

А.И. Абрамочкин, А.А. Тихомиров

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРИЕМНОЙ СИСТЕМЫ ЛИДАРА. 2. ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ФИЛЬТРЫ

Институт оптического мониторинга СО РАН, Томск

Поступила в редакцию 25.12.98 г.

Принята к печати 4.02.99 г.

С единых позиций построения изображения рассеивающего объема и его пропускания пространственным фильтром лидара проанализирована работа различных типов пространственных фильтров (ПФ). В качестве ПФ, которые определяют угловое поле приемной системы, рассмотрены диафрагмы различной формы и растры. Приведен перечень основных характеристик и критериев эффективности ПФ. Определена форма согласованных и оптимальных диафрагм, повышающих отношение сигнал-шум. Проведено сравнение диафрагм и растров, предназначенных для регулируемого виньетирования пропускаемого потока излучения в заданном интервале дальностей. Рассмотрены различные типы ПФ лидаров для измерения многократного рассеяния и других применений.

1. Введение

Сравнительная оценка лидарных приемных объективов различных типов приведена нами в [1]. Вторым элементом приемной системы, влияющим на величину потока излучения, поступающего на фотодетектор, является пространственный фильтр (ПФ). Этот термин в применении к лидарной технике относим к элементу, который определяет угловое поле (поле зрения) приемной системы в пространстве предметов (телесный угол). Под пространственной фильтрацией будем далее понимать следующее: 1) выделение потока обратнорассеянного излучения (лидарного сигнала), имеющего конечные угловые размеры, на фоне пространственно распределенного излучения источников помех; 2) выделение отдельных частей принимаемого потока излучения, имеющих различные углы прихода; 3) линейные преобразования интенсивности этого излучения на элементах приемной системы.

В основном в качестве ПФ используются диафрагмы различной формы [2], которые задают угловое поле приемной системы. ПФ определяет также зависящий от расстояния коэффициент передачи приемной системы – функцию геометрического фактора лидара [2–9] и ограничивает динамический диапазон лидарного сигнала [10]. Кроме того, ПФ позволяет анализировать энергетическую структуру принимаемого потока излучения и оценивать вклад в него составляющих многократного рассеяния [11–13]. Роль ПФ может выполнять также входной торец световода, передающего поток излучения от приемного объектива к фотодетектору [13, 14]. В КР-лидарах в качестве ПФ используется входная щель спектрального прибора [15]. Следующим типом ПФ являются различного типа растры (оптические клинья [16], зеркала [18] и виньетирующие диафрагмы со специальным профилем [2, 18]), которые обеспечивают компенсацию обратноквадратичной зависимости (z^{-2}) эхосигнала от расстояния.

В статье обобщаются результаты работ, связанных с пространственной фильтрацией лидарных сигналов, и описываются технические решения, используемые для этих целей.

2. Назначение и основные характеристики пространственных фильтров приемной системы лидара

ПФ в приемной системе лидара выполняет ряд задач. Во-первых, уменьшает влияние помехи фонового излучения на работу фотодетектора [19]. Во-вторых, его размеры и место установки задают границы приема лидарных сигналов по дальности. В-третьих, форма и коэффициент пропускания ПФ определяют геометрический фактор лидара, зависящий от расстояния $g(z)$, что позволяет регулировать величину передаваемого сигнала в заданном интервале дальностей. В-четвертых, форма и место размещения ПФ позволяют выделять фрагменты потока излучения, обусловленные многократным рассеянием и поляризацией.

Основными характеристиками ПФ, которые определяют величину потока излучения, проходящего через него, являются: 1) форма отверстия и его площадь; 2) функция, описывающая пропускание ПФ по осям его координат $f(x, y)$; 3) смещение места установки ПФ относительно фокальной плоскости объектива z_0 ; 4) смещение центра ПФ или других его характерных точек относительно оптической оси приемной системы; 5) предельный угол наклона лучей на входе ПФ и.

