданном  $d = 32,5$  мм диапазон изменения  $p$  соответствует изменению  $r_1$  от 3 мм до 10 мм. Выше уже приводилось значение доли прямого излучения для  $r_1 = 3,5$  мм -  $I_{\text{прям}} = 9,98\%$ . В рассмотренном диапазоне значений  $r_1$  величина эта меняется незначительно - в пределах 0,18%

Для доли отраженного излучения, возвращающегося назад в лампу накачки после однократного отражения от отражателя,  $I_{\text{обр}}^{\text{элл}}$ , вместо (2.1.1) теперь имеем

$$I_{\text{обр}}^{\text{элл}} = \frac{\pi - \alpha_0 + F(\psi_1) - F(\psi_2)}{\pi}, \quad (2.2.2)$$

где функция  $F(\psi)$  определена формулой (2.1.6). Угол  $\alpha_0$  - это угол между прямой  $d$  и радиус-вектором из центра лампы накачки в такую точку на эллипсе, что при  $\alpha_0 \leq \alpha \leq \pi$  в верхней полуплоскости эллипса какая-то доля излучения попадает после отражения обратно в лампу. Угол  $\alpha_0$  равен

$$\alpha_0 = \arccos\left(\frac{2kt - t^2 + 0,25}{k}\right) = \arccos\left(\frac{4k\varepsilon - 1 + \varepsilon^2}{4k\varepsilon^2}\right), \quad (2.2.3)$$

где

$$k = \frac{t + \frac{1}{2}\sqrt{4t^2 + 12p^2 + 3} \cdot \cos\left\{\left[\pi + \arccos\left(\frac{8t(t^2 + 18p^2 - 2,25)}{(4t^2 + 12p^2 + 3)^{3/2}}\right)\right]/3\right\}}{3} =$$

$$= \frac{1 + \sqrt{1 + 3\varepsilon^2 + 12p^2\varepsilon^2} \cdot \cos\left\{\left[\pi + \arccos\left(\frac{1 - 9\varepsilon^2 + 72p^2\varepsilon^2}{(1 + 3\varepsilon^2 + 12p^2\varepsilon^2)^{3/2}}\right)\right]/3\right\}}{6\varepsilon}.$$

Углы  $\psi_1$  и  $\psi_2$  в (2.2.2) определены выражениями

$$\psi_1 = \arcsin\frac{2p}{2t-1} = \arcsin\frac{2p\varepsilon}{1-\varepsilon},$$

$$\psi_2 = \arcsin\frac{2p(2t - \cos\alpha_0)}{4t^2 - 1} = \arcsin\frac{2p\varepsilon(1 - \varepsilon\cos\alpha_0)}{1 - \varepsilon^2}, \quad (2.2.4)$$

На рис.2.5 представлено семейство кривых (2.2.2) для разных значений  $t$  в диапазоне значений от  $t = 0,96$  (при  $d = 32,5$  мм  $a = \frac{d}{2} + 15$  мм, что близко

габаритам отражателя на рис.2.1 -  $a = \frac{d}{2} + 12,5$  мм) до  $t = 1,73$  ( $a = \frac{d}{2} + 40$  мм).

Эксцентриситет эллипса при этом меняется в диапазоне  $\varepsilon = 0,29 \div 0,52$ . Как и на рис.2.4, кривые приведены при том же фиксированном значении  $q = 0,308$  и в зависимости от  $p$  в том же диапазоне его изменения. Видно, что при  $r_1 = 3,5$  мм (отмечено на оси абсцисс) величина  $I_{обр}^{элл}$  меняется в рассмотренном семействе от **10,72%** до **6,21%** (падает с ростом  $a$ ), а для различных фик-

сированных значений  $a$  в рассмотренном диапазоне изменений  $p$  - меняется в пределах 13-20%.

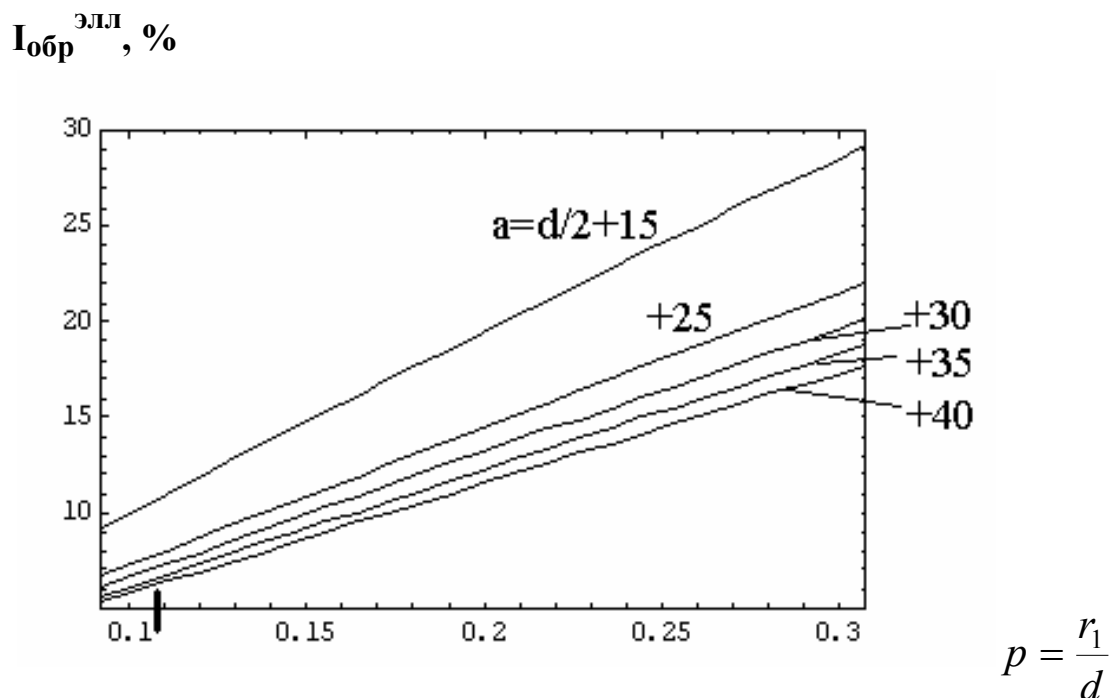


Рис.2.5. Семейство кривых, показывающих долю излучения, возвращающегося назад в лампу накачки после однократного отражения от стенок эллиптического отражателя, в зависимости от  $p$ . Каждая кривая семейства отвечает своему значению большей полуоси эллипса,  $a = \frac{d}{2} + x$ , числа у кривых указывают в мм величину  $x$ . Все остальные параметры те же, что и на рис.2.4.

Сравнивая значения функций на рис.2.5 со значением **53,18%**, полученным по формуле (2.1.1) для фольгового отражателя с рис.2.1, мы видим, что эллиптический отражатель, сравнимый по габаритам с отражателем на рис.2.1, уменьшает долю возвратного излучения почти в 5 раз и с увеличением габаритов эллиптического отражателя эта доля становится все меньше.

Рассчитаем теперь для эллиптического отражателя  $I_{одн.отр}^{элл}$  - долю излучения, попадающего из лампы накачки в рабочую среду в результате однократного отражения от поверхности отражателя. Формула для этой доли зависит от соотношения параметров конструкции  $p$ ,  $q$  и  $t$  ( $\varepsilon$ ). На рисунке 2.6 в плоскости

$(p, q)$  проведены штриховые кривые, разделяющие треугольник конструктивно допустимых значений параметров  $p$  и  $q$  на области, в каждой из которых расчет  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{элл}}$  происходит по различным схемам. Область конструктивно допустимых значений  $p$  и  $q$  ограничена сплошными прямыми и удовлетворяет условиям:  $p \leq 1 - q$ , поскольку сумма радиусов узла накачки и лазерной кюветы не может превышать расстояния между их центрами,  $p \leq q$  - т.е. радиус лампы не больше радиуса лазерной кюветы, поскольку именно такая ситуация как правило имеет место в ФДЛ, и физически реальному условию  $p > 0$ . На самом деле область конструктивно допустимых значений  $p$  и  $q$  еще меньше, чем треугольник на рис.2.6. Во-первых, потому, что расстояние  $d$  между центрами не должна превышать не сумму радиусов  $r_1$  и  $r_2$ , а сумму радиусов  $r_3$  и  $r_4$ , т.е. сумму внешних радиусов кварцевых кювет, в которые заключены плазма лампы накачки и рабочая среда лазерной кюветы - см. рис.2.1. Это приводит к тому, что условие  $p \leq 1 - q$  необходимо заменить на более жесткое условие

$$p \leq 1 - q - \frac{r_3 - r_1}{d} - \frac{r_4 - r_2}{d},$$

где задействованы параметры  $r_3$  и  $r_4$  с рис.2.1, в дальнейшем не фигурирующие в формулах для эллиптического отражателя, в отличие от фольгового отражателя; здесь они лишь определяют допустимые минимальные значения параметров конструкции.

Второе дополнительное ограничение области допустимых значений  $p$  и  $q$  по сравнению с рис.2.6 связано с ограничением минимального размера большой полуоси эллипса отражателя, которое, очевидно, не может быть меньше величины  $r_4 + \frac{d}{2}$  (контур эллипса касается внешнего радиуса лазерной кюветы), что накладывает на  $q$  ограничение:

$$q \leq t - \frac{1}{2} - \frac{r_4 - r_2}{d}.$$

Если  $t - \frac{1}{2} - \frac{r_4 - r_2}{d} \leq 1$ , то на рис.2.6 должна быть проведена вертикальная

прямая  $q = t - \frac{1}{2} - \frac{r_4 - r_2}{d}$ , и допустимыми для таких  $t$  будут лишь те значения



$p$  и  $q$  из рассматриваемого треугольника, которые находятся левее этой вертикальной прямой. Мы, чтобы не усложнять рис.2.6, не изображали этих два дополнительных ограничения на  $p$  и  $q$ , поскольку на формулы для  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{элл}}$  они не влияют (лишь сужают выбор допустимых  $p$  и  $q$ ), а изобразить их на рисунке в общем виде нельзя, т.к. они зависят от дополнительных параметров  $r_3, r_4$  и величины  $t$ .

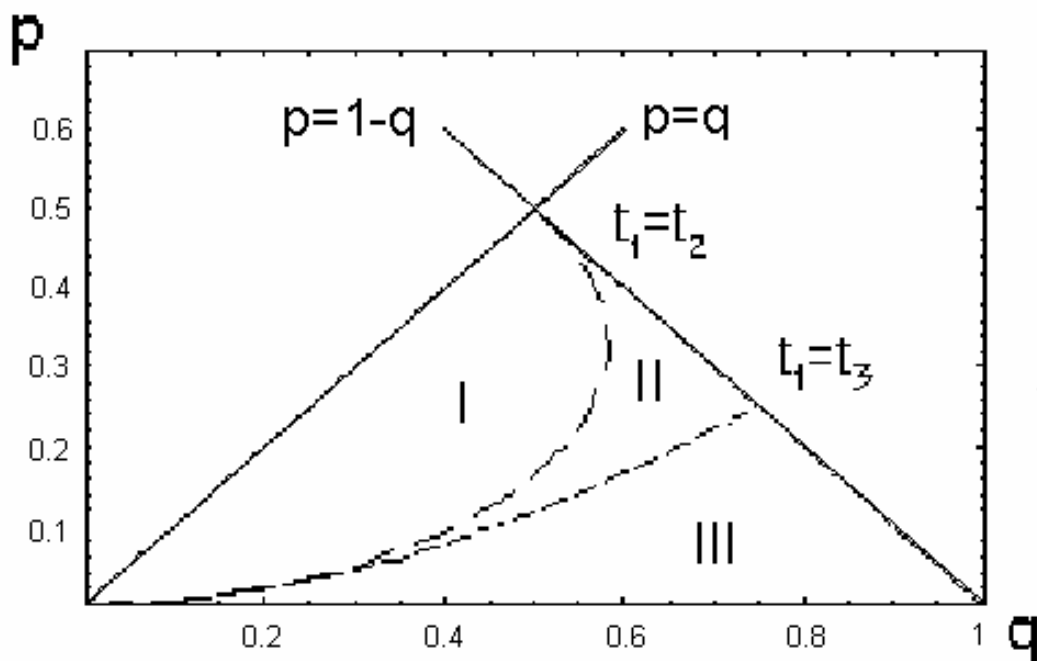


Рис.2.6. Области значений параметров  $p$  и  $q$  эллиптического отражателя, в которых расчет доли излучения, попадающего из лампы накачки в рабочую среду после однократного отражения от поверхности отражателя, происходит по разным схемам, представленным на рис.2.7. Области II и III разделены функцией  $p = \sqrt{q^2 + 1} - 1$ , граница между I и II описывается трансцендентным уравнением; ее максимум по оси  $q$  равен  $q_{\text{max}} \approx 0,582$  и достигается при  $p \approx 0,32$ . При  $q = 0,5$   $p_1 = 0,5$  и  $p_2 = \frac{\sqrt{62 + 22\sqrt{5}} - 7 - \sqrt{5}}{8} \approx 0,164$ .

Итак, на рис.2.6 треугольник допустимых значений параметров  $p$  и  $q$ , образованный прямыми  $p = 1 - q$ ,  $p = q$  и осью абсцисс (т.е. треугольник, не-

сколькo большй области допустимых значений параметров  $p$  и  $q$ ), разделен штриховыми кривыми на три подобласти. В каждой из этих подобластей по-разному соотносятся между собой характерные значения параметра  $t$  ( $\varepsilon$ ), определяющего эллиптический отражатель. Соотношения характерных значений  $t_i$ ,  $i = 1 - 3$ , для каждой области представлены на рис.2.7. Минимально допустимое значение размера эллипса  $t$  не может быть меньше  $t_1$  (на самом деле оно немного больше -  $t \geq q + \frac{1}{2} + \frac{r_4 - r_2}{d}$ , как уже упоминалось). Два других значения  $t - t_2$  и  $t_3$  - связаны с соотношениями между характерными углами  $\alpha_j$ , определяющими распределение излучения с окружности лампы радиуса  $r_1$  по разным каналам по отношению к окружности рабочей кюветы  $r_2$ . Ниже мы приведем формулы для этих углов. Через  $p$  и  $q$  значения  $t_i$  определяются выражениями

$$t_1 = \frac{q + \sqrt{q^2 + 1}}{2}; \quad t_2 = \frac{(p + q)\sqrt{1 - 4pq}}{2(q - p)}; \quad t_3 = \frac{q + p}{2(q - p)}. \quad (2.2.5)$$

Штриховые кривые на рис.2.6 соответствуют попарному равенству значений  $t_i$  (2.2.5). Нижняя кривая ( $t_1 = t_3$ ) описывается функцией

$$p = \sqrt{q^2 + 1} - 1$$

(ниже ее  $t_1 > t_3$ , выше -  $t_1 < t_3$ ), а верхняя ( $t_1 = t_2$ ) - трансцендентным уравнением относительно  $p$  и  $q$

$$(q - p)(q + \sqrt{q^2 + 1}) = (p + q)\sqrt{1 - 4pq}.$$

Ниже этой кривой  $t_1 > t_2$ , выше -  $t_1 < t_2$ . В области I на рис.2.6 выполняется соотношение  $t_1 < t_2 < t_3$ , в области II - соотношение  $t_2 < t_1 < t_3$ , а в области III - соотношение  $t_2 < t_3 < t_1$ . В зависимости от того, в какую из трех областей и в какой интервал между  $t_i$  попадает значение  $t$  для эллиптического отражателя, выражение для  $\mathbf{I}_{\text{одн.отр}}^{\text{элл}}$  принимает одну из трех форм - (а), (б) или (в). На рис.2.7 показано в какой области значений  $t$  какая формула для  $\mathbf{I}_{\text{одн.отр}}^{\text{элл}}$  применима. Поскольку  $t$  не меньше  $t_1$ , не соответствующие интервалы на рис.2.7 опущены.

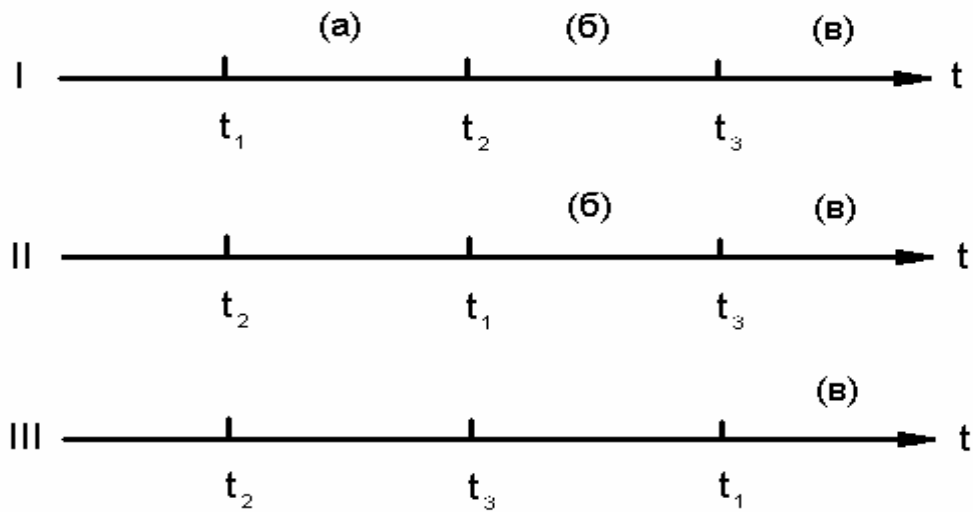


Рис.2.7. Интервалы значений параметра эллипса  $t$ , в которых применимы три различных выражения для расчета  $I_{\text{одн.отгр}}^{\text{элл}}$ .

Заметим, что разделение на рис.2.6 треугольника допустимых значений  $p$  и  $q$  на подобласти универсально (не зависит от  $t$ ). Это особенность эллиптического отражателя. В следующем параграфе мы увидим, что для кругового отражателя разделение области  $(p, q)$  на подобласти для расчета  $I_{\text{одн.отгр}}$  происходит по другому принципу. И еще, повторимся и просуммируем вывод: не все значения  $p$  и  $q$  допустимы из указанного треугольника. Надо дополнительно

учесть ограничения  $p \leq 1 - q - \frac{r_3 - r_1}{d} - \frac{r_4 - r_2}{d}$  и  $q \leq t - \frac{1}{2} - \frac{r_4 - r_2}{d}$ .

Формуле, обозначенной на рис.2.7 как (а), соответствует выражение

$$I_{\text{одн.отгр}}^{\text{элл}} = -I_{\text{прям}} + \frac{\left\{ \begin{array}{l} 2\alpha_3 + \alpha_4 - \alpha_5 + F(\psi_{41}) - F(\psi_{51}) - \frac{q}{p}(F(\psi_{42}) - F(\psi_{52})) + \\ 8qt \left[ \arctg\left(\frac{2t+1}{2t-1} \text{tg} \frac{\alpha_4}{2}\right) + \arctg\left(\frac{2t+1}{2t-1} \text{tg} \frac{\alpha_5}{2}\right) - \right. \\ \left. - 2 \arctg\left(\frac{2t+1}{2t-1} \text{tg} \frac{\alpha_3}{2}\right) \right] \end{array} \right\}}{p(4t^2 - 1)}, \quad (2.2.6a)$$

формуле (б) - выражение

$$I_{\text{одн.отр}}^{\text{элл}} = -I_{\text{прям}} + \frac{\left\{ \begin{aligned} &\alpha_0 + \alpha_3 - \alpha_5 + 2F(\psi_2) - \frac{p+q}{p}F(\psi_3) - F(\psi_{51}) + \frac{q}{p}F(\psi_{52}) + \\ &8qt \left[ \operatorname{arctg}\left(\frac{2t+1}{2t-1} \operatorname{tg} \frac{\alpha_5}{2}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{2t+1}{2t-1} \operatorname{tg} \frac{\alpha_3}{2}\right) \right] \end{aligned} \right\}}{2\pi p(4t^2-1)}, \quad (2.2.6б)$$

а формуле (в) - выражение

$$I_{\text{одн.отр}}^{\text{элл}} = 1 - I_{\text{прям}} - I_{\text{обр}}^{\text{элл}}. \quad (2.2.6в)$$

В (2.2.6) угол  $\psi_2$  описан формулой (2.2.4), углы  $\psi_{ji}$  равны

$$\begin{aligned} \psi_{41} &= \arcsin \frac{2p(2t - \cos \alpha_4)}{4t^2 - 1} = \arcsin \frac{2p\varepsilon(1 - \varepsilon \cos \alpha_4)}{1 - \varepsilon^2}; \\ \psi_{42} &= \arcsin \frac{2q(2t - \cos \alpha_4)}{4t^2 - 4t \cos \alpha_4 + 1} = \arcsin \frac{2q\varepsilon(1 - \varepsilon \cos \alpha_4)}{1 - 2\varepsilon \cos \alpha_4 + \varepsilon^2}; \\ \psi_{51} &= \arcsin \frac{2p(2t - \cos \alpha_5)}{4t^2 - 1} = \arcsin \frac{2p\varepsilon(1 - \varepsilon \cos \alpha_5)}{1 - \varepsilon^2}; \\ \psi_{52} &= \arcsin \frac{2q(2t - \cos \alpha_5)}{4t^2 - 4t \cos \alpha_5 + 1} = \arcsin \frac{2q\varepsilon(1 - \varepsilon \cos \alpha_5)}{1 - 2\varepsilon \cos \alpha_5 + \varepsilon^2}, \end{aligned} \quad (2.2.7)$$

а угол  $\psi_3$  -

$$\psi_3 = \arcsin \frac{p+q}{2t} = \arcsin[\varepsilon(p+q)].$$

Функция  $F(\psi)$  была введена раньше - см. (2.1.6). Для краткости мы записали формулы (2.2.6) только через параметр эллипса  $t$ . Соответствующие выражения через  $\varepsilon$  легко могут быть получены заменой  $t$  на  $\varepsilon$ , согласно соотношению

$$t = \frac{1}{2\varepsilon}.$$

В (2.2.6) и (2.2.7) фигурируют характерные углы  $\alpha_j$ ,  $j = 3 - 5$ , которые через параметры конструкции  $p$ ,  $q$  и  $t$  ( $\varepsilon$ ) выражаются следующим образом

$$\begin{aligned} \alpha_3 &= \arccos \frac{p+q-4t^2(q-p)}{4pt} = \arccos \frac{(p+q)\varepsilon^2 - (q-p)}{2\varepsilon p}; \\ \alpha_4 &= \arccos \frac{pt}{k_2} + \arccos \frac{4t^2(p+q) - (q-p)}{4k_2} = \arccos \frac{p}{2k_2\varepsilon} + \arccos \frac{(p+q) - \varepsilon^2(q-p)}{4k_2\varepsilon^2}; \end{aligned} \quad (2.2.8)$$

$$\alpha_5 = \pi + \arccos \frac{pt}{k_1} - \arccos \frac{4t^2(q-p) - (p+q)}{4k_1} = \pi + \arccos \frac{p}{2k_1\varepsilon} - \arccos \frac{(q-p) - \varepsilon^2(p+q)}{4k_1\varepsilon^2},$$

где через  $k_{1,2}$  обозначены множители

$$k_1 = \sqrt{\left(t^2 - \frac{1}{4}\right)^2 - pq\left(t^2 - \frac{1}{4}\right) + p^2t^2} = \frac{\sqrt{(1-\varepsilon^2)^2 - 4pq\varepsilon^2(1-\varepsilon^2) + 4p^2\varepsilon^2}}{4\varepsilon^2};$$

$$k_2 = \sqrt{\left(t^2 - \frac{1}{4}\right)^2 + pq\left(t^2 - \frac{1}{4}\right) + p^2t^2} = \frac{\sqrt{(1-\varepsilon^2)^2 + 4pq\varepsilon^2(1-\varepsilon^2) + 4p^2\varepsilon^2}}{4\varepsilon^2}.$$

Углы  $\alpha_{3-5}$ , как и угол  $\alpha_0$  из (2.2.3), соответствуют таким  $\alpha \in [0, \pi]$ , при переходе через которые в соответствующих этим углам точках на контуре отражателя происходит качественное изменение распределения излучения по долям  $\mathbf{I}_{\text{прям}}$ ,  $\mathbf{I}_{\text{одн.отр}}^{\text{элл}}$  и  $\mathbf{I}_{\text{обр}}^{\text{элл}}$ . Эти углы по смыслу близки углам  $\beta_i$ , введенным в предыдущем параграфе для фольговым отражателя. В (2.2.8) не приведены выражения для углов  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , связанных с потоком  $\mathbf{I}_{\text{прям}}$ , поскольку они не вошли в формулы. Слагаемые в (2.2.6а-б), содержащие  $\alpha_3$  под арктангенсом, могут быть записаны явно, поскольку с учетом (2.2.8)

$$\frac{(2t+1)}{(2t-1)} \operatorname{tg} \frac{\alpha_3}{2} = \sqrt{\frac{(2t+1)[p+q-2t(q-p)]}{(2t-1)[p+q+2t(q-p)]}} = \sqrt{\frac{(1+\varepsilon)[\varepsilon(p+q)-(q-p)]}{(1-\varepsilon)[\varepsilon(p+q)+(q-p)]}}.$$

Взаиморасположение углов (2.2.3) и (2.2.8) зависит от соотношения  $p, q$  и  $t$ . Теперь можно прояснить смысл характерных параметров эллипса  $t_{2,3}$  на рис.2.6-2.7. Параметр  $t_2$  соответствует эллипсу, у которого сравниваются между собой три угла  $\alpha_0 = \alpha_3 = \alpha_4$ , а  $t_3$  - эллипсу, у которого  $\alpha_3 = \alpha_5 = \pi$ . Всегда выполняется неравенство  $t_2 < t_3$ , что видно и на рис.2.7. С учетом этого легко показать, что при переходе параметра  $t$  через границы  $t_2$  и  $t_3$  формулы (2.2.6а-в) переходят друг в друга (учитывая (2.2.2) для  $\mathbf{I}_{\text{одн.отр}}^{\text{элл}}$ ). Из (2.2.6) и рис.2.7 видно, что в каждой из областей I-III параметров  $(p, q)$ , начиная с некоторого значения размера отражателя  $t$ , у всех эллиптических отражателей все излучение из лампы накачки целиком разделяется на рассматриваемые нами части  $\mathbf{I}_{\text{одн.отр}}^{\text{элл}}$ ,  $\mathbf{I}_{\text{прям}}$  и  $\mathbf{I}_{\text{обр}}^{\text{элл}}$ .

Семейство кривых, рассчитанное по формулам (2.2.6) для тех же параметров конструкции, что и рис.2.5 (соответствующих области I на рис.2.6.), приведено на рис.2.8. Из этого рисунка видно, что доля излучения  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{элл}}$  в рассмотренных диапазонах  $r_1$  и  $a$  не опускается ниже 60%, а для  $r_1 = 3,5$  мм (соответствующее значение  $p$  отмечено рискуй на оси абсцисс) меняется от 78,63% до 82,9% (возрастает с ростом  $a$ ). То есть по сравнению с величиной 16,34%, полученной для отражателя с рис.2.1, имеем выигрыш почти в 5 раз для эллиптического отражателя с примерно теми же габаритами, что и фольговый отражатель на рис.2.1. С увеличением габаритов этот выигрыш, как уже упоминалось, возрастает. Эффективность передачи излучения при этом, согласно (2.1.6), считая коэффициент отражения отражателя по-прежнему 70%, лежит в диапазоне от 65,02% до 68,03% (растет с ростом  $a$ ).

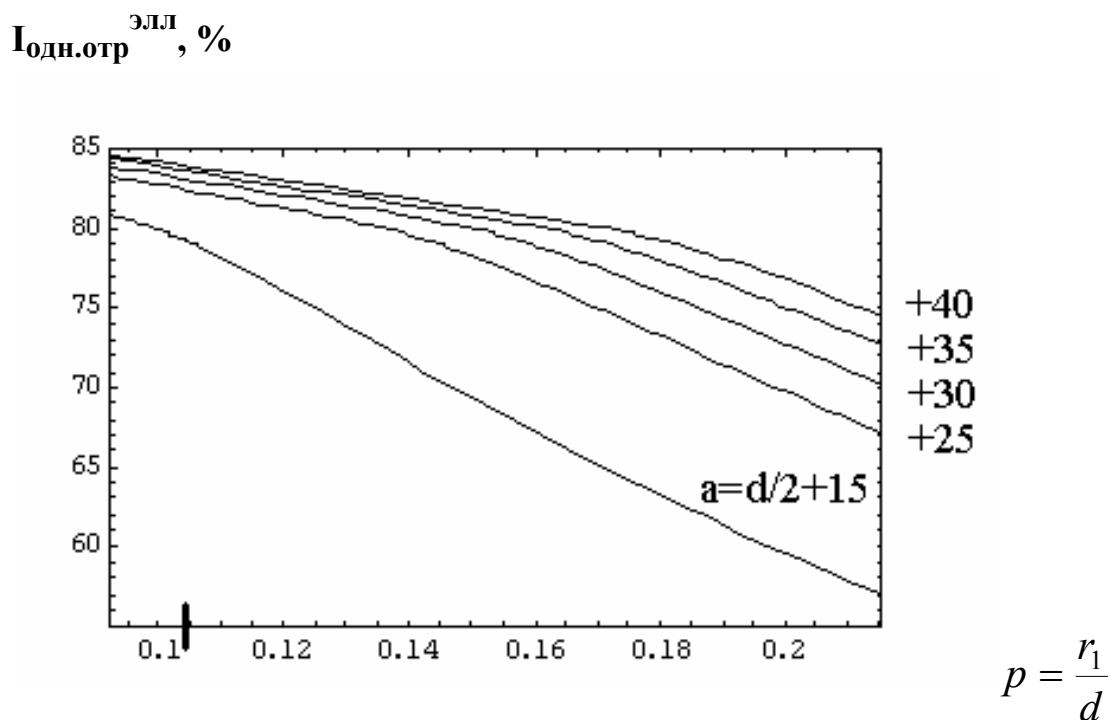


Рис.2.8. Семейство кривых, показывающих долю излучения, попадающего из лампы накачки в рабочую среду при однократном отражении от стенок эллиптического отражателя. Все обозначения и параметры те же, что и на рис.2.5.

Эффективность эллиптического отражателя в зависимости от габаритов эллипса при неизменном расстоянии между его фокусами проиллюстрирована

на рис.2.9. Кривые построены при значениях  $r_1 = 3,5$  мм и  $r_2 = 10$  мм для отражателя с  $d = 32,5$  мм, соответствующего рис.2.1.

Видно, что в рассчитанном эллиптическом отражателе эффективность передачи излучения накачки в рабочую среду примерно в 3 раза выше, чем в фольговом отражателе тех же размеров. Эффективность отражателя слабо зависит от формы эллипса и при неизменном расстоянии между фокусами медленно возрастает с увеличением его размеров. На рис.2.8 при габаритах отражателя

$a \geq \frac{d}{2} + 20$  мм мы попадаем в область (в) по схеме рис.2.7, т.е. все излучение из лампы накачки полностью распределяется между тремя рассмотренными долями

- прямым попаданием в лазерную кювету, попаданием в лазерную кювету после однократного отражения и возвратом в лампу после однократного отражения.

При  $a = \frac{d}{2} + 15$  мм эта суммарная доля опускается до 99,33%.

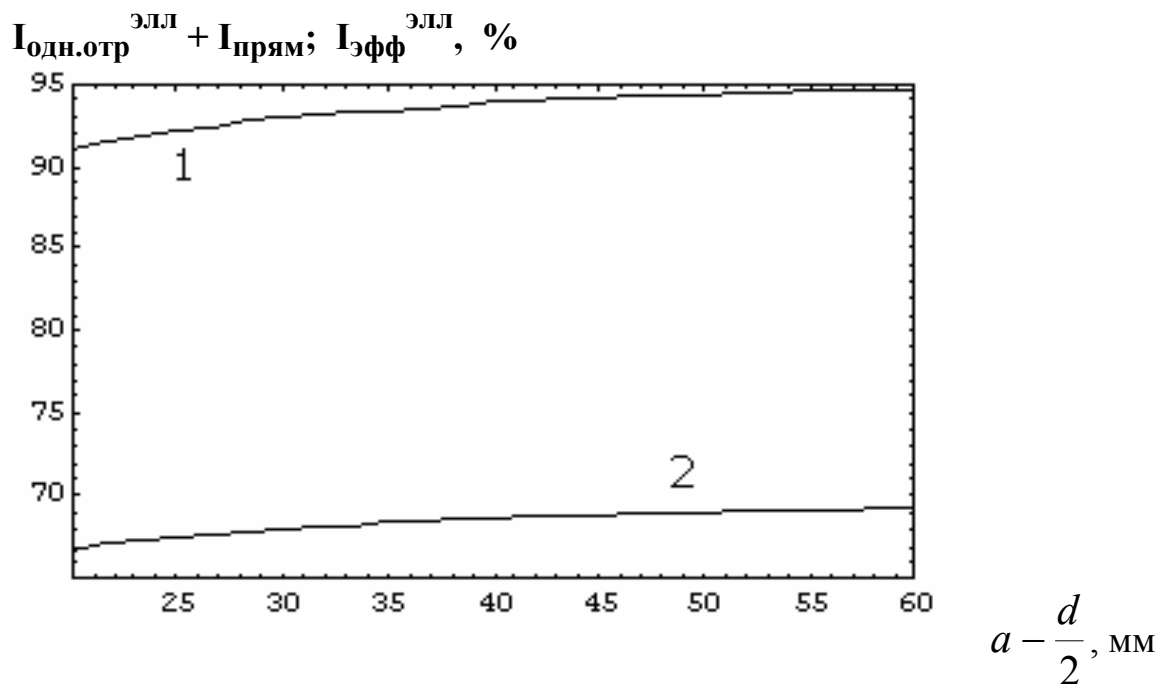


Рис.2.9. Эффективность эллиптического отражателя. Кривая 1 – суммарная доля излучения накачки (в процентах), которая попала бы в рабочую среду, если бы коэффициент отражения от поверхности отражателя был равен 100%, кривая 2 – реальная эффективность передачи энергии накачки в рабочую среду при коэффициенте отражения излучения от отражателя 70%.

### 2.3. Отражатель в виде кругового цилиндра

Итак, отражатель с сечением в форме эллипса примерно в три раза эффективнее фольгового, но конструктивно намного сложнее его - строго соблюсти форму эллипса непросто. Поэтому мы рассмотрели более простую конструкцию отражателя - в виде кругового цилиндра, т.е. его перпендикулярное сечение имеет форму окружности. Центр этой окружности мы поместили в середину отрезка  $d$ , соединяющего центры узла накачки  $O_1$  и лазерной кюветы  $O_2$  - см. рис.2.10. В геометрии такой конструкции кроме параметров  $p$  и  $q$  (2.1.4) вместо параметра эллипса (2.2.1) появляется безразмерный параметр окружности

$$s = R / d, \quad (2.3.1)$$

где  $R$  - радиус отражателя.

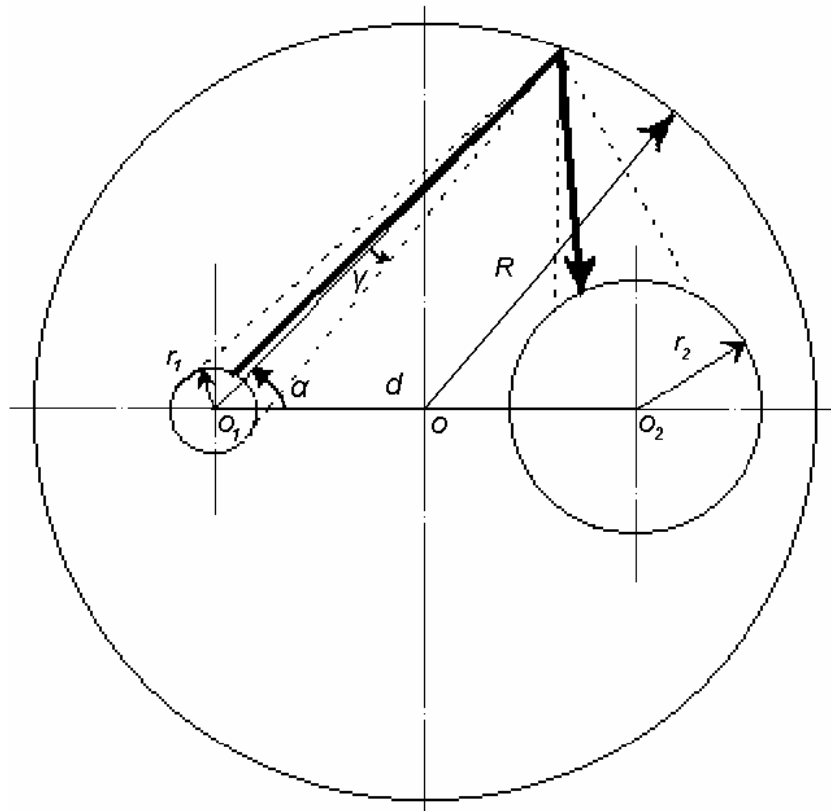


Рис.2.10. Схематическое изображение поперечного сечения осветителя йодного лазера с отражателем в форме кругового цилиндра с осью в середине отрезка между центрами  $O_1$  и  $O_2$ . Рисунок соответствует рис.2.3 с заменой эллипса на окружность.

Для доли прямого излучения, попадающего из лампы накачки в лазерную кювету, по-прежнему верна формула (2.1.3). Для доли обратного излучения вме-



сто (2.1.1) и (2.2.2) для фольгового и эллиптического отражателей теперь имеем выражение

$$I_{\text{обр}}^{\text{окр}} = \Phi_0(\varphi_1) - \Phi_0(\varphi_2) + \frac{(4s^2 - 1)(\pi - \tilde{\alpha}_0) - \sin \tilde{\alpha}_0 \cdot \cos \tilde{\alpha}_0}{4\pi s^2}, \quad (2.3.2)$$

где угол  $\tilde{\alpha}_0$  по смыслу полностью соответствует углу  $\alpha_0$  в (2.2.2) для отражателя в форме эллиптического цилиндра, но вместо (2.2.3) он теперь определяется формулой

$$\tilde{\alpha}_0 = \text{arcctg} \frac{1 - 2s\sqrt{1 - 4p^2}}{4ps}. \quad (2.3.3)$$

Углы  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  равны:

$$\varphi_1 = \arcsin \frac{2p}{\sqrt{1 + 4s^2 - 4s\sqrt{1 - 4p^2}}} = \Psi_1(\tilde{\alpha}_0);$$

$$\varphi_2 = \arcsin \frac{2p}{2s - 1} = \Psi_1(\pi).$$

Смысл функции  $\Psi_1(x)$  будет разъяснен ниже (см. формулы (2.3.10)).

Функция  $\Phi_0(x)$  в (2.3.2) определяется выражением

$$\Phi_0(x) = \frac{\text{ctg} x - \frac{2}{3}p^2 \text{ctg}^3 x + \frac{(4s^2 - 1)^2 (\sin x \cdot \cos x + x)}{16p^2} + x}{4\pi s^2}. \quad (2.3.4)$$

Выражение для доли излучения  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$ , попадающего в лазерную кювету после однократного отражения от отражателя, также получено нами аналитически для любых  $p, q$  и  $s$ . Выражение это более громоздко, чем (2.2.6) для эллиптического отражателя, и в зависимости от значений  $p, q, s$  имеется уже десятков его вариантов. Связано это с тем, что в эллиптическом отражателе из-за известных геометрических свойств эллипса и в силу помещения центров лампы накачки и лазерной кюветы в фокусы эллипса для каждой точки на отражателе симметричный относительно прямой из этой точки в центр  $O_1$  лампы накачки пучок лучей, попадающий из лампы накачки в данную точку на отражателе, трансформируется после отражения в симметричный же пучок лучей относительно направления на центр  $O_2$  лазерной кюветы. Для кругового отражателя это не так. Ось отражения лучей теперь не биссектриса между направлениями в цен-

тры лампы накачки и лазерной кюветы; она направлена в центр круга отражателя, симметрия трансформации лучей нарушается и в зависимости от  $p, q$  и  $s$  симметричный пучок лучей из лампы накачки в данную точку на отражателе после отражения переходит в пучок лучей, перекошенный относительно направления на центр лазерной кюветы; часть этого пучка то с одной, то с другой стороны от направления на  $O_2$  может не попасть в лазерную кювету (эти пучки показаны пунктиром на рис.2.10). В некоторых случаях может не попасть и весь пучок. Это и приводит к большому набору разных формул для  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$  при изменении параметров конструкции.