Форма отверстия ПФ и его площадь в совокупности с фокусным расстоянием объектива f_n определяют угловое поле приемной системы, характеризующееся телесным углом Ω , который в общем случае не является круговым конусом (рис. 1, δ). Для ПФ, установленного в фокальной плоскости и имеющего форму круглого отверстия диаметром $2a$, телесный угол равен $\Omega = \pi(a/f_n)^2$, где плоский угол поля $\theta_n = 2a/f_n$.

Зависимость $f(x, y)$ имеет три основных вида. Для простого отверстия $f(x, y) = 1$ по всей площади фильтра (рис. 1, δ). ПФ для исследования вклада кратного рассеяния имеет более сложный вид $f(x, y)$, например «меандра» (рис. 1, ϵ). Для ПФ, компенсирующего z^{-2} в лидарном сигнале, вид нормированной функции $f(x, y) = \overline{f(y)}$ показан на рис. 1, z в виде параболы. Форма ПФ, смещение его геометрического центра относительно оптической оси

объектива h и функция пропускания $f(x, y)$ рассматриваются далее в системе координат ПФ, которая связана с системой координат приемного объектива. Ограничение падающего потока по углу u связано, например, в

диафрагмах с их конечной толщиной, а в световодах – с их числовой апертурой $A = \sin u = (n_f^2 - n_o^2)^{1/2}$, где n_f и n_o – коэффициенты преломления волокна и его оболочки [20].

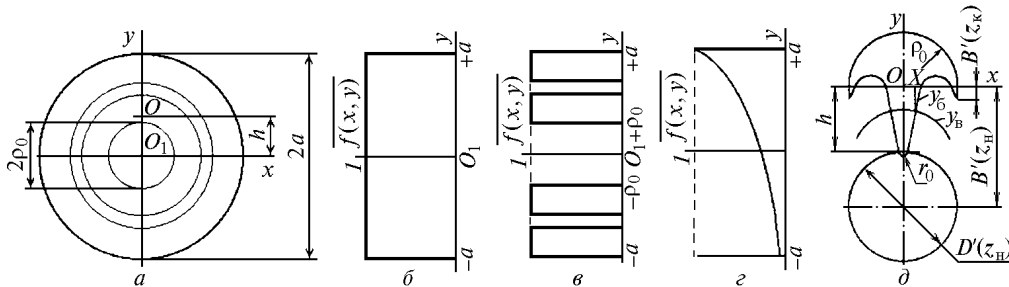


Рис. 1. Пространственные фильтры в форме диафрагм: а – круглая децентрированная; б – ее нормированная функция пропускания; в – $f(x, y)$ ПФ для выделения кратного рассеяния; г – $f(x, y)$ компенсирующего ПФ; д – форма диафрагмы, компенсирующей z^2 ; О – проекция оптической оси объектива на плоскость ПФ

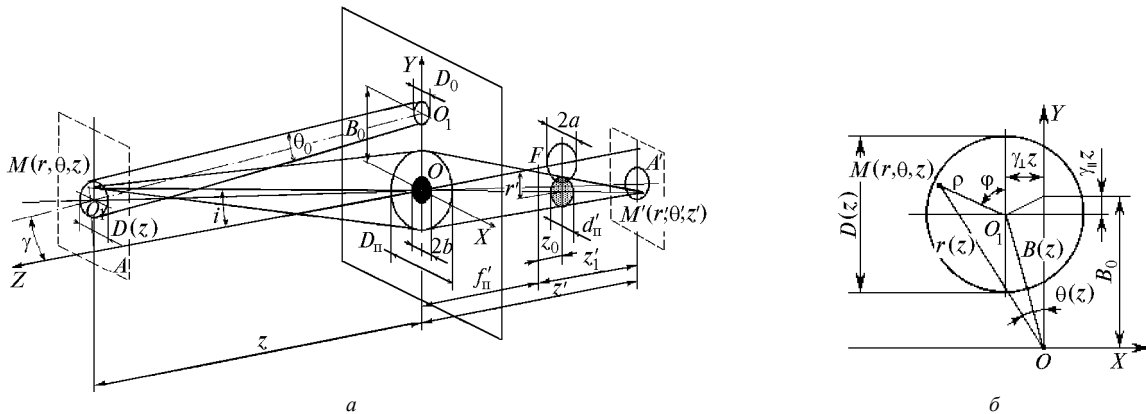


Рис. 2. Построение изображения рассеивающего объема в приемной системе лидара: а – общий вид; б – сечение рассеивающего объема в плоскости А