По-прежнему (как и в параграфе 2 настоящего раздела) в наших расчетах основными переменными величинами будет угол  $\alpha \in [0; 2\pi]$  между прямой  $d$  и радиус-вектором из  $O_1$  в заданную точку на отражателе и угол  $\gamma$  - см.рис.2.10. В силу симметрии конструкции относительно  $d$ , опять будем рассматривать лишь  $\alpha \in [0; \pi]$ , а результаты нормировать на  $2\pi$ . Точку на отражателе, соответствующую углу  $\alpha$ , для краткости будем называть точкой  $\alpha$ .

Определяющими для разделения потока лучей из лампы накачки в точку  $\alpha$  на отражателе в потоки  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$ ,  $I_{\text{обр}}^{\text{окр}}$  и далее в потоки двойного, тройного и т.д. отражения являются углы

$$\begin{aligned} \Psi_1(\alpha) &= \arcsin \frac{2p \cdot f(\alpha)}{4s^2 - 1}; & \Psi_2(\alpha) &= \arcsin \frac{2q}{\sqrt{f^2(\alpha) + 4\sin^2 \alpha}}; \\ \Psi_3(\alpha) &= \arcsin \frac{\sin \alpha}{2s}; & \Psi_4(\alpha) &= \arcsin \frac{(4s^2 - 1)\sin \alpha}{2sf(\alpha)\sqrt{f^2(\alpha) + 4\sin^2 \alpha}}, \end{aligned} \quad (2.3.5)$$

где функция  $f(\alpha)$  дается выражением

$$f(\alpha) = \sqrt{4s^2 - \sin^2 \alpha} - \cos \alpha. \quad (2.3.6)$$

Геометрический смысл углов (2.3.5) следующий. Угол  $2\Psi_1$  - это угол, под которым из точки  $\alpha$  на отражателе виден диаметр лампы накачки ( $\Psi_1 = \gamma_{\max}$ ),  $2\Psi_2$  - угол, под которым виден диаметр лазерной кюветы. А  $\Psi_3$  и  $\Psi_4$  - это углы между радиусом окружности отражателя в точку  $\alpha$  и направлением из нее в, соответственно, центр лампы  $O_1$  и в центр лазерной кюветы  $O_2$ . Соотношение между углами  $\Psi_{1-4}$  зависит не только от  $\alpha$ , но и в сильной степени от значений

параметров  $p, q$  и  $s$ . Выбор формулы для расчета  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$  определяют следующие комбинации углов  $\Psi_{1-4}$ :

$$\begin{aligned} F_1(\alpha) &= -\Psi_1 + \Psi_2 + \Psi_3 - \Psi_4; & F_2(\alpha) &= -\Psi_1 + \Psi_2 - \Psi_3 + \Psi_4; \\ F_3(\alpha) &= \Psi_1 + \Psi_2 + \Psi_3 - \Psi_4 & F_4(\alpha) &= \Psi_1 + \Psi_2 - \Psi_3 + \Psi_4. \end{aligned} \quad (2.3.7)$$

В тех углах  $\alpha$ , где все четыре функции неотрицательны, пучок лучей из лампы после однократного отражения от отражателя целиком попадет в лазерную кювету. Если же какая-то функция отрицательна для данного  $\alpha$ , то часть пучка лучей из лампы после отражения пройдет мимо лазерной кюветы (см.рис.2.10). Четыре функции как раз и соответствуют четырем возможным комбинациям двух краев пучка из лампы и двух краев пучка в кювету. То есть, интервалы отрицательности каждой из функций (2.3.7) соответствуют области углов  $\alpha$ , в которой определенный край пучка из лампы пройдет после отражения мимо лазерной кюветы тоже с определенной стороны. Расчеты показали, что при любом значении параметра  $s$  найдутся такие допустимые значения  $p$  и  $q$  (из треугольника, аналогичного рис.2.6), что при некоторых  $\alpha$  реализуются области отрицательных значений каждой функции  $F_i$  и многие пары их сочетаний. Это и дает разнообразие выражений для  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$  в зависимости от  $p, q$  и  $s$ .

На рис.2.11 качественно показано разделение треугольника допустимых значений  $p$  и  $q$  на подобласти, в каждой из которых применима своя формула для  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$ . Качественно потому, что разделение это зависит от величины параметра  $s$ . Как и для эллиптического отражателя и из тех же соображений допустимыми значениями  $p$  и  $q$  считаем область внутри равнобедренного треугольника на рис.2.6. И так же помним, что область эта больше, чем реальная область допустимых значений  $p$  и  $q$  - в действительности прямую  $p = 1 - q$  надо заменить на прямую  $p = 1 - q - \frac{r_3 - r_1}{d} - \frac{r_4 - r_2}{d}$  и при  $s < 1,5 + \frac{r_4 - r_2}{d}$  на рис.2.6 провести вертикальную прямую  $q = s - 0,5 - \frac{r_4 - r_2}{d}$ , допуская только  $p$  и  $q$  левее этой прямой. Область допустимых значений  $p$  и  $q$  на рис.2.11 разделяется на подобласти с помощью кривых (1-4) и прямой (5). Кривая (1) и прямая (5) делят область на три подобласти с разным числом корней уравнения

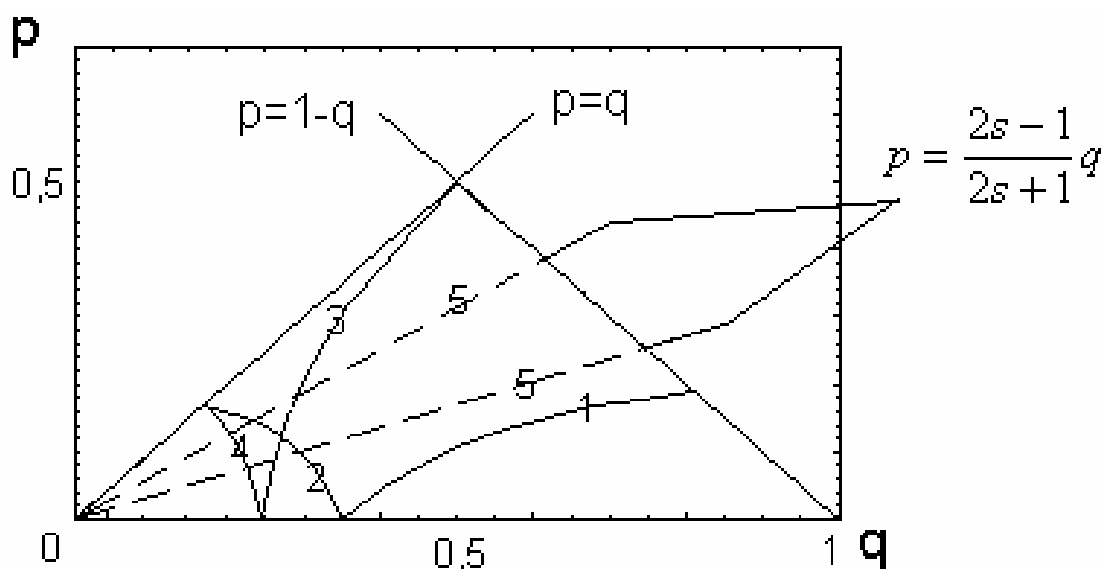


Рис.2.11. Разделение области допустимых значений  $p$  и  $q$  на подобласти с помощью кривых (1-4) и прямой (5) (штриховая). Все линии зависят от  $s$  и потому изображены условно; они разделяют области, в которых уравнения  $F_i = 0$  имеют различное число корней на интервале  $\alpha \in [0; \pi]$  или не имеют их вовсе. Прямая (5) может проходить как выше точки пересечения кривых (2) и (3), так и ниже, что показано двумя вариантами этой прямой. Соответственно, различна область  $X$  на рис.2.12, заключенная между линиями (2), (3) и (5). В действительности кривые (2) и (4) расположены в 2 и более раз ближе к началу координат, чем изображено, и нижняя прямая (5) реализуется лишь при  $s < 1$ , когда по меньшей мере вся правая половина треугольника недопустима ( $q < s - 0,5$ ) - см. рис.2.12а.

$F_2 = 0$  на интервале  $\alpha \in [0; \pi]$ : ниже кривой нет корней, между кривой и прямой - 2 корня (которые сливаются в один корень на прямой (1)), выше прямой - один корень (на прямой (5) бóльший корень становится равным  $\pi$ ). Кривая (2) разделяет разное число корней уравнения  $F_4 = 0$ : ниже кривой - 2 корня, выше - нет корней (соответственно, на кривой (2) два корня сливаются в один). Кривая (3) с прямой (5) делят область на четыре части по числу корней уравнения  $F_1 = 0$ : ниже прямой и правее кривой - нет корней, выше прямой и правее кривой - 1 корень (который на прямой (5) становится равным  $\pi$ ), ниже прямой, левее кривой - 2 корня, (которые на кривой (3) сливаются в один, а на прямой (5) к

ним добавляется третий корень, равный  $\pi$ ), выше прямой, левее кривой - 3 корня (третий корень на прямой (5) стал меньше  $\pi$ ). И, наконец, кривая (4) определяет число корней уравнения  $F_3 = 0$ : ниже ее - 2 корня, выше - нет корней (на границе (4) два корня сливаются в один). На рис.2.12 дана нумерация подобластей с рис.2.11 для дальнейшего использования. Рис.2.12 отличается от рис.2.6 в трех пунктах.

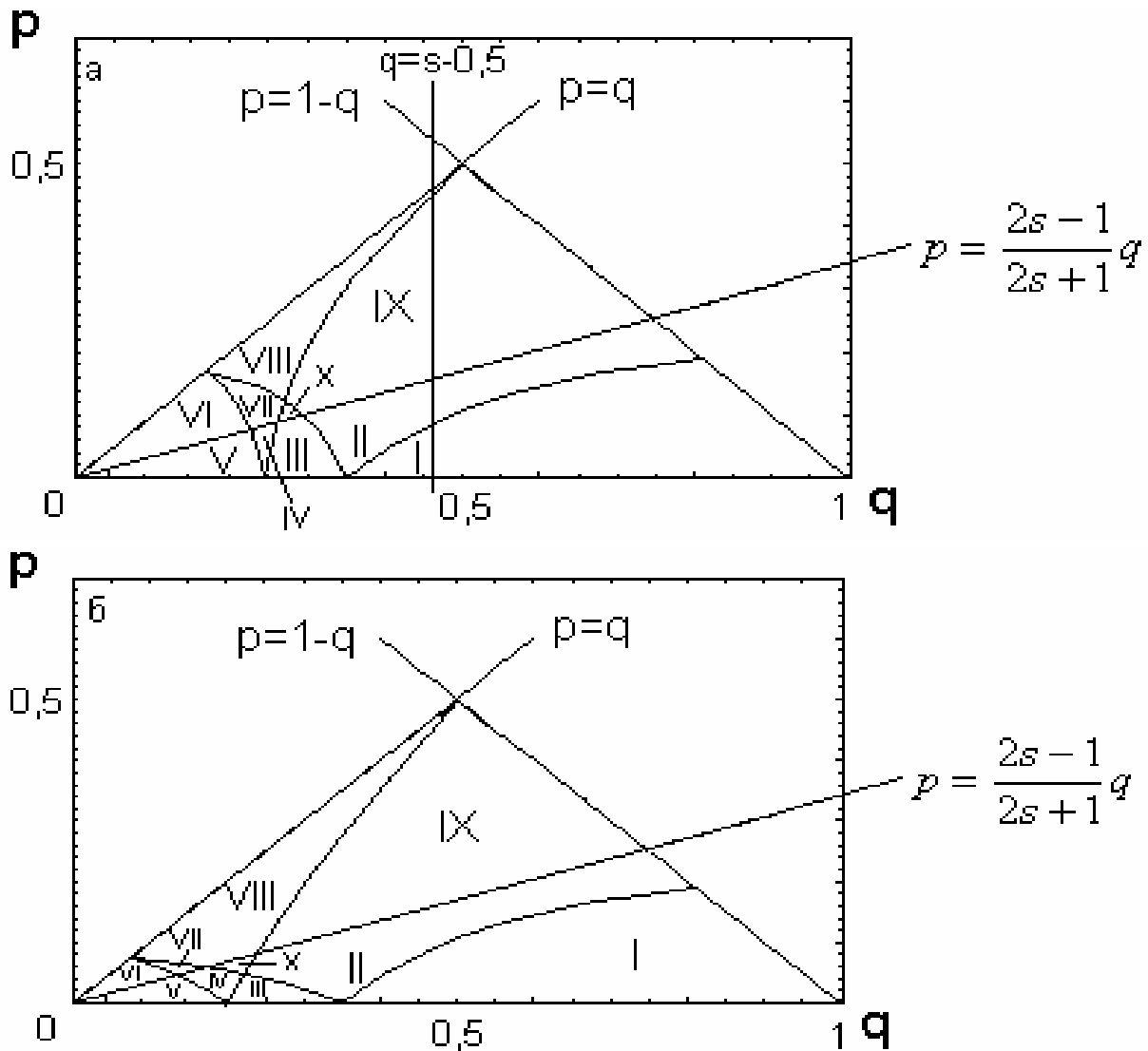


Рис.2.12. Области значений параметров  $p$  и  $q$  кругового отражателя, в которых расчет доли излучения, попадающего из лампы накачки в рабочую среду после однократного отражения от поверхности отражателя, происходит по разным схемам, представленным на рис.2.13 и формулами (2.3.8-9). Рис. (а) и (б) отличаются положением области X. Все разделительные линии зависят от  $s$  (2.3.1).

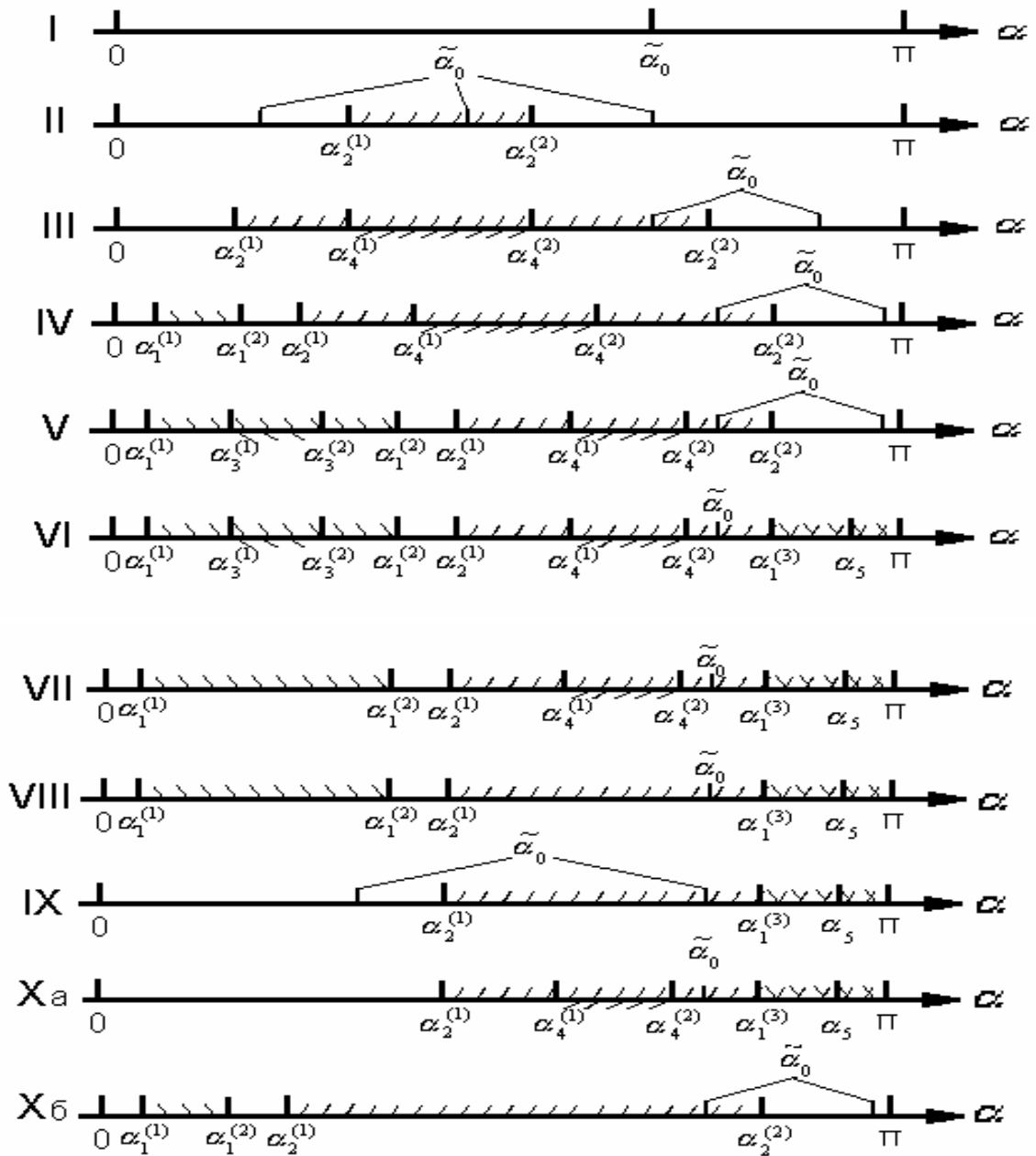


Рис.2.13. Схемы взаиморасположения углов  $\alpha_i$  для областей I-X на рис.2.12. Положение  $\tilde{\alpha}_0$  не влияет на вид формулы для  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$ . Штриховками разного типа показаны интервалы  $\alpha$ , в которых соответствующая функция  $F_i < 0$ , а, значит, часть излучения из лампы с одного из краев пучка не попадает в лазерную кювету после однократного отражения от отражателя.

Во-первых, для эллиптического отражателя разделительные кривые на рис.2.6 не зависят от параметра отражателя  $t$ ; этот параметр определяет выбор одной из трех формул внутри каждой области. Теперь же все разделительные кривые зависят от параметра  $s$  (т.е. картинка на рис.2.11-12 не универсальна), но внутри каждой области применима лишь одна своя формула.

Во-вторых, кроме прямой разделительные кривые теперь не описываются аналитически и не получаются из трансцендентных уравнений. Т.к. эти кривые разделяют области с разным количеством корней какого-либо из уравнений  $F_i = 0$ , то их непросто рассчитать для заданного  $s$ , что делает практически невыполнимым выбор подходящей формулы  $\mathbf{I}_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$  с помощью рис.2.12. Поступать следует наоборот. Для данных  $p, q, s$  рассчитать все функции (2.3.7) от  $\alpha$ , найти аргументы их нулей и области отрицательности, выбрать, к какой схеме на рис.2.13 (см. ниже) относится рассматриваемый случай, и применить соответствующую формулу.

И в-третьих, различных выражений для  $\mathbf{I}_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$  теперь не три, как для эллиптического отражателя, а одиннадцать. Областей для каждого значения  $s$  десять, а формул для  $\mathbf{I}_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$  одиннадцать, т.к. область  $X$  в зависимости от  $s$  может быть одного из двух видов - рис.2.12а ( $X_a$  - часть VII) и рис.2.12б ( $X_b$  - часть IV). Ситуация (а) реализуется лишь при  $s < 1,5$  (даже при  $s < 1$ ), когда допустимой является лишь часть равнобедренного треугольника на рис.2.12. Например, к области  $X_a$  относится случай  $s = 0,9; p = 0,07; q = 0,23$ .

На рис.2.13, в согласии со свойствами линий (1-5) на рис.2.11, показаны соответствующие каждой области рис.2.12 схемы взаиморасположения углов  $\alpha_i$ , определяющие вид формулы для  $\mathbf{I}_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$ .

Углы  $\alpha_i$  являются корнями уравнений  $F_i = 0$  (они отличаются от характерных углов (2.2.8) эллиптического отражателя); если корней несколько, это указано в скобках верхнего индекса -  $\alpha_i^{(j)}$ . На каждой схеме для удобства разными штриховками закрашены области отрицательных значений функций  $F_{1-4}$  - штриховки сверху прямой с наклоном влево ( $F_1 < 0$ ) или вправо ( $F_2 < 0$ ) и штриховки снизу прямой с наклоном влево ( $F_3 < 0$ ) или вправо ( $F_4 < 0$ ). На схемах также указаны угол  $\alpha_5$  (там, где он меньше  $\pi$ ) и сверху угол  $\tilde{\alpha}_0$  (см. (2.3.3)). Угол  $\alpha_5$  равен максимальному из  $\alpha \in [0; \pi]$ , для которого еще хоть ка-

кая-то часть излучения из лампы после однократного отражения попадет в лазерную кювету (при  $\alpha > \alpha_5$  все, что может попасть в кювету геометрически, экранируется лампой и возвращается в нее, т.е. входит в  $I_{\text{обр}}^{\text{окр}}$ ). Угол  $\alpha_5$  находится из уравнения

$$-\Psi_1 + \Psi_2 + \Psi_3 + \Psi_4 = 0.$$

Положение  $\tilde{\alpha}_0$  не влияет на вид формулы для  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$ , и в тех областях (II-V и IX-Xб), в которых в разных частях области может реализоваться различное положение  $\tilde{\alpha}_0$ , это показано на рисунке. Чтобы не перегружать рисунок, на схеме не показаны углы  $\alpha_6$  и  $\alpha_7$ , связанные с потоком  $I_{\text{прям}}$ . При  $\alpha \leq \alpha_6$  все излучение из лампы попадает в лазерную кювету напрямую, а при  $\alpha_6 < \alpha < \alpha_7$  - часть излучения. В точки отражателя с  $\alpha \geq \alpha_7$  прямые лучи уже в кювету не попадают. Углы  $\alpha_6$  и  $\alpha_7$ , как уже упоминалось в параграфе 1, связаны с направлениями в точки касания общих касательных к окружностям лампы и кюветы и для кругового отражателя определяются уравнениями

$$\Psi_1(\alpha_6) = \alpha_6 - \arcsin(q - p); \quad \Psi_1(\alpha_7) = -\alpha_7 + \arcsin(q + p).$$

Положение  $\alpha_6$  и  $\alpha_7$  относительно остальных  $\alpha_i$  не влияет на вид  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$ , поскольку излучение, попадающее прямо из лампы в лазерную кювету, при гипотетической прозрачности последней попало бы на нее и при отражении от отражателя. Поэтому прямое излучение - это просто часть однократно отраженного, экранируемая лазерной кюветой; ее надо вычесть при расчете  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$  с помощью (2.1.3).

Выражение для  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$  запишем в общем виде как

$$I_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}} = 1 - I_{\text{обр}}^{\text{окр}} - I_{\text{прям}} - \Delta, \quad (2.3.8)$$

где функция  $\Delta$  (своя для каждой области I-X значений параметров  $p$  и  $q$ ) имеет смысл доли излучения из лампы, которая попадает в лазерную кювету или вернется назад в лампу в результате двух- и более кратного отражения от отражателя, т.е. не входит в три рассматриваемых нами потока. Она дает максимальную абсолютную погрешность наших оценок потоков, попадающих из лампы в кювету или обратно в лампу. Для  $\Delta$  имеем следующие выражения (римская цифра номера формулы соответствует номеру области I-X на рис.2.12-13):

$$\Delta = 0; \quad (2.3.9.I)$$





$$\Delta = \frac{\left\{ \begin{array}{l} \pi - \alpha_2^{(1)} + \alpha_4^{(2)} - \alpha_4^{(1)} + \\ + \Phi_1 \left| \frac{\pi}{\alpha_5} + \Phi_2 \left( \left| \frac{\alpha_4^{(1)}}{\alpha_2^{(1)}} + \left| \frac{\pi}{\alpha_4^{(2)}} \right) + (\Phi_3 - \Phi_4) \left( \left| \frac{\alpha_4^{(1)}}{\alpha_2^{(1)}} + \left| \frac{\alpha_5}{\alpha_4^{(2)}} \right) \right) \right) \right. \right\}}{2\pi}; \quad (2.3.9.Xa)$$

$$\Delta = \frac{\left\{ \begin{array}{l} \alpha_1^{(2)} - \alpha_1^{(1)} + \alpha_2^{(2)} - \alpha_2^{(1)} + \\ + (\Phi_2 + \Phi_3) \left( - \left| \frac{\alpha_1^{(2)}}{\alpha_1^{(1)}} + \left| \frac{\alpha_2^{(2)}}{\alpha_2^{(1)}} \right) \right) - \Phi_4 \left( \left| \frac{\alpha_1^{(2)}}{\alpha_1^{(1)}} + \left| \frac{\alpha_2^{(2)}}{\alpha_2^{(1)}} \right) \right) \right. \right\}}{2\pi}. \quad (2.3.9.Xб)$$

В (2.3.9) использованы четыре функции  $\Phi_i(\alpha)$ , зависящие от угла  $\alpha$ , смысл и вид которых определяется выражениями

$$\begin{aligned} \Phi_1(\alpha) &= \int \frac{\sin[3\Psi_3(\alpha) - \Psi_1(\alpha)]}{\sin\Psi_1(\alpha) \cdot \cos\Psi_3(\alpha)} d\alpha = \\ &= \frac{\left( \begin{array}{l} (1 - 2s^2)(\alpha + \Psi_1(\alpha) + \text{ctg}\Psi_1(\alpha)) - \sin\alpha \cdot \cos\alpha - \frac{2}{3}p^2 \text{ctg}^3\Psi_1(\alpha) + \\ + \frac{(4s^2 - 1)^2(\sin\Psi_1(\alpha) \cdot \cos\Psi_1(\alpha) + \Psi_1(\alpha))}{16p^2} \end{array} \right)}{2s^2}; \\ \Phi_2(\alpha) &= - \int \frac{\cos\Psi_1(\alpha) \cdot \sin\Psi_3(\alpha)}{\sin\Psi_1(\alpha) \cdot \cos\Psi_3(\alpha)} d\alpha = \Psi_1(\alpha) + \text{ctg}\Psi_1(\alpha) = F(\Psi_1(\alpha)) \quad - \text{ см. (2.1.6);} \\ \Phi_3(\alpha) &= \int \frac{\cos\Psi_2(\alpha) \cdot \sin[2\Psi_3(\alpha) - \Psi_4(\alpha)]}{\sin\Psi_1(\alpha) \cdot \cos\Psi_3(\alpha)} d\alpha = \\ &= \frac{\left\{ \begin{array}{l} q \left[ \frac{2}{3} \text{ctg}\Psi_2(\alpha) \cdot (f^2(\alpha) + 4\sin^2\alpha - 4q^2 - 12s^2) + (4s^2 + 1) \left( \frac{\pi}{2} - \Psi_2(\alpha) \right) \right] + \\ + (4s^2 - 1) \sqrt{\frac{4s^2 + 1 - 2q^2}{2}} \ln \left[ f(\alpha) \left( 1 + \frac{\sqrt{f^2(\alpha) + 4\sin^2\alpha - 4q^2}}{\sqrt{2(4s^2 + 1 - 2q^2)}} \right) \right] \end{array} \right\}}{8sp^2}; \\ \Phi_4(\alpha) &= \int \frac{\sin\Psi_2(\alpha) \cdot \cos[2\Psi_3(\alpha) - \Psi_4(\alpha)]}{\sin\Psi_1(\alpha) \cdot \cos\Psi_3(\alpha)} d\alpha = \\ &= \frac{\left\{ \begin{array}{l} 2\sin\alpha \left( \sqrt{4s^2 - \sin^2\alpha} + \cos\alpha \right) + 4s^2 \arcsin \frac{\sin^2\alpha - \cos\alpha \sqrt{4s^2 - \sin^2\alpha}}{2s} - \\ q \left[ \frac{4s^2 - 1}{2} \arcsin \frac{\sin^2\alpha + \cos\alpha \sqrt{4s^2 - \sin^2\alpha}}{2s} + \right. \\ \left. + \frac{4s^2 + 1}{2} \arcsin \frac{(4s^2 + 1)(f^2(\alpha) + 4\sin^2\alpha) - (4s^2 - 1)^2}{4s(f^2(\alpha) + 4\sin^2\alpha)} \right] \end{array} \right\}}{8sp^2}, \quad (2.3.10) \end{aligned}$$

где функция  $f(\alpha)$  определена (2.3.6). Функции  $\Phi_1$ ,  $\Phi_2$  из (2.3.10) и  $\Phi_0$  из (2.3.4) связаны соотношением

$$\Phi_1(\alpha) + \Phi_2(\alpha) = 2\pi \cdot \Phi_0(\Psi_1(\alpha)) + \frac{(1 - 2s^2)\alpha - \sin \alpha \cdot \cos \alpha}{2s^2},$$

поэтому формулу (2.3.2) для  $I_{\text{обр}}^{\text{окр}}$  можно через  $\Phi_{1,2}$  переписать в виде

$$I_{\text{обр}}^{\text{окр}} = \frac{\pi - \alpha_0 - (\Phi_1 + \Phi_2) \Big|_{\alpha_0}^{\pi}}{2\pi}. \quad (2.3.2a)$$

Вертикальными прямыми с верхними и нижними индексами в (2.3.9) и (2.3.2a) указана подстановка углов в аргументы  $\Phi_i$  (или их алгебраических сумм); при подстановке угла из верхнего индекса функции  $\Phi_i$  берутся со знаком плюс, из нижнего - со знаком минус.

В структуре формул (2.3.9) прозрачно прослеживаются схемы с рис.2.13.

С помощью (2.3.2, 2.3.8-2.3.9) и схем на рис.2.13 можно провести расчеты для любых параметров  $p, q$  и  $s$ . В качестве практически важного примера рассчитаем  $I_{\text{обр}}^{\text{окр}}$  и  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$  для  $r_1 = 3,5$  мм,  $r_2 = 10$  мм,  $d = 32,5$  мм и

$R = \frac{d}{2} + 35$  мм (берем среднее значение габарита отражателя с рис.2.9). Эти размеры соответствуют значениям параметров:  $p = 0,108$ ,  $q = 0,308$ ,  $s = 1,577$ .

Ранее для этих параметров уже был рассчитан поток  $I_{\text{прям}} = 9,98\%$ . Расчеты по формуле (2.3.2) дают

$I_{\text{обр}}^{\text{окр}} = 5,02\%$  (ср. с величиной  $I_{\text{обр}}^{\text{элли}} = 6,60\%$  на рис.2.5 при тех же габари-

тах отражателя, т.е.  $a = \frac{d}{2} + 35$  мм, и с величиной  $I_{\text{обр}}^{\Phi} = 53,18\%$  для фольгового отражателя).

Для расчета  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}}$  с помощью (2.3.8-2.3.9) сначала надо выбрать подходящую схему на рис.2.13. Для этого рассчитываем функции  $F_{1-4}$  во всем интервале  $\alpha \in [0, \pi]$ . Эти расчеты представлены на рис.2.14, откуда видно, что взятые значения параметров  $p, q$  и  $s$  соответствуют области II на рис.2.12 и схеме II на рис.2.13. Расчет  $\Delta$  по формуле (2.3.9.И) дает в этом случае

$\Delta = 3,93\%$ , что соответствует сумме  $I_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}} + I_{\text{прям}} + I_{\text{обр}}^{\text{окр}} = 96,07\%$ . Тогда из (2.3.8) имеем

$$I_{\text{одн.отр}}^{\text{окр}} = 81,07\%.$$

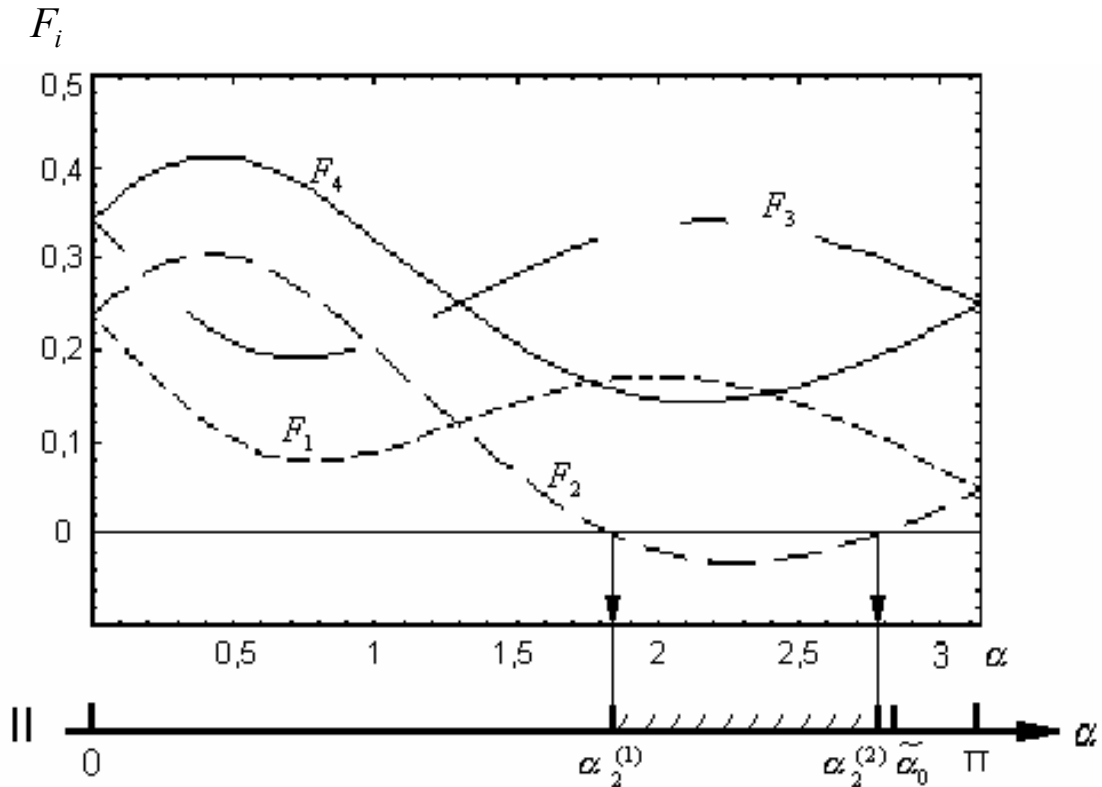


Рис.2.14. Функции  $F_i$  (2.3.7) для  $p=0,108, q=0,308, s=1,577$ . Видно, что данные параметры соответствуют схеме II на рис.2.13. Значения характерных углов равны:  $\alpha_2^{(1)} = 1,81$ ;  $\alpha_2^{(2)} = 2,79$ ;  $\tilde{\alpha}_0 = 2,826$ .

Эффективность передачи излучения (по формуле (2.1.7)) будет в этом случае равна  $I_{\text{эфф}}^{\text{окр}} = 66,73\%$ . По сравнению с цифрами для тех же габаритов отражателя в форме эллипса (сумма трех слагаемых - **100%**, эффективность передачи - **68,37%**) мы имеем ухудшение передачи всего лишь на **1,64%** (или даже меньше, учитывая возможный слабый вклад двух- и болеекратно отраженного излучения). То есть круговой отражатель, будучи значительно проще в изготовлении, не многим уступает по характеристикам отражателю в форме эллипса, и оба они в 3 раза эффективнее фольгового варианта.

### 3. Сопряжение приемного телескопа лазерного лоатора с АКФ

#### 3.1. Постановка задачи

Оптическая схема приемной части лазерного лоатора с АКФ представлена на рис. 3.1. Оптический сигнал от лоцируемого объекта попадает на главное зеркало 1 приемного телескопа. После отражения от второго зеркала 2 сигнал проецируется внутрь АКФ 3 и затем оптической системой 4 перепроецируется на фотоприемную матрицу 5.

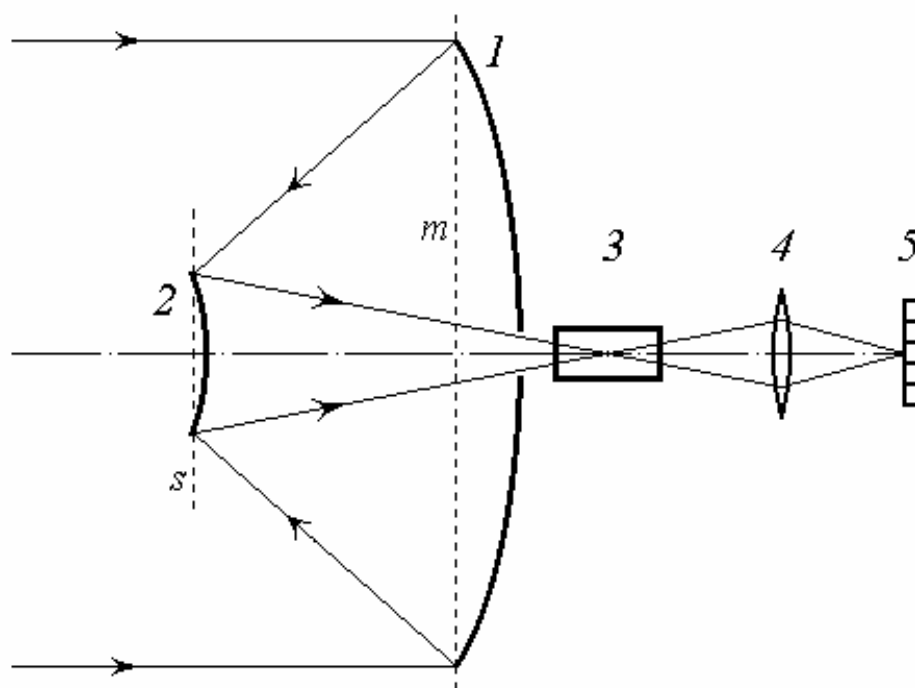


Рис. 3.1. Оптическая схема приемного устройства лазерного лоатора с АКФ: 1 – главное зеркало приемного телескопа; 2 – второе зеркало; 3 – АКФ; 4 – проецирующая оптическая система; 5 – фотоприемная матрица.

В этом разделе мы рассмотрим вопрос о том, как сопрячь с АКФ приемный телескоп, чтобы при заданном поле зрения лоатора энергия принимаемого сигнала, попадающая на фотоприемную матрицу, имела максимальную величину.

Пусть диаметр светового зрачка АКФ  $d$  и его длина  $l$  заданы. Обозначим диаметр главного зеркала приемного телескопа и его фокусное расстояние как  $D$  и  $F$ , а диаметр и фокусное расстояние второго зеркала, соответственно, как

$D_s$  и  $F_s$ . Величина  $D_s$  связана с  $D$  коэффициентом центрального экранирования [6]:  $\eta = D_s/D$ . Как правило, значение  $\eta$  много меньше единицы. Мы будем полагать  $\eta < 1/3$ .

Обозначим плоскости, на которые опираются края главного и второго зеркал, как  $m$  и  $s$ , соответственно. Плоскость  $m$  будем называть плоскостью главного зеркала, а плоскость  $s$  - плоскостью второго зеркала. Расстояние между этими плоскостями

$$\Delta = (1 - \eta)F. \quad (3.1.1)$$

Далее, говоря о расстоянии между зеркалами, будем понимать под ним расстояние между плоскостями  $m$  и  $s$ .

Если фокальное отношение главного зеркала  $p = F/D > 0,8$ , то стрелы прогиба зеркал  $D^2/16F$  и  $D_s^2/16F_s$  много меньше их фокусных расстояний. В этом случае зеркала телескопа можно заменить тонкими линзами, расположенными в плоскостях зеркал. Диаметры и фокусные расстояния линз совпадают по величине с диаметрами и фокусными расстояниями соответствующих зеркал. После замены зеркал тонкими линзами оптическая схема приемного устройства лазерного локатора будет выглядеть так, как показано на рис. 3.2.

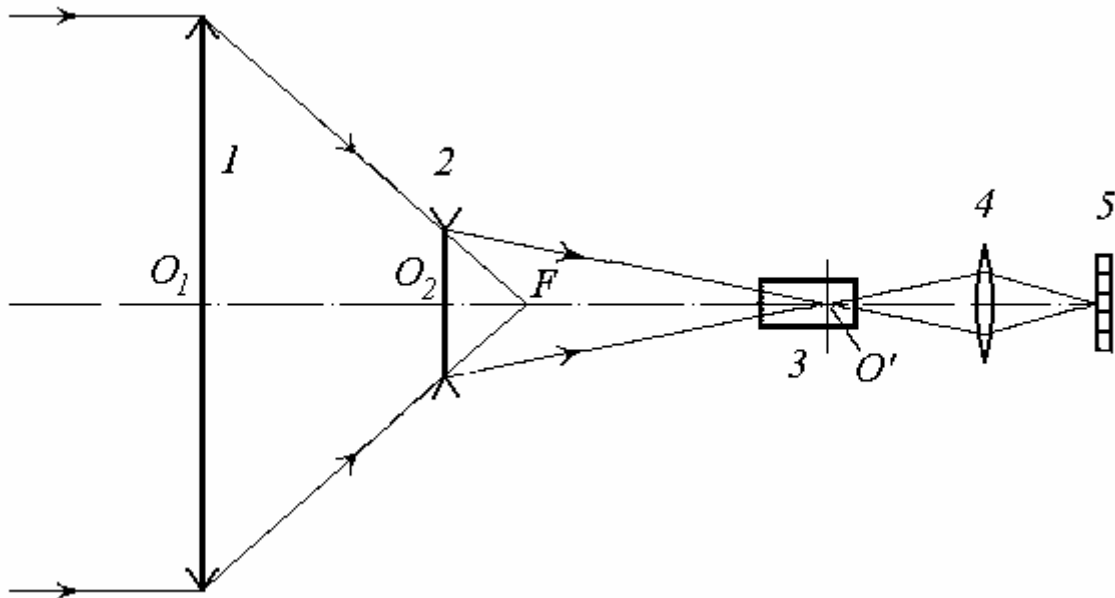


Рис. 3.2. Оптическая схема приемного устройства лазерного локатора с АКФ, в которой зеркала заменены линзами: 1,2 – линзы, соответствующие главному и второму зеркалам приемного телескопа; 3, 4, 5 – те же элементы, что и на рис. 3.1.

Расстояние  $O_1O_2$  между линзами 1 и 2 (рис.3.2) равно расстоянию  $\Delta$  между зеркалами 1 и 2 (рис.3.1). Расстояние между линзой 2 и изображением объекта, создаваемым линзой 1, (см. рис.3.2)  $a = -O_2F = -\eta F$ . С учетом формулы (3.1.1) расстояние между линзой 2 и создаваемым ею изображением объекта

$$b = O_2O' = (1 - \eta)F + \nu l + \delta, \quad (3.1.2)$$

где  $\delta$  - расстояние между плоскостью главного зеркала  $m$  и входным торцом АКФ, рис.3.1;  $\nu$  - коэффициент деления, представляющий собой отношение расстояния между входным торцом АКФ и плоскостью фокусировки пучка к длине АКФ. Если  $\nu = 0$ , то фокусировка пучка осуществляется на входной торец АКФ, при  $\nu = 1/2$  - в центр АКФ, при  $\nu = 1$  - на выходной торец АКФ. Тогда, используя формулу линзы  $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = -\frac{1}{F_s}$ , для  $F_s$  получаем следующую формулу

$$F_s = F \frac{\eta}{1 - \eta F/b}. \quad (3.1.3)$$

Пусть принимаемое излучение, представляющее собой плоскую волну, с помощью телескопа фокусируется в плоскости некоторого поперечного сечения АКФ, рис.3.2. Если лоцируемый объект находится в центре поля зрения локатора, то принимаемое излучение распространяется вдоль оси телескопа и фокусируется в точке  $O'$ , лежащей на оси АКФ, рис.3.2. Чтобы не было потерь энергии принимаемого излучения из-за виньетирования пучка [7] апертурой АКФ, диаметр светового зрачка АКФ должен быть больше диаметров сечений пучка плоскостями торцов АКФ.

Если лоцируемый объект смещается относительно центра поля зрения локатора, то принимаемое излучение распространяется под некоторым углом  $\mathcal{A}$  к оси телескопа, рис.3.3. При некотором значении  $\mathcal{A}$  начинается виньетирование пучка апертурой АКФ. На рис.3.3 положение точки фокусировки отклоненного пучка  $O''$  соответствует случаю, когда лоцируемый объект сместился от центра поля зрения настолько сильно, что находится вне поля зрения локатора. При этом энергия принимаемого сигнала проходит вне активной области АКФ и не попадает на фотоприемную матрицу.

В силу осевой симметрии кюветы АКФ поле зрения локатора круговое. Мы будем характеризовать его угловым диаметром  $\Theta_V$ , который представляет собой максимальный угол между образующими конуса, в пределах которого потери сигнала, обусловленные его виньетированием апертурой АКФ, не превышают некоторой заданной величины. Положим  $\Theta_V = 100' = 0,5$  мрад.

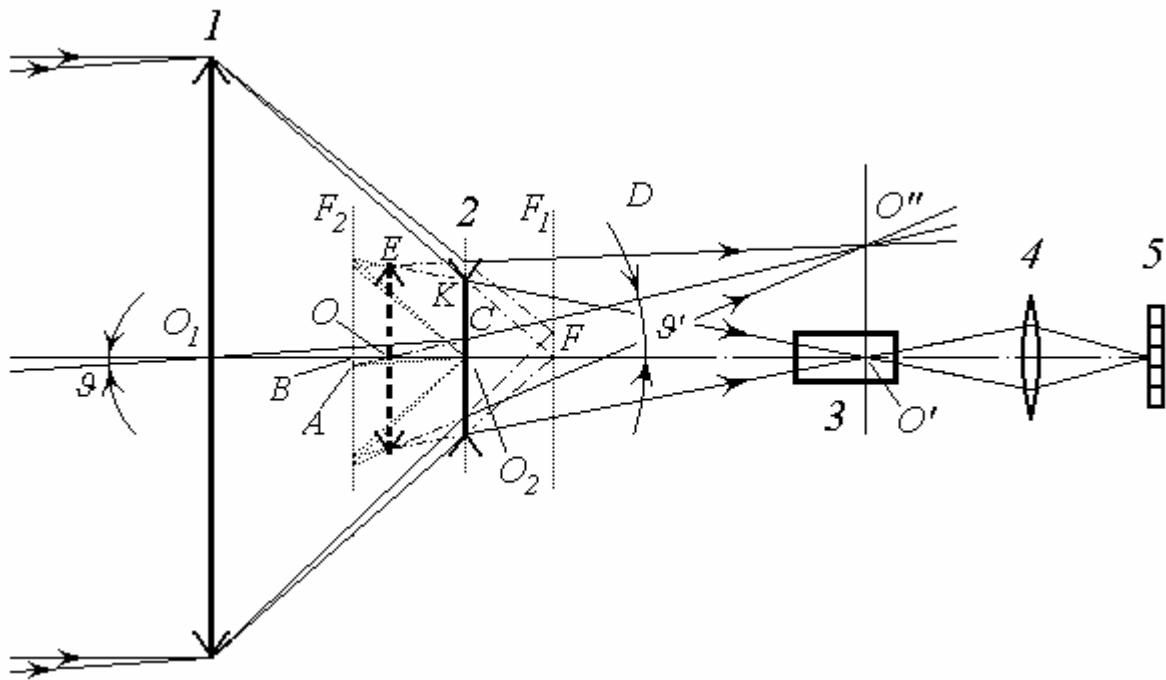


Рис.3.3. Ход лучей в линзовой оптической схеме приемного устройства от объекта, находящегося в центре поля зрения локатора, и от смещенного объекта. Нумерация элементов схемы такая же, как и на рис.3.2.;  $F_1$  и  $F_2$  – фокальные плоскости, соответственно, первой и второй тонких линз.

При отклонении объекта от центра поля зрения локатора часть пучка в плоскости второй линзы выходит за ее пределы и не попадает на фотоприемную матрицу. Можно показать, что при максимальном отклонении пучка на угол  $\vartheta_{\max} = \Theta_V / 2$  доля прошедшей мимо энергии  $\zeta \cong \frac{2}{\pi} \frac{1-\eta}{\eta} p \Theta_V$ . Например, при  $\eta = 0,1$  и  $p = 4$  эта доля составляет около 1%. С увеличением  $\eta$  эта доля уменьшается. При  $\eta = 0,3$  она не превышает 0,3%. Поэтому в дальнейшем эти потери энергии принимаемого сигнала учитываться не будут.

В свою очередь приемный телескоп, состоящий из двух линз, см. рис.3.3, для решения задачи о сопряжении приемного телескопа с АКФ удобно заменить эквивалентной положительной линзой, совпадающей с мнимым изображением линзы 1 (входного зрачка телескопа), построенным линзой 2. На рис.3.3 эквивалентная линза изображена штриховой линией.



Найдем диаметр и фокус эквивалентной линзы. Из подобия треугольников  $ABO$  и  $OCO_2$  имеем

$$\frac{BO}{OO_2} = \frac{AB}{CO_2}, \quad (3.1.4)$$

Так как  $AB = F_s \operatorname{tg} \vartheta$ ,  $CO_2 = \Delta \operatorname{tg} \vartheta$ , то

$$\frac{BO}{OO_2} = \frac{F_s}{\Delta}. \quad (3.1.5)$$

При выводе этого соотношения учтено, что отрезок прямой  $AO_2$  параллелен лучу  $O_1C$ . Из (3.1.5), учитывая, что  $BO + OO_2 = F_s$ , и, используя формулу (3.1.1) для  $\Delta$ , находим

$$OO_2 = F \frac{\eta(1-\eta)}{1 - \frac{F}{b}\eta(1-\eta)}. \quad (3.1.6)$$

Таким образом, фокусное расстояние эквивалентной линзы

$$F_e = OO' = OO_2 + O_2O' = \frac{b}{1 - \frac{F}{b}\eta(1-\eta)}. \quad (3.1.7)$$

Ее диаметр находится из подобия треугольников  $OEO'$  и  $O_2KO'$ .

Имеем  $\frac{OE}{OO'} = \frac{O_2K}{O_2O'}$ . Так как  $OO' = F_s$ ,  $O_2K = D_s/2$ ,  $O_2O' = b$ , то для диа-

метра эквивалентной линзы, который равен удвоенной длине отрезка  $OE$ , получаем формулу

$$D_e = F_s \frac{D_s}{b} = \frac{D_s}{1 - \frac{F}{b}\eta(1-\eta)} = D \frac{\eta}{1 - \frac{F}{b}\eta(1-\eta)}. \quad (3.1.8)$$

Найдем теперь связь углов  $\vartheta'$  и  $\vartheta$ . Отклонение центрального луча светового пучка, прошедшего линзу 2, равное  $F_e \operatorname{tg} \vartheta'$ , можно представить в виде суммы двух слагаемых:  $F_e \operatorname{tg} \vartheta' = \Delta \operatorname{tg} \vartheta + b \operatorname{tg} \vartheta'$ , откуда находим  $(F_e - b) \operatorname{tg} \vartheta' = \Delta \operatorname{tg} \vartheta$ . Последнее соотношение при подстановке в него выражений (3.1.7) для  $F_e$  и (3.1.1) для  $\Delta$  принимает вид

$$\operatorname{tg} \vartheta' = \frac{1 - \frac{F}{b}\eta(1-\eta)}{\eta} \operatorname{tg} \vartheta. \quad (3.1.9)$$

Из формулы (3.1.8) видно, что  $\frac{1 - \frac{F}{b}\eta(1-\eta)}{\eta} = \frac{D}{D_e}$ . Используя это со-

отношение, из (3.1.9) получаем важное для дальнейшего анализа соотношение  $D_e \operatorname{tg} \vartheta' = D \operatorname{tg} \vartheta$ , или, ввиду малости углов  $\vartheta'$  и  $\vartheta$ , с точностью до линейных членов разложения тангенсов в степенной ряд,

$$D_e \vartheta' = D \vartheta. \quad (3.1.10)$$

Будем называть полем изображений локатора, или просто полем изображений, изображение множества точек, соответствующих круговому полю зрения локатора. Соответственно, угол  $\Theta_I = \frac{D}{D_e} \Theta_V$  будем называть угловым диаметром поля изображений.

Из полученного соотношения (3.1.10) видно, что, рассматривая вопрос о сопряжении параметров лазерного локатора, таких как  $\Theta_V$ ,  $D$ ,  $F$ , с параметрами АКФ  $d$  и  $l$ , намного удобнее в качестве сопрягаемых параметров взять:  $\Theta_I$ ,  $D_e$ ,  $F_e$ ,  $d$  и  $l$ . Отыскав условия сопряжения эквивалентной линзы и АКФ, можно, как будет показано ниже, найти затем параметры исходного телескопа, оптимально сопряженного с АКФ.

### 3.2. Решение задачи о сопряжении при условии отсутствия виньетирования пучка апертурой АКФ

В данной работе мы рассмотрим случай, когда в пределах поля зрения локатора виньетирование пучка апертурой АКФ при отклонении лоцируемого объекта от центра поля зрения не допускается.

Пусть фокальная плоскость эквивалентной линзы пересекает ось АКФ в точке, лежащей на расстоянии  $\nu l$  от входного торца АКФ. Диаметры сечений пучка плоскостями входного и выходного торцов АКФ обозначим как  $d_{b1}$  и  $d_{b2}$ , соответственно. Их значения задаются формулами:

$$d_{b1} = \nu l \frac{D_e}{F_e}; \quad (3.2.1)$$

$$d_{b2} = (1 - \nu) l \frac{D_e}{F_e}. \quad (3.2.2)$$

При фокусировке в центр  $\nu$  равно  $1/2$ , а диаметры сечения пучка плоскостями входного и выходного торцов АКФ равны друг другу:  $d_{b1} = d_{b2} = d_b$ . В этом случае ход световых лучей в оптической схеме локатора с АКФ показан на рис.3.4.

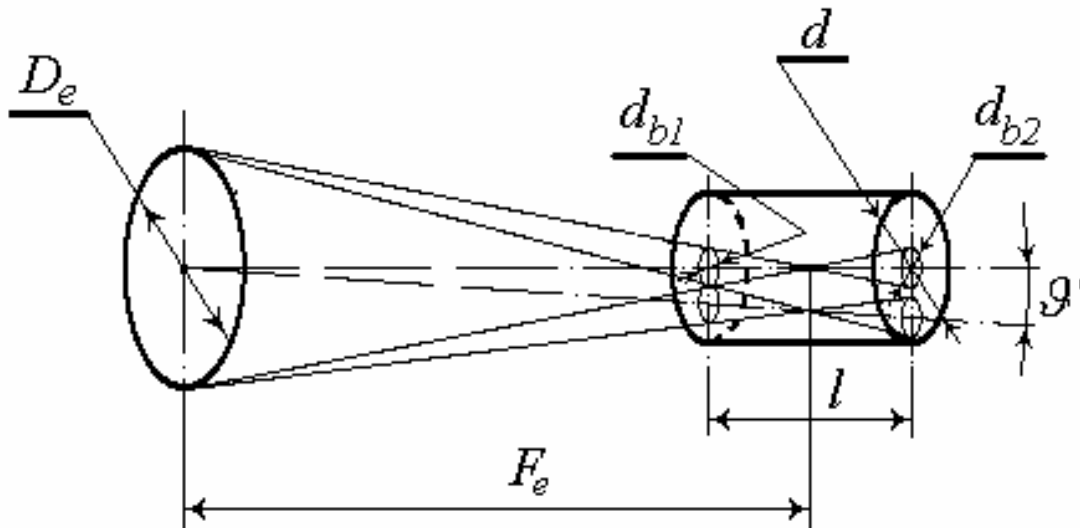


Рис.3.4. Картина смещения сечений пучка плоскостями входного и выходного торцов АКФ при отклонении лоцируемого объекта от центра поля зрения локатора (для наглядности пропорции между отдельными элементами схемы локатора нарушены).

При рассмотрении распространения света влиянием дифракции света на распределение его интенсивности на торцах АКФ можно пренебречь, то есть можно ограничиться геометро-оптическим приближением. Это следует из того, что увеличение диаметра пучка на торцах АКФ из-за дифракции оказывается много меньше  $d_b$ . Математически это условие записывается следующим образом

$$\frac{1}{2} \left( \frac{D}{F} \right)^2 \frac{l}{\lambda} \eta^2 \gg 1, \quad (3.2.3)$$

и выполняется во всех мыслимых вариантах размеров АКФ и главного зеркала телескопа.

Чтобы удовлетворить требованию отсутствия виньетирования светового пучка на апертуре АКФ, необходимо, чтобы  $d_{b1}$  и  $d_{b2}$  были меньше  $d$ . С учетом

(3.2.1) и (3.2.2), условия отсутствия виньетирования на входном и выходном торцах можно представить в виде

$$(F_e - \nu l)|\mathcal{G}'| + \nu l \frac{D_e}{2F_e} \leq \frac{d}{2}; \quad (3.2.4)$$

$$(F_e + (1 - \nu)l)|\mathcal{G}'| + \frac{1 - \nu}{2} l \frac{D_e}{F_e} \leq \frac{d}{2}. \quad (3.2.5)$$

Сравним между собой левые части этих неравенств. В результате приходим к выводу, что если коэффициент деления  $\nu > \frac{1}{2} + \frac{F_e}{D_e}|\mathcal{G}'|$ , то при отклонении лоцируемого объекта от центра поля зрения локатора виньетирование начинается раньше на входном торце АКФ и, следовательно, надо использовать неравенство (3.2.4). Если же  $\nu < \frac{1}{2} + \frac{F_e}{D_e}|\mathcal{G}'|$ , то виньетирование начинается раньше на выходном торце АКФ и для анализа надо использовать неравенство (3.2.5).

Для углового диаметра поля изображений  $\Theta_I = 2\mathcal{G}'_{\max}$  неравенства (3.2.4) и (3.2.5) превращаются в равенства

$$(F_e - \nu l)\Theta_I + \nu l \frac{D_e}{F_e} = d, \text{ если } \nu > \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{F_e}{D_e} \Theta_I \right); \quad (3.2.6)$$

$$(F_e + (1 - \nu)l)\Theta_I + (1 - \nu)l \frac{D_e}{F_e} = d, \text{ если } \nu < \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{F_e}{D_e} \Theta_I \right). \quad (3.2.7)$$

В случае, когда

$$\nu = \bar{\nu} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{F_e}{D_e} \Theta_I \right), \quad (3.2.8)$$

уравнения становятся одинаковыми и принимают вид:

$$F_e \Theta_I \left( 1 - \frac{\Theta_I l}{2D_e} \right) + \frac{l D_e}{2F_e} = d. \quad (3.2.9)$$

Член в скобках в левой части уравнения (3.2.9)  $\frac{\Theta_I l}{2D_e} = \varepsilon$  во многих практически интересных случаях много меньше единицы. Действительно, диаметр эквивалентной линзы  $D_e \approx D_s = \eta D$ , см. рис.3.3. Учитывая далее соотношение (3.1.10), запишем этот член в виде  $\varepsilon \cong \frac{l \Theta_V}{2\eta^2 D}$ . Если взять угловой диаметр поля зрения локатора  $\Theta_V \cong 0,5$  мрад, длину АКФ  $l \approx 40$  см [3,4], коэффициент цен-

трального экранирования  $\eta = 0,1$ , то при диаметре главного зеркала телескопа  $D \geq 10$  см получим  $\varepsilon < 0,1$ , и выражение в скобках в левой части уравнения (3.2.9) мало отличается от единицы. Тогда из уравнения (3.2.9) получаем следующую зависимость произведения  $D_e \Theta_I$  от произведения фокусного расстояния эквивалентной линзы на угловой диаметр поля изображений при заданных геометрических размерах АКФ

$$D_e \Theta_I = 2\Theta_A (F_e \Theta_I) - \frac{2}{l} (F_e \Theta_I)^2, \quad (3.2.10)$$

где  $\Theta_A$  - угловой диаметр АКФ, представляющий собой максимальный угол между образующими конуса, основанием которого является торец АКФ, а вершиной - центр противоположного торца АКФ. Величина  $\Theta_A = 2 \arctg(d/2l)$ . Так как на практике  $d/2l \ll 1$ , то  $\Theta_A \cong d/l$ .

Зависимость (3.2.10) является параболической. В силу равенства (3.1.10) максимальное значение диаметра главного зеркала приемного телескопа, а, следовательно, и максимальная энергия на фотоприемной матрице будет достигаться при значении

$$F_e \Theta_I = d/2. \quad (3.2.11)$$

При этом максимальное значение произведения

$$D_e \Theta_I = d\Theta_A/2, \quad (3.2.12)$$

откуда в силу равенства (3.1.10) для диаметра главного зеркала телескопа получаем формулу

$$D = \frac{d \Theta_A}{2 \Theta_V} = \frac{d^2}{2l\Theta_V}. \quad (3.2.13)$$

Чтобы найти также и фокусное расстояние главного зеркала  $F$ , преобразуем формулы (3.1.7) для  $F_e$  и (3.1.9) для  $D_e$ , с учетом формулы (3.1.2) для  $b$ , к виду

$$F_e = \frac{[F(1-\eta) + \bar{v}l + \delta]^2}{F(1-\eta)^2 + \bar{v}l + \delta}; \quad (3.2.14)$$

$$D_e = \eta D \frac{F(1-\eta) + \bar{v}l + \delta}{F(1-\eta)^2 + \bar{v}l + \delta}, \quad (3.2.15)$$

где с учетом (3.2.11)  $\bar{v} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{d}{2D_e} \right)$  является функцией  $D_e$  и  $d$ .

Из (3.2.11) и (3.2.12) следует, что  $D_e = F_e \Theta_A$ , и, следовательно,  $\bar{v}$  можно выразить также как функцию  $F_e$  и  $l$

$$\bar{v} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{l}{2F_e} \right). \quad (3.2.16)$$

Из (3.2.15) и (3.1.10) следует, что

$$\Theta_I = \frac{\Theta_V (1-\eta)^2 F + \bar{v}l + \delta}{\eta (1-\eta)F + \bar{v}l + \delta}. \quad (3.2.17)$$

Взяв произведение (3.2.14) и (3.2.17), с учетом (3.2.11), получим

$$b = (1-\eta)F + \bar{v}l + \delta = \frac{\eta d}{2\Theta_V}. \quad (3.2.18)$$

Используя теперь в уравнениях (3.2.14), (3.2.15), уравнение (3.2.18) и соотношение (3.2.16), получаем следующую систему двух линейных алгебраических уравнений относительно  $F$  и  $1/F_e$ :

$$\begin{cases} (1-\eta)^2 F + \frac{l^2}{4} (1 - (\eta\mathfrak{R})^2) \frac{1}{F_e} = -\rho l, \\ (1-\eta)F + \frac{l^2}{4} \frac{1}{F_e} = \frac{l}{2} \eta\mathfrak{R} - \rho l, \end{cases} \quad (3.2.19)$$

где  $\mathfrak{R} = \Theta_A/\Theta_V$ ;  $\rho = \frac{1}{2} + \frac{\delta}{l}$  – расстояние от центра АКФ до плоскости главного зеркала приемного телескопа, отнесенное к длине АКФ. Из этой системы находим как  $F$ , так и  $F_e$ :

$$F = \frac{l}{2} \frac{1}{1-\eta} \mathfrak{R} \frac{\eta^2 \mathfrak{R}^2 - 2\rho\eta\mathfrak{R} - 1}{\eta\mathfrak{R}^2 - 1}, \quad (3.2.20)$$

$$F_e = \frac{l}{2} \frac{\eta\mathfrak{R}^2 - 1}{(1-\eta)\mathfrak{R} + 2\rho}. \quad (3.2.21)$$

Фокальное отношение главного зеркала приемного телескопа

$$p = \frac{F}{D} = \frac{1}{(1-\eta)\Theta_V} \frac{\eta^2 \mathfrak{R}^2 - 2\rho\eta\mathfrak{R} - 1}{\mathfrak{R}(\eta\mathfrak{R}^2 - 1)}. \quad (3.2.22)$$

Учитывая (3.2.21), соотношение  $D_e = F_e \Theta_A$  и соотношение (3.1.10), получаем формулу для диаметра эквивалентной линзы

$$D_e = \frac{d}{2} \frac{\eta \mathfrak{R}^2 - 1}{(1 - \eta) \mathfrak{R} + 2\rho}, \quad (3.2.23)$$

и для углового диаметра поля изображений

$$\Theta_I = \Theta_V \mathfrak{R} \frac{(1 - \eta) \mathfrak{R} + 2\rho}{\eta \mathfrak{R}^2 - 1}. \quad (3.2.24)$$

Отметим, что  $D_e$  и  $\Theta_I$ , найденные из формул (3.2.23) и (3.2.24), подчиняются соотношению (3.1.10). Отметим также, что фокальное отношение эквивалентной линзы

$$p_e = \frac{F_e}{D_e} = \frac{l}{d}. \quad (3.2.25)$$

Используя (3.2.16) и (3.2.21), находим коэффициент деления

$$\bar{v} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{(1 - \eta) \mathfrak{R} + 2\rho}{\eta \mathfrak{R}^2 - 1} \right]. \quad (3.2.26)$$

Используя формулы (3.2.25) для отношения  $D_e/F_e$  и (3.2.26) для  $\bar{v}$ , из формул (3.2.1) и (3.2.2) получаем значения диаметров сечений пучка плоскостями входного и выходного торцов, соответственно

$$d_{b1} = \frac{d}{2} \left( 1 + \frac{(1 - \eta) \mathfrak{R} + 2\rho}{\eta \mathfrak{R}^2 - 1} \right); \quad (3.2.27)$$

$$d_{b2} = \frac{d}{2} \left( 1 - \frac{(1 - \eta) \mathfrak{R} + 2\rho}{\eta \mathfrak{R}^2 - 1} \right). \quad (3.2.28)$$

Используя теперь (3.1.3) и (3.2.18), находим фокусное расстояние второго зеркала телескопа

$$F_s = \frac{l}{2} \mathfrak{R} \frac{\eta^2 \mathfrak{R}^2 - 2\rho\eta\mathfrak{R} - 1}{(1 - 2\eta) \mathfrak{R}^2 + 2\rho\mathfrak{R} + 1}. \quad (3.2.29)$$

Фокальное отношение второго зеркала телескопа

$$p_s = \frac{F_s}{D_s} = \frac{1}{\Theta_V} \frac{1}{\eta \mathfrak{R}} \frac{\eta^2 \mathfrak{R}^2 - 2\rho\eta\mathfrak{R} - 1}{(1 - 2\eta) \mathfrak{R}^2 + 2\rho\mathfrak{R} + 1}. \quad (3.2.30)$$

### 3.3. Обсуждение результатов

Используя полученные формулы для  $D_e$  и  $\Theta_I$ , найдем критерий, которому должно удовлетворять отношение  $\mathfrak{R} = \Theta_A/\Theta_V$ , чтобы выполнялось условие справедливости сделанного приближения при переходе от уравнения (3.2.9) к

уравнению (3.2.10). Принимая во внимание формулы (3.2.23) и (3.2.24), это условие, при выполнении которого в уравнении (3.2.9) выражение в скобках можно заменить единицей, запишем теперь в виде

$$\varepsilon = \left( \frac{(1-\eta)\mathfrak{R} + 2\rho}{\eta\mathfrak{R}^2 - 1} \right)^2 < \varepsilon_m, \quad (3.3.1)$$

где  $\varepsilon$  – величина, характеризующая погрешность приближения;  $\varepsilon_m$  – максимальное допустимое значение  $\varepsilon$ . Значение  $\varepsilon_m$  должно быть много меньше единицы. Поэтому на рис.3.5, на котором представлена зависимость  $\lg \varepsilon$  от  $\mathfrak{R} = \Theta_A/\Theta_V$  для некоторых значений  $\eta$  из интервала  $0,1 \leq \eta \leq 0,2$  в случае  $\rho = 1$  ( $\delta/l = 0,5$ ), значения  $\lg \varepsilon$  ограничены сверху значением минус единица. Для АКФ [3,4], у которого  $d = 2$  см,  $l = 40$  см, имеем  $\Theta_A = 50$  мрад. При  $\Theta_V = 0,5$  мрад  $\mathfrak{R} = 100$  и, если  $\eta = 0,1$ , величина  $\varepsilon = 8,7 \cdot 10^{-3}$  ( $\lg \varepsilon = -2,06$ ). Если же  $\eta = 0,2$ , то  $\varepsilon = 1,7 \cdot 10^{-3}$  ( $\lg \varepsilon = -2,76$ ).

Числитель дроби в круглых скобках в (3.3.1) всегда положителен. Так как в практически интересных случаях  $\mathfrak{R} > 10 > 1/\sqrt{\eta}$ , то знаменатель этой дроби тоже положителен. Решая с учетом сказанного неравенство (3.3.1), получаем следующий критерий, которому (при заданном коэффициенте центрального экранирования, заданном расстоянии между входным торцом АКФ и плоскостью главного зеркала приемного телескопа) должно удовлетворять отношение  $\mathfrak{R} = \Theta_A/\Theta_V$ , чтобы значение  $\varepsilon$  было меньше  $\varepsilon_m$

$$\mathfrak{R} > \mathfrak{R}_{\min} = \frac{\sqrt{x^2(\eta) + \sqrt{\varepsilon_m}(2\rho + \sqrt{\varepsilon_m})} + x(\eta)}{\sqrt{\eta\varepsilon_m}}, \quad (3.3.2)$$

$$\text{где } x(\eta) = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\sqrt{\eta}} - \sqrt{\eta} \right).$$

Результаты расчетов по этой формуле в случае, когда  $\varepsilon_m = 0,1$  и  $\eta = 0,1$ ;  $0,2$  и  $0,3$ , приведены в таблице 1. Из таблицы видно, что даже в случае коэффициента центрального экранирования  $\eta = 0,1$  сделанное приближение при переходе от уравнения (3.2.9) к уравнению (3.2.10) справедливо, когда  $\mathfrak{R} > 31$ . Для углового диаметра поля зрения локатора  $\Theta_V = 0,5$  мрад получаем, что угловой диаметр поля зрения АКФ должен подчиняться неравенству  $\Theta_A > 15$  мрад. При увеличении  $\eta$  диапазон значений  $\mathfrak{R} = \Theta_A/\Theta_V$  и  $\Theta_A$  расширяется. Так, при зна-



чений  $\eta = 0,3$  должны выполняться менее жесткие требования, а именно:  $\mathfrak{R} > 10$  и  $\Theta_A > 4,9$  мрад. Как уже говорилось выше, для АКФ [3,4], у которого  $d = 2$  см,  $l = 40$  см, имеем  $\Theta_A = 50$  мрад.

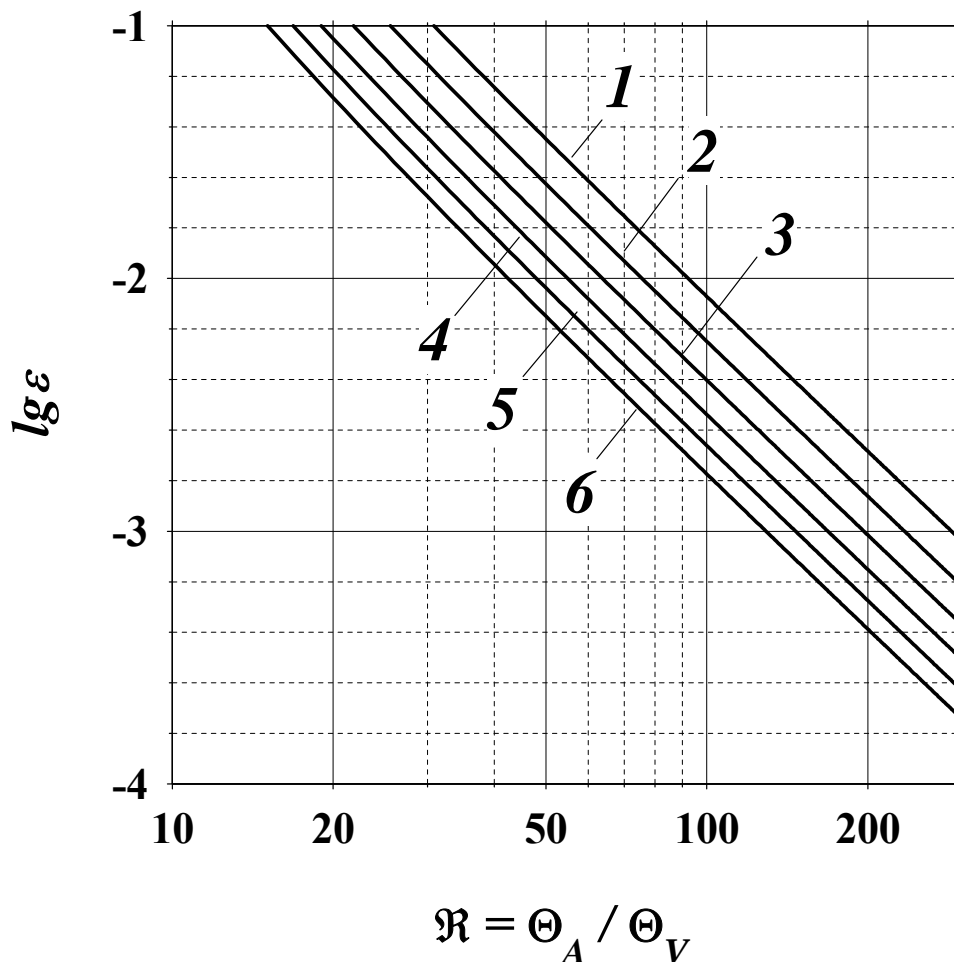


Рис.3.5. Зависимость  $\lg \varepsilon$  от  $\mathfrak{R} = \Theta_A / \Theta_V$  при значении  $\delta/l = 0,5$  и значениях  $\eta = 0,1$  (1); 0,12 (2); 0,14 (3); 0,16 (4); 0,18 (5); 0,2 (6).

Таблица 1.

$\delta/l = 0,5; \varepsilon_m = 0,1$			
$\eta$	$\mathfrak{R}_{\min}$	$\Theta_V = 0,5$ мрад	$d = 2$ см
		$(\Theta_A)_{\min}$ , мрад	$l_{\max}$ , см
0,1	31	15	133
0,2	15	7,5	267
0,3	10	4,9	408

Таким образом мы видим, что уравнение (3.2.10), полученное из (3.2.9) в результате указанного приближения, годится для расчета приемной части лазерного локатора с АКФ в довольно широком и практически интересном диапазоне изменения его геометрических параметров.

Поскольку при этом  $\mathfrak{R}$  должно подчиняться условию (3.3.2), то возникает вопрос, можно ли также упростить формулы для  $F$ ,  $F_s$ ,  $\bar{v}$ ,  $F_e$ ,  $D_e$ ,  $\Theta_I$ ,  $d_{b1}$ ,  $d_{b2}$  за счет пренебрежения в полиномах, фигурирующих в этих формулах, младшими по степеням  $\mathfrak{R}$  членами по сравнению с членом с максимальной степенью  $\mathfrak{R}$ ?

Рассмотрим сначала полином  $\eta\mathfrak{R}^2 - 1$ , фигурирующий во всех формулах для указанных величин, за исключением формулы для  $F_s$ . Представим его в виде  $\eta\mathfrak{R}^2(1 - \varepsilon_1)$ , где  $\varepsilon_1 = \frac{1}{\eta\mathfrak{R}^2}$ , и выясним, при каких условиях выполнение условия  $\varepsilon < \varepsilon_m$  влечет за собой выполнение условия  $\varepsilon_1 < \varepsilon$ . Последнее неравенство при  $\mathfrak{R} > 1/\sqrt{\eta}$  эквивалентно неравенству  $\sqrt{\varepsilon_1} < \sqrt{\varepsilon}$ . Подставляя сюда выражения для  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon$ , преобразуем его к виду

$$(1 - 2x(\eta))\mathfrak{R}^2 - 2\frac{\rho}{\sqrt{\eta}}\mathfrak{R} - \frac{1}{\eta} < 0. \quad (3.3.3)$$

Если коэффициент при старшем члене отрицателен, то есть если

$$\eta < \left(\frac{\sqrt{5} - 1}{2}\right)^2 = \frac{3 - \sqrt{5}}{2} \cong 0,382, \quad (3.3.4)$$

то неравенство  $\varepsilon_1 < \varepsilon$  выполняется при всех значениях  $\mathfrak{R} = \Theta_A/\Theta_V > 1/\sqrt{\eta}$ . Таким образом, если  $\eta < 0,382$ , то при выполнении условия  $\varepsilon < \varepsilon_m$ , единицей в полиноме  $\eta\mathfrak{R}^2 - 1$  можно пренебречь по сравнению с первым членом.

Если же коэффициент при старшем члене положителен, то есть  $\eta > (3 - \sqrt{5})/2$ , то неравенство (3.3.3) выполняется тогда, когда  $\mathfrak{R}$  ограничено сверху величиной

$$\mathfrak{R}_{\max} = \frac{\rho + \sqrt{\rho^2 + 1 - 2x(\eta)}}{\sqrt{\eta}(1 - 2x(\eta))}. \quad (3.3.5)$$

Таким образом, если  $\eta > (3 - \sqrt{5})/2$ , то для выполнения условия  $\varepsilon_1 < \varepsilon$  величина  $\mathfrak{R} = \Theta_A/\Theta_V$  должна быть заключена в диапазоне значений  $\mathfrak{R}_{\min} < \mathfrak{R} < \mathfrak{R}_{\max}$ , ко-

торый быстро сужается с ростом  $\eta$  и вырождается в точку, как показано на рис.3.6.

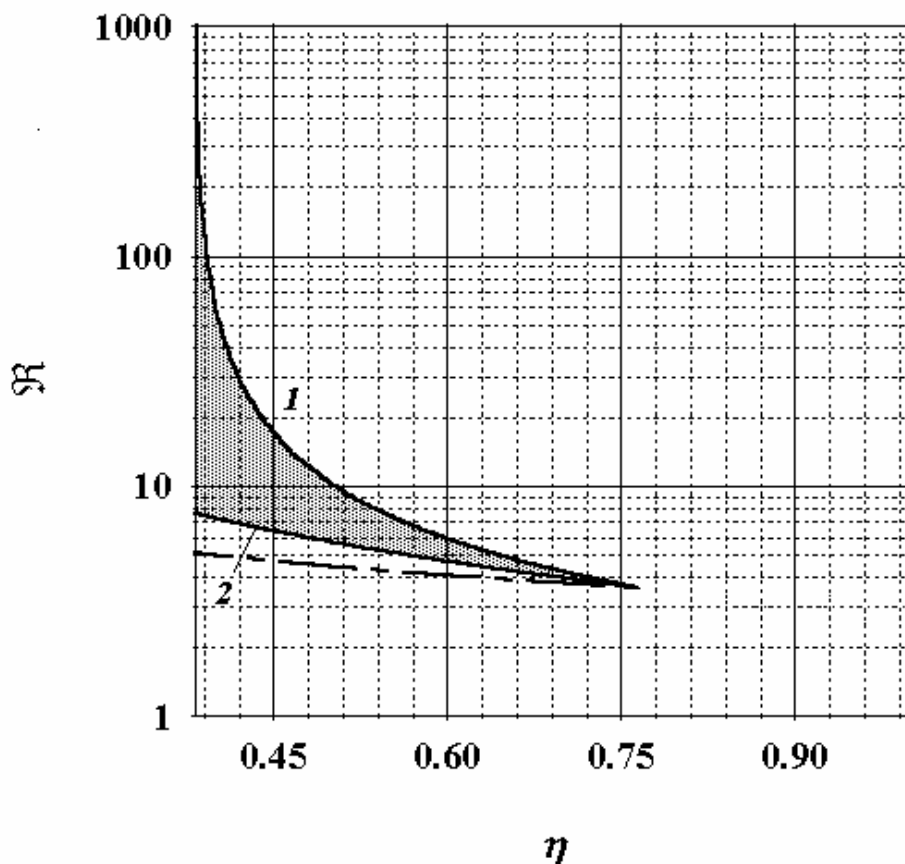


Рис.3.6. Зависимости  $\mathfrak{R}_{\max}$  (1) и  $\mathfrak{R}_{\min}$  (2) от коэффициента центрального экранирования  $\eta$  при значениях  $\rho=1$  и  $\varepsilon_m=0,1$ . Значение  $\eta$  в крайней левой точке оси абсцисс равно  $(3-\sqrt{5})/2$ . Заштрихована область значений  $\mathfrak{R} = \Theta_A/\Theta_V$  и  $\eta$ , при которых  $\varepsilon_1 < \varepsilon$ . Кривая, изображенная прерывистой линией, отвечает функции  $\mathfrak{R}_1 = 1/\sqrt{\eta\varepsilon_m}$ .

При заданных значениях  $\rho$  и  $\varepsilon_m$  абсцисса точки вырождения  $\eta_*$  определяется формулой

$$\eta_* = \left( \sqrt{1 + \left( \frac{1 - \sqrt{\varepsilon_m} (2\rho + \sqrt{\varepsilon_m})}{2} \right)^2} - \frac{1 - \sqrt{\varepsilon_m} (2\rho + \sqrt{\varepsilon_m})}{2} \right)^2, \quad (3.3.6)$$

которая находится либо из уравнения  $\mathfrak{R}_{\min} = \mathfrak{R}_{\max}$ , либо из уравнений

$\mathfrak{R}_{\min} = \mathfrak{R}_1$ ,  $\mathfrak{R}_{\max} = \mathfrak{R}_1$ , где функция  $\mathfrak{R}_1 = 1/\sqrt{\eta\varepsilon_m}$  есть решение уравнения  $\varepsilon_1 = \varepsilon_m$ .

Из рис.3.6 видно, что если точка с координатами  $\eta$  и  $\mathfrak{R} = \Theta_A/\Theta_V$  попадает в заштрихованную область, то  $\mathfrak{R} > \mathfrak{R}_{\min} > \mathfrak{R}_1$  и, следовательно,  $\varepsilon_1 < \varepsilon$ . В случае, когда  $\varepsilon_m = 0,1$ , а  $\rho = 1$ , значение  $\eta_* = 0,766$ . Для меньших значений допустимого значения  $\varepsilon$  вырождение в точку происходит еще быстрее. Так, для  $\varepsilon_m = 0,01$  и  $\rho = 1$  значение  $\eta_* = 0,463$ .

Таким образом, хотя для значений  $\eta$  и  $\mathfrak{R}$ , попадающих в заштрихованную область, выполнение условия  $\varepsilon < \varepsilon_m$  и влечет за собой выполнение условия  $\varepsilon_1 < \varepsilon$ , диапазон допустимых значений  $\mathfrak{R} = \Theta_A/\Theta_V$  уже при  $\eta > 0,45$  становится настолько узким, что упростить полученные формулы за счет пренебрежения единицей в полиноме  $\eta\mathfrak{R}^2 - 1$  во многих практически интересных случаях не удаётся. Значения  $\mathfrak{R} = \Theta_A/\Theta_V$  не укладываются в этот узкий диапазон.

Рассмотрим теперь другие полиномы, фигурирующие в указанных формулах. Погрешность, возникающая в результате пренебрежения младшими членами в полиноме  $\eta^2\mathfrak{R}^2 - 2\rho\eta\mathfrak{R} - 1$ , фигурирующем в формулах (3.2.20) и (3.2.29),

$$\varepsilon_2 = \frac{1 + 2\rho\eta\mathfrak{R}}{\eta^2\mathfrak{R}^2}. \quad (3.3.7)$$

Условие  $\varepsilon_2 < \varepsilon_m$  будет выполняться, если

$$\mathfrak{R} > \mathfrak{R}_2 = \frac{\rho + \sqrt{\varepsilon_m + \rho^2}}{\eta\varepsilon_m}. \quad (3.3.8)$$

Погрешность, возникающая в результате пренебрежения младшими членами в полиномах  $(1-\eta)\mathfrak{R} + 2\rho$  и  $(1-2\eta)\mathfrak{R}^2 + 2\rho\mathfrak{R} + 1$ , фигурирующих в формулах (3.2.21)÷(3.2.28) и (3.2.29), соответственно,

$$\varepsilon_3 = \frac{2\rho}{(1-\eta)\mathfrak{R}} \text{ и } \varepsilon_4 = \frac{1+2\rho\mathfrak{R}}{(1-2\eta)\mathfrak{R}^2}.$$

Из условий  $\varepsilon_3 < \varepsilon_m$  и  $\varepsilon_4 < \varepsilon_m$ , соответственно, получаем условия на  $\mathfrak{R}$ :

$$\mathfrak{R} > \mathfrak{R}_3 = \frac{2\rho}{(1-\eta)\varepsilon_m} \quad (3.3.9)$$

и

$$\mathfrak{R} > \mathfrak{R}_4 = \frac{\rho + \sqrt{(1-2\eta)\varepsilon_m + \rho^2}}{(1-2\eta)\varepsilon_m}. \quad (3.3.10)$$

На рис.3.7. показано, как соотносятся между собой значения функций  $\lg \varepsilon$ ;  $\lg \varepsilon_1$ ;  $\lg \varepsilon_2$ ;  $\lg \varepsilon_3$ ;  $\lg \varepsilon_4$  при изменении  $\mathfrak{R} = \Theta_A / \Theta_V$  от 10 до 1000 в случае, когда  $\rho = 1$  при непрерывном изменении  $\eta$  от 0,1 до 0,2.

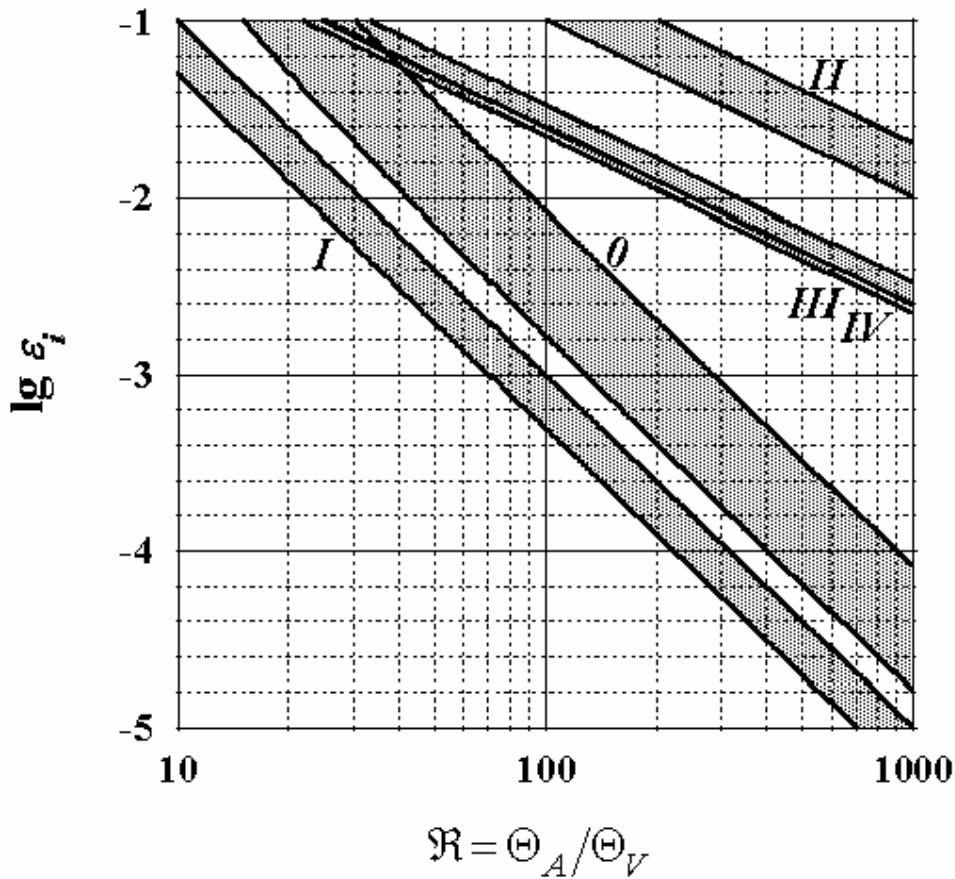


Рис.3.7. Заштрихованная область «0» соответствует значениям функции  $\lg \varepsilon$ . Области «I», «II», «III» и «IV» соответствуют значениям функций  $\lg \varepsilon_1$ ,  $\lg \varepsilon_2$ ,  $\lg \varepsilon_3$  и  $\lg \varepsilon_4$ , соответственно. Каждая из них представляют собой множество значений  $\lg \varepsilon_i$  как функции  $\mathfrak{R} = \Theta_A / \Theta_V$ , образованное непрерывным изменением  $\eta$  от 0,1 до 0,2. Верхняя граница каждой из областей соответствует значению  $\eta = 0,1$ , нижняя – значению  $\eta = 0,2$ .

Из рис.3.7 видно, что области «II», «III» и «IV», в отличие от области «I», расположены выше и правее области «0». Поэтому выполнение условия (3.2.28), упрощающее уравнение (3.2.9), не дает основания для пренебрежения младшими членами в полиномах  $\eta^2\mathfrak{R}^2 - 2\rho\eta\mathfrak{R} - 1$ ;  $(1-\eta)\mathfrak{R} + 2\rho$  и  $(1-2\eta)\mathfrak{R}^2 + 2\rho\mathfrak{R} + 1$ , как это было в случае полинома  $\eta\mathfrak{R}^2 - 1$ . Таким образом, единственное упрощение, которое можно сделать – это пренебречь единицей в полиноме  $\eta\mathfrak{R}^2 - 1$ .

С учетом этого упрощения выпишем все формулы, определяющие конструктивные параметры лазерного локатора с АКФ, такие как диаметр, фокусное расстояние и фокальное отношение главного зеркала приемного телескопа:

$$D = \frac{d}{2} \mathfrak{R} = \frac{d^2}{2l\Theta_V}, \quad (3.3.11)$$

$$F = \frac{l}{2} \frac{1}{1-\eta} \left( \eta\mathfrak{R} - \frac{1}{\eta\mathfrak{R}} - 2\rho \right), \quad (3.3.12)$$

$$p = \frac{F}{D} = \frac{1}{\Theta_V} \frac{1}{1-\eta} \frac{1}{\mathfrak{R}^2} \left( \eta\mathfrak{R} - \frac{1}{\eta\mathfrak{R}} - 2\rho \right), \quad (3.3.13)$$

диаметр, фокусное расстояние и фокальное отношение второго зеркала приемного телескопа:

$$D_s = \eta D = \eta \frac{d\mathfrak{R}}{2}, \quad (3.3.14)$$

$$F_s = \frac{l}{2} \eta\mathfrak{R} \frac{\eta\mathfrak{R} - \frac{1}{\eta\mathfrak{R}} - 2\rho}{(1-2\eta)\mathfrak{R} + \frac{1}{\mathfrak{R}} + 2\rho}, \quad (3.3.15)$$

$$p_s = \frac{F_s}{D_s} = \frac{1}{\Theta_V} \frac{1}{\mathfrak{R}} \frac{\eta\mathfrak{R} - \frac{1}{\eta\mathfrak{R}} - 2\rho}{(1-2\eta)\mathfrak{R} + \frac{1}{\mathfrak{R}} + 2\rho}, \quad (3.3.16)$$

расстояние между главным и вторым зеркалами телескопа

$$\Delta = (1-\eta)F = \frac{l}{2} \left( \eta\mathfrak{R} - \frac{1}{\eta\mathfrak{R}} - 2\rho \right), \quad (3.3.17)$$

расстояние от плоскости второго зеркала телескопа до изображения объекта

$$b = \frac{\eta d}{2\Theta_V}. \quad (3.3.18)$$

С учетом рассмотренного выше упрощения выпишем также все формулы, определяющие дополнительные характеристики лазерного локатора с АКФ, такие как коэффициента деления

$$\bar{\nu} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{1 - \eta + 2\rho/\mathfrak{R}}{\eta\mathfrak{R}} \right), \quad (3.3.19)$$

диаметры сечений пучка плоскостями ближнего и дальнего торцов АКФ:

$$d_{b1} = \frac{d}{2} \left( 1 + \frac{1 - \eta + 2\rho/\mathfrak{R}}{\eta\mathfrak{R}} \right), \quad (3.3.20)$$

$$d_{b2} = \frac{d}{2} \left( 1 - \frac{1 - \eta + 2\rho/\mathfrak{R}}{\eta\mathfrak{R}} \right), \quad (3.3.21)$$

диаметр, фокусное расстояние и фокальное отношение эквивалентной линзы

$$D_e = \frac{d}{2} \frac{\eta\mathfrak{R}}{1 - \eta + 2\rho/\mathfrak{R}}, \quad F_e = \frac{l}{2} \frac{\eta\mathfrak{R}}{1 - \eta + 2\rho/\mathfrak{R}}, \quad p_e = \frac{F_e}{D_e} = \frac{l}{d}, \quad (3.3.22)$$

угловой диаметр поля изображений

$$\Theta_I = \Theta_V \frac{1 - \eta + 2\rho/\mathfrak{R}}{\eta}, \quad (3.3.23)$$

погрешность приближения, используемого при переходе от уравнения (3.2.9) к уравнению (3.2.10),

$$\varepsilon = \left( \frac{1 - \eta}{\eta} \frac{1}{\mathfrak{R}} + \frac{2\rho}{\eta\mathfrak{R}^2} \right)^2. \quad (3.3.24)$$

Из формулы (3.3.11) видим, что диаметр главного зеркала приемного телескопа не зависит от коэффициента центрального экранирования. Фокусное же расстояние главного зеркала и его фокальное отношение зависят от этого коэффициента. Это дает возможность путем варьирования коэффициента центрального экранирования в довольно широких пределах менять продольные размеры локатора. На рис.3.8 и 3.9 показаны зависимости фокусного расстояния главного зеркала приемного телескопа и его фокального отношения от отношения  $\mathfrak{R} = \Theta_A/\Theta_V$  при значении  $\rho = 1$  и различных значениях коэффициента центрального экранирования.

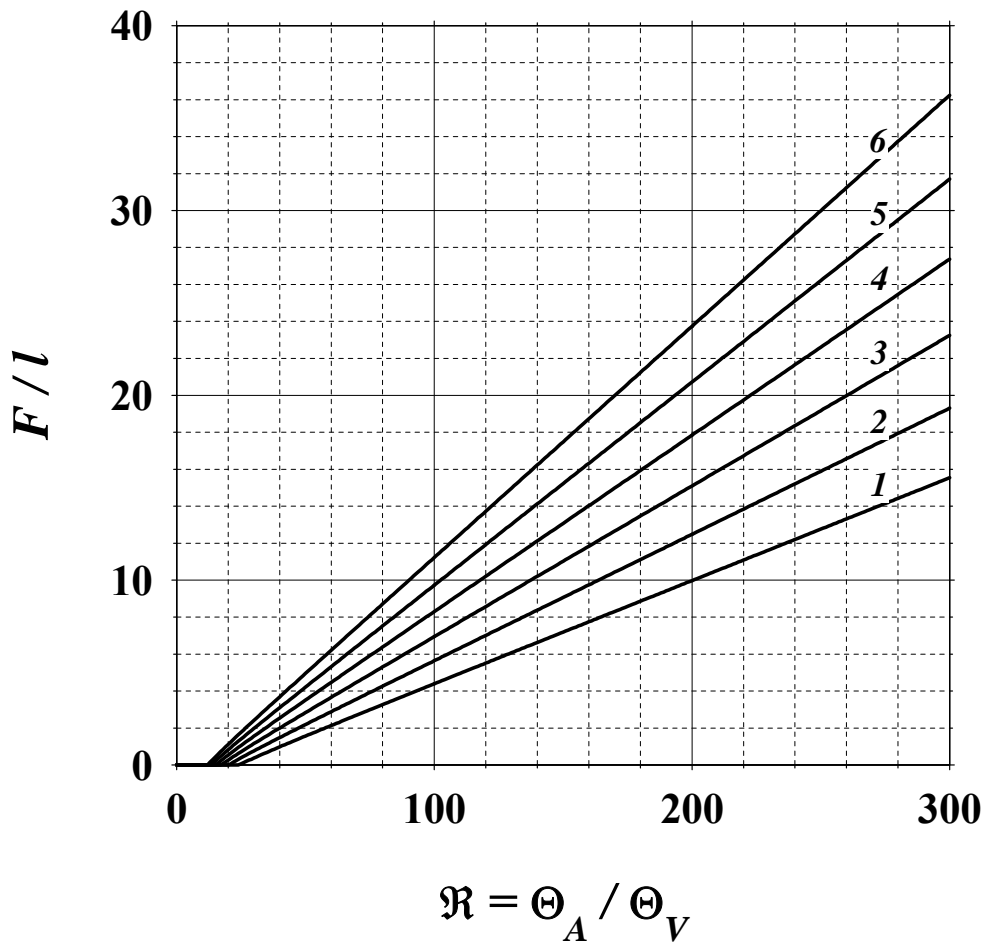


Рис.3.8. Зависимости отношения фокусного расстояния главного зеркала приемного телескопа к длине АКФ от  $\mathfrak{R} = \Theta_A / \Theta_V$  при значениях коэффициента центрального экранирования 0,1 (1); 0,12 (2); 0,14 (3); 0,16 (4); 0,18 (5); 0,2 (6).

Проведем численные оценки конструктивных параметров приемной части лазерного локатора с АКФ. Пусть диаметр светового зрачка АКФ  $d = 2$  см; его длина  $l = 40$  см (угловой диаметр АКФ  $\Theta_A = 50$  мрад). Угловой диаметр поля зрения локатора  $\Theta_V = 0,5$  мрад. Расстояние от второго зеркала телескопа до входного торца АКФ  $\delta = l/2$  ( $\rho = 1$ ). Результаты расчетов для трех значений  $\eta$  представлены в таблицах 2 и 3. В таблице 2 представлены конструктивные параметры лазерного локатора с АКФ. В таблице 3 представлены дополнительные характеристики этого локатора.



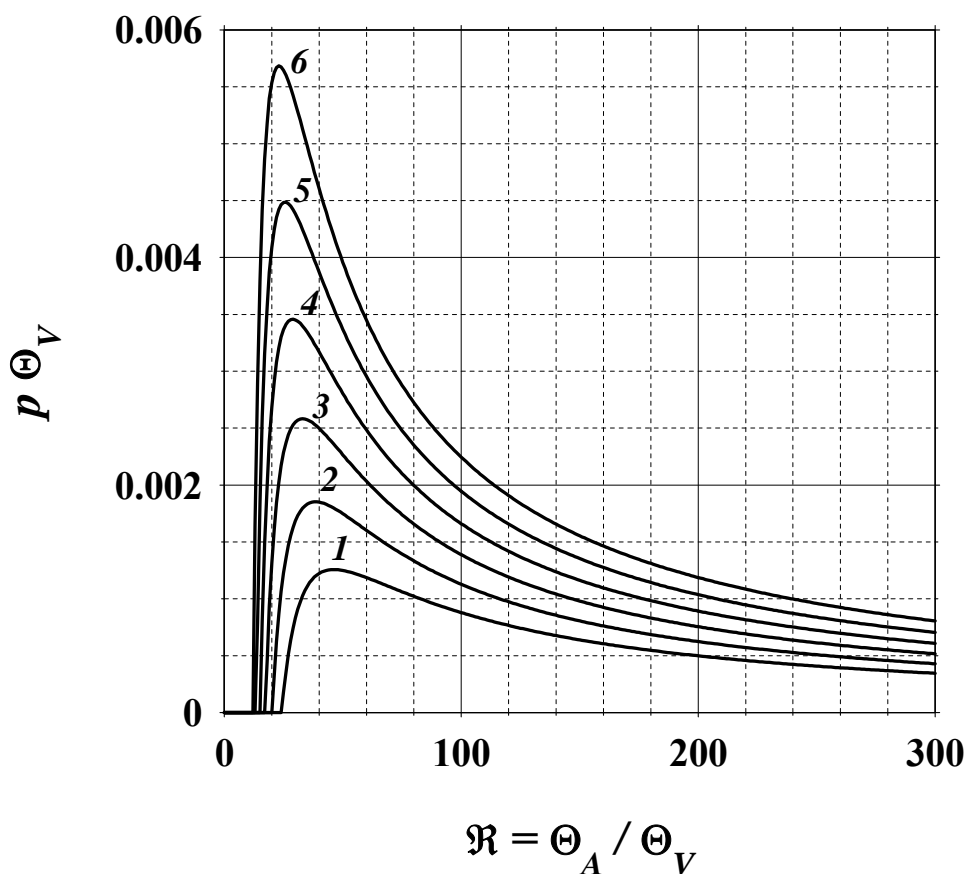


Рис.3.9. Зависимости произведения фокального отношения главного зеркала приемного телескопа на  $\Theta_V$  от  $\mathfrak{R} = \Theta_A / \Theta_V$  при значениях коэффициента центрального экранирования 0,1 (1); 0,12 (2); 0,14 (3); 0,16 (4); 0,18 (5); 0,2 (6).

Таблица 2.

Конструктивные параметры локатора с угловым диаметром поля зрения $\Theta_V = 0,5$ мрад при использовании АКФ с $d = 2$ см, $l = 40$ см ( $\Theta_A = 50$ мрад), $\rho = 1$								
$\eta$	$D$ , см	$F$ , см	$p$	$D_s$ , см	$F_s$ , см	$p_s$	$\Delta$ , см	$b$ , см
0,1	100	176	1,76	10	19,3	1,93	158	200
0,2	100	449	4,49	20	116	5,79	359	400
0,3	100	799	7,99	30	399	13,3	559	600

Таблица 3.

Дополнительные характеристики локатора с угловым диаметром поля зрения $\Theta_V = 0,5$ мрад при использовании АКФ с $d = 2$ см, $l = 40$ см ( $\Theta_A = 50$ мрад), $\rho = 1$								
$\eta$	$\bar{v}$	$d_{b1},$ см	$d_{b2},$ см	$D_e,$ см	$F_e,$ см	$p_e$	$\Theta_I,$ мрад	$\varepsilon$
0,1	0,55	1,09	0,91	10,9	217	20	4,60	$8,5 \cdot 10^{-3}$
0,2	0,52	1,04	0,96	24,4	488	20	2,05	$1,7 \cdot 10^{-3}$
0,3	0,51	1,02	0,98	41,6	833	20	1,20	$5,8 \cdot 10^{-4}$

### 3.4. О насыщении усиления принимаемого сигнала

Как говорилось выше, оптический сигнал приемным телескопом фокусируется внутрь АКФ. Диаметр светового пятна в фокусе телескопа  $d_f \approx \lambda F_e / D_e = \lambda p_e$  при длине волны лазерного излучения  $\lambda = 1,315$  мкм и  $p_e = l/d$  (см. формулу 3.3.22) составляет несколько десятков микрон. Интенсивность сигнала в области перетяжки в несколько сотен тысяч раз больше его интенсивности на входе АКФ. Поэтому возникает вопрос о том, какое количество фотонов сигнала можно усилить без насыщения усиления?

Число фотонов, которое может быть усилено без насыщения усиления на лазерном переходе  $3 \rightarrow 4$  атома йода [8-10], можно оценить из условия

$$\frac{4NK_f}{\pi d_f^2} \ll \frac{1}{\sigma_{3-4}}. \quad (3.4.1)$$

Здесь  $N$  - число принятых фотонов;  $K_f$  - коэффициент усиления излучения при его распространении от входного торца АКФ до центра перетяжки в фокусе телескопа;  $\sigma_{3-4}$  - сечение лазерного перехода АКФ. Подставляя в (3.4.1)  $d_f = \lambda p$ , найдем, что число принятых фотонов, которое можно усилить без насыщения усиления, должно удовлетворять неравенству

$$N \ll \frac{\pi \lambda^2 p_e^2}{4 \sigma_{3-4} K_f}. \quad (3.4.2)$$

Поскольку при давлении газа в кювете АКФ равном 2 кПа уже сказывается механизм ударного уширения линии усиления, то величину сечения перехода можно с помощью интеграла Фойгта [11], записанного для максимума линии усиления, представить в виде:

$$\sigma_{3-4} = \sigma_{3-4}^{(D)} F(\gamma). \quad (3.4.3)$$

Здесь  $\sigma_{3-4}^{(D)} = \frac{\lambda^3}{8\pi} A_{3-4} \sqrt{\frac{m_{\text{I}}}{2\pi kT}}$  – сечение перехода  $3 \rightarrow 4$ , обусловленное только доплеровским уширением линии,  $A_{3-4} = 5,1 \text{ с}^{-1}$  – коэффициент Эйнштейна для перехода  $3 \rightarrow 4$  атома йода [10],  $m_{\text{I}}$  – масса атома йода,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура активной среды АКФ. Величина

$$F(\gamma) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-x^2 \gamma^2 \ln 2)}{1+x^2} dx, \quad (3.4.4)$$

где  $\gamma = \Delta\nu_L / \Delta\nu_D$  – отношение лоренцевой части уширения  $\Delta\nu_L$  к доплеровской части  $\Delta\nu_D$ ;  $\Delta\nu_L = \alpha P$ ,  $\alpha$  – коэффициент ударного уширения рабочим веществом, равный для  $n\text{-C}_3\text{F}_7\text{I}$   $4,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}/\text{кПа}$ ;  $P$  – давление газа в кювете АКФ;  $\Delta\nu_D = \frac{2\sqrt{2 \ln 2}}{\lambda} \sqrt{\frac{kT}{m_{\text{I}} c^2}}$ .

$$\Delta\nu_D = \frac{2\sqrt{2 \ln 2}}{\lambda} \sqrt{\frac{kT}{m_{\text{I}} c^2}}.$$

При давлении газа  $P \cong 2$  кПа и температуре активной среды  $T \cong 600$  К  $\gamma \cong 0,76$  и  $F(0,76) \cong 0,55$ . Величина доплеровского сечения при этой температуре в соответствии с приведенной выше формулой составляет  $\cong 9,3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ . Таким образом  $\sigma_{3-4} \cong 5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ .

При использовании АКФ, описанном в [3,4],  $p_e = 20$ . Тогда даже при коэффициенте усиления  $K_f = 10^6$  получим, что насыщения не будет, если на входе АКФ число фотонов не превышает  $10^6$ .

Ввиду того, что чувствительность локатора с йодным АКФ составляет всего несколько фотонов [3,4] и предполагается принимать в каждом импульсе не больше нескольких десятков фотонов, то при фокусировке в активную область АКФ можно не заботиться о насыщении усиления.

## 4. Сопряжение приемного телескопа с многопроходовым АКФ

### 4.1. Схема пятипроходового АКФ, сопряжение с приемным телескопом и конструктивные параметры локатора

Поскольку усиление в АКФ происходит в ненасыщенном режиме, при переходе к многопроходовой схеме требования к мощности накачки должны существенно снизиться, поэтому переход к многопроходовому АКФ должен быть энергетически выгоден.

Рассмотрим условия сопряжения с телескопом пятипроходового АКФ при условии сохранения диаметра кюветы АКФ  $d$  и поля зрения локатора  $\Theta_V$ . Один из возможных вариантов построения пятипроходового АКФ схематически изображен на рис.4.10.

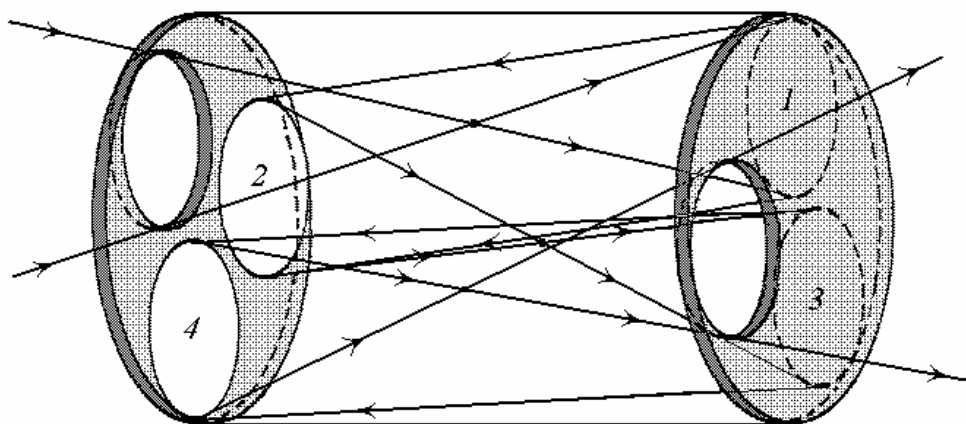


Рис.4.10. Схематическое изображение пятипроходового АКФ в случае фокусировки пучка в центральную плоскость АКФ.

На нем представлен случай, когда фокусировка пучка принимаемого излучения осуществляется вблизи центральной плоскости АКФ. На каждом торце АКФ расположено по два круглых сферических вогнутых зеркала 1, 3 и 2, 4 с одинаковыми радиусами кривизны. Каждое из них находится внутри одного из трех вписанных в круг диаметра  $d$  и касающихся друг друга равных кругов,

рис.4.11. Диаметры этих кругов  $d_i$  связаны с диаметром кюветы АКФ  $d$  соотношением

$$d_i = \frac{\sqrt{3}}{2 + \sqrt{3}} d \cong 0,464d. \quad (4.4.1)$$

Зеркала по диаметру берутся чуть меньше  $d_m = 0,45d$ . Фокальные плоскости всех зеркал проходят через центр АКФ.

Как видно из рис.4.10, пучок входит в АКФ сквозь область, совпадающую с одним из трех вписанных кругов, который не закрыт зеркалом. Затем пучок фокусируется в центральную плоскость и попадает на ближайшее зеркало 1, расположенное вблизи дальнего торца АКФ. После отражения пучок становится параллельным и попадает опять же на ближайшее зеркало 2, расположенное вблизи ближнего торца АКФ. При этом входной зрачок проектируется зеркалом 1 на зеркало 2. Далее такой процесс распространения повторяется еще раз. После отражения от зеркала 4 вблизи ближнего к телескопу торца АКФ и фокусировки пучок выходит через отверстие на дальнем торце, которое не закрыто зеркалом. Таким образом, пучок проходит по АКФ пять раз. Поэтому длину АКФ можно уменьшить в пять раз.

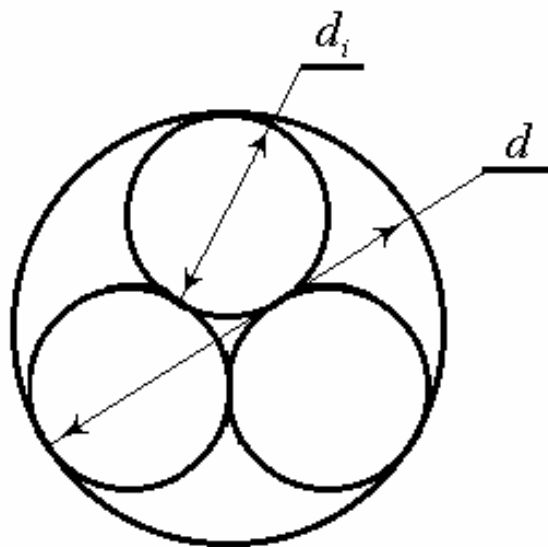


Рис.4.11. Схема расположения круговых областей на торцах АКФ, используемых для формирования пути распространения пучка усиливаемого излучения.

Получим формулу, которая выражает новое значение диаметра приемного телескопа  $D^{(5)}$  через старое значение. Для этого в формулу

$$D = \frac{d^2}{2l\Theta_V}$$

подставим новое значение длины, выраженное через старое значение:  $l^{(5)} = l/5$ , а также новое значение диаметра зрачка, выраженное через старое  $d_m = 0,45d$ . В результате получим

$$D^{(5)} \cong 1,01D. \quad (4.4.2)$$

При этом фокальное отношение эквивалентной линзы  $p_e^{(5)} = l^{(5)}/d_m$  в 2,25 раза меньше, чем в случае использования однопроходowego АКФ, а количество фотонов, которое можно усилить без насыщения в пятипроходовом АКФ, в соответствии с формулой (3.4.2) в пять раз меньше и составляет  $2 \cdot 10^5$ . Отсюда видно, что и при использовании пятипроходового АКФ также можно не заботиться о насыщении усиления принимаемого сигнала.

Результаты расчета конструктивных параметров лазерного локатора с пятипроходовым АКФ приведены в таблице 1. Результаты расчета дополнительных характеристик этого локатора приведены в таблице 2.

Таблица 1.

Конструктивные параметры локатора с угловым диаметром поля зрения $\Theta_V = 0,5$ мрад при использовании пятипроходового АКФ с $d = 2$ см, $l^{(5)} = 8$ см ( $\Theta_A = 50$ мрад), $\rho = 1$								
$\eta$	$D$ , см	$F$ , см	$p$	$D_s$ , см	$F_s$ , см	$p_s$	$\Delta$ , см	$b$ , см
0,1	101	91	0,90	10,1	10,1	1,00	81,8	90,0
0,2	101	215	2,12	20,2	56,5	2,79	172	180
0,3	101	374	3,70	30,4	192	6,33	262	270

Таблица 2.

Дополнительные характеристики локатора с угловым диаметром поля зрения $\Theta_V = 0,5$ мрад при использовании пятипроходового АКФ с $d = 2$ см, $l^{(5)} = 8$ см ( $\Theta_A = 50$ мрад), $\rho = 1$								
$\eta$	$\bar{v}$	$d_{b1}$	$d_{b2}$	$D_e$	$F_e$	$p_e$	$\Theta_I$	$\varepsilon$

		см	см	см	см		мрад	
0,1	0,52	0,468	0,432	11,1	99,0	8,9	4,54	$1,6 \cdot 10^{-3}$
0,2	0,51	0,458	0,4426	25,0	222	8,9	2,02	$3,2 \cdot 10^{-4}$
0,3	0,505	0,455	0,445	42,8	381	8,9	1,18	$1,1 \cdot 10^{-4}$

Таким образом, в локаторе с пятипроходным АКФ, внутренний диаметр кюветы которого такой же, как и в однопроходном, а длина в пять раз меньше можно обеспечить такое же поле зрения, как и в однопроходном при даже немного большем диаметре главного зеркала приемного телескопа. При этом продольные габариты приемной части лазерного локатора значительно меньше, чем в случае использования соответствующего однопроходного АКФ. В силу того, что длина рассмотренного пятипроходного АКФ может быть сделана в пять раз меньше, его КПД в пять раз больше однопроходного АКФ.

#### 4.2. Требования к источникам электропитания

Оценим теперь среднюю мощность, которую потребуется подводить к лампам накачки пятипроходного АКФ с оптимизированным отражателем и коэффициентом усиления  $K = 10^4$ , а также лазера подсветки с оптимизированным осветителем при частоте повторения локационных импульсов  $\nu_p = 25$  Гц.

Рассмотрим сначала требования к источникам питания АКФ. Энергию, которая должна быть запасена в среде для усиления одного импульса, можно найти по формуле

$$E = \frac{\hbar\omega S \ln K}{\frac{7}{12} \sigma_{3-4}}, \quad (4.2.1)$$

где  $\hbar\omega = 1,5 \cdot 10^{-19}$  Дж - энергия кванта;  $S$  - площадь поперечного сечения АКФ;  $\sigma_{3-4}$  - сечение перехода в максимуме линии усиления.

Отметим, что в расчетах можно использовать эффективное полное сечение перехода  $5^2P_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$  -  $\sigma$ , а не сечение компоненты  $3 \rightarrow 4$  -  $\sigma_{3-4}$ . Отношение  $\sigma/\sigma_{3-4}$  равно 7/12. При этом мы будем иметь дело с полной населенностью двух возбужденных уровней, а не только уровня 3, и формула (4.2.1) упрощается  $E = \hbar\omega S \ln K / \sigma$ .

Как уже говорилось выше, при давлении газа  $P \cong 2$  кПа и температуре активной среды  $T \cong 600$  К величина сечения перехода  $3 \rightarrow 4$  составляет  $\cong 5 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup>. Следовательно,  $\sigma \cong 3 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup>.

В результате получаем, что энергия, которая должна быть запасена в среде для усиления одного импульса при диаметре кюветы АКФ, равном 2 см,  $E \cong 1,5$  Дж. В случае пятипроходowego АКФ запасаемая энергия должна быть в пять раз меньше и составит 0,3 Дж.

Найдем теперь, какая энергия должна быть подведена к лампам накачки для усиления одного импульса. Для вычисления этой энергии учтем, что КПД ламп накачки составляет примерно 7%. Как было показано ранее, КПД отражателя может быть доведен до 65%. Так как при давлении газа в кювете АКФ, равном 2 кПа, концентрация частиц рабочего вещества составляет  $\cong 4,8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а сечение поглощения УФ излучения накачки в максимуме полосы фотодиссоциации  $n - \text{C}_3\text{F}_7\text{I}$   $\sigma_{uv} = 7,6 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ , то при диаметре кюветы АКФ 2 см в ней будет поглощаться примерно 50% энергии импульса накачки. С учетом отражения прошедшего сквозь кювету АКФ излучения накачки от поверхности отражателя и частичного возврата в активную среду можно предположить, что в результате в кювете поглотится примерно 60% энергии импульса накачки. Кроме того, в результате размена УФ кванта накачки с длиной волны  $\cong 270$  нм на квант лазерного излучения с длиной волны 1,315 мкм КПД еще уменьшится примерно в пять раз. Таким образом, результирующий КПД, который обозначим как  $\eta$ , составит 0,55%.

При таком КПД получаем, что для усиления одного импульса к лампам накачки в однопроходовом АКФ необходимо подвести  $\cong 270$  Дж, а в пятипроходовом -  $\cong 55$  Дж. Соответственно, мощность источника электропитания при частоте следования импульсов 25 Гц должна быть около 7 кВт в однопроходовом АКФ и около 1,4 кВт в пятипроходовом.

Оценим теперь, какая необходима мощность источника питания для работы лазера подсветки. Пусть  $E_{out}$  - энергия импульса, излучаемого лазером подсветки, а  $E_p$  - энергия, подводимая к лампам накачки при генерации одного импульса. Эти две величины связаны друг с другом следующим образом:  $E_{out} = \eta_{ext} \eta E_p$ , где  $\eta_{ext}$  - доля энергии, извлекаемая из возбужденной среды при усилении импульса близкого к насыщающему, а  $\eta$  с учетом того, что в лазере подсветки из-за большего давления газа поглощается примерно 90% энергии излучения накачки, составляет по сравнению с АКФ величину в полтора раза



большую, то есть  $\eta \approx 0,82\%$ . В соответствии с [12]  $\eta_{ext} = 40\%$ . Так как  $\frac{1}{\eta\eta_{ext}} \cong 300$ , то  $E_p \cong 300E_{out}$ .

Таким образом, при энергии импульса лазера подсветки  $E_{out} = 10$  Дж к лампе накачки в каждом импульсе требуется подводить  $E_p = 3$  кДж, что при частоте следования импульсов 25 Гц соответствует мощности источника питания 75 кВт.

## 5. Заключение

Произведен расчет коэффициента передачи излучения накачки в рабочую среду для конфигурации отражателя, используемого в настоящее время.

Рассчитаны оптимальные формы отражателей для осветителей ФДЛ и АКФ с учетом конкретных конструктивных параметров их элементов. Показано, что коэффициент передачи излучения накачки в рабочую среду в осветителях со вновь рассчитанными отражателями почти в три раза более высокий, чем в осветителях с используемыми в настоящее время отражателями.

Проанализирован вопрос сопряжения приемного телескопа с однопроходовым и пятипроходовым АКФ, а также вопрос оптимизации конструктивных параметров телескопа и АКФ с точки зрения максимизации энергии принимаемого сигнала на фотоприемной матрице. Показано, что использование пятипроходовой схемы позволит повысить КПД АКФ в 5 раз при сохранении угла поля зрения лазерного локатора и общего коэффициента усиления АКФ.

Рассчитаны требования к источникам электропитания оптимизированных ФДЛ и АКФ. Оказалось, что при частоте следования локационных импульсов 25 Гц для питания АКФ потребуется источник со средней мощностью 1,4 кВт, а для питания ФДЛ подсветки – 75 кВт.

## Литература

1. Нартов С.С., Носач О.Ю. Исследование шумов узкополосного квантового усилителя слабых сигналов на базе йодного фотодиссоционного лазера. Препринт 21, Москва, ФИАН, 1994.
2. Носач О.Ю., Орлов Е.П. Проблема достижения квантового предела приема слабых лазерных импульсов на фоне мощной засветки и возможность ее решения с помощью йодных лазеров. Препринт 20, Москва, ФИАН, 1994.
3. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Лазерное приемное устройство с квантовым пределом чувствительности в ближнем ИК диапазоне. - Квантовая электроника. 2000, Т. 30, № 9, С. 833-838.
4. Кутаев Ю.Ф., Манкевич С.К., Носач О.Ю., Орлов Е.П. Влияние мощной фоновой засветки на чувствительность лазерного приемного устройства с йодным активным квантовым фильтром. - Квантовая электроника. 2002, Т. 32, №4, С. 349-356.
5. Бирнбаум Дж. Оптические квантовые генераторы. // Перевод с англ. Ф.С.Соловейчика. Под ред. Ф.С.Файзуллова. - М.: Советское радио, 1967. - 360 с.
6. Теребиж В.Ю. Современные оптические телескопы. М.: Физматлит, 2005. 80 с.
7. Физический энциклопедический словарь. // Под ред. А.М.Прохорова. - М.: Советская энциклопедия, 1984. С. 77.
8. Зуев В.С., Катулин В.А., Носач В.Ю., Носач О.Ю. Исследование спектра люминесценции атомарного йода (лазерный переход  $^2P_{1/2} \rightarrow ^2P_{3/2}$ ). - ЖЭТФ, 1972, Т. 62, Вып. 5, С. 1673-1680.
9. Борович Б.Л., Зуев В.С., Катулин В.А., Михеев Л.Д., Николаев Ф.А., Носач О.Ю., Розанов В.Б. - «Радиотехника». (Итоги науки и техники, ВИНТИ АН СССР). М.:, 1978, Т. 15. - 300 с.
10. Бредерлов Г., Филл Э., Витте К. Мощный йодный лазер. // Перевод с англ. под ред. В.С.Зуева. - М.: Энергоатомиздат, 1985. - 160 с.
11. Звелто О. Принципы лазеров. - М.: Мир, 1990. - 560 с.
12. Зуев В.С., Катулин В.А., Носач В.Ю., Петров А.Л. Генерирование и усиление наносекундных импульсов йодными лазерами. - Труды ФИАН. М.: Наука, 1980. Т. 125, С. 46-103.