Используемый в настоящее время в лидарной технике термин «полевая диафрагма» не является корректным в соответствии с [21], поскольку диафрагма не находится постоянно в плоскости изображения рассеивающего объема из-за непрерывного перемещения последнего. Поэтому диафрагма круглой формы на определенном интервале дальностей является виньетирующей.

3. Изображение рассеивающего объема в приближении геометрической оптики

Анализ работы ПФ обобщен на основании результатов, полученных в [3–8], где рассмотрены вопросы построения изображения рассеивающего объема, который создается лазерным импульсом в зондируемой среде. Рис. 2 изображает ход лучей в биаксиальном лидаре с базой B_0 и углом γ между оптическими осями приемной и передающей систем, имеющих диаметры апертур D_{Π} и D_0 соответственно. Ось OZ цилиндрической системы координат совмещена с оптической осью приемной системы. Угол $\gamma = (\gamma_{\parallel}^2 + \gamma_{\perp}^2)^{1/2}$, а углы γ_{\parallel} и γ_{\perp} характеризуют наклон в плоскостях YOZ и XOZ (положительное значение γ_{\parallel} соответствует пересечению проекции оси O_1O_1 с осью OZ в пространстве предметов). В качестве ПФ рассмотрим диафрагму диаметром $2a$, смещенную от фокальной плоскости объектива на расстояние $+z_0$.

Освещенность в точке $M(r, \theta, z)$ в пределах круга диаметром $D(z) = D_0 + \theta_0 z$ (рис. 2, а) характеризуется выражением $E(\rho, \varphi, z) = P_0 T(z) \kappa(\rho, \varphi) / [\pi D^2(z)/4]$, где θ_0 – угол расходимости зондирующего луча; ρ, φ – полярные координаты в его поперечном сечении (рис. 2, б); P_0 – мощность, излучаемая в импульсе; $T(z)$ – прозрачность атмосферы; $\kappa(\rho, \varphi)$ – коэффициент, учитывающий распределение интенсивности излучения и удовлетво-

ряющий условию $[4/\pi D^2(z)] \int_0^{D(z)/2} \rho d\rho \int_0^{2\pi} \kappa(\rho, \varphi) d\varphi = 1$.

В общем случае освещенность неоднородна по поперечному сечению как из-за модовой структуры лазерного излучения, так и из-за турбулентных искажений в атмосфере.

Прием сигнала рассматривается в приближении однократного рассеяния с расстояний, значительно превышающих пространственную длину лазерного импульса, т.е. $z \gg c\tau/2$. При меньших z необходимо учитывать временную форму импульса. Используя выражение для коэффициента отражения зондируемого объема $\eta(z) = (c\tau/2) \beta_{\pi}(z)$, где $\beta_{\pi}(z)$ – коэффициент обратного рассеяния, определим величину потока излучения, рассеиваемого бесконечно малым элементом площадки $dS = r dr d\theta$ из окрестностей точки $M(r, \theta, z)$ и падающе-го на входную апертуру:

$$dP(r, \theta, z) = \eta(z) P_0 \kappa(\rho, \varphi) T^2(z) A_{\text{эф}} r dr d\theta / [\pi D^2(z) z^2 / 4], \quad (1)$$

где $A_{\text{эф}} = \pi D_{\text{п}}^2 / 4$ – для линзового объектива или $A_{\text{эф}} = \pi(D_{\text{п}}^2 / 4 - b^2)$ – для зеркального объектива с вторичным зеркалом диаметром $2b$. Угол i наклонного падения излучения на объектив для рассматриваемых расстояний z и баз B_0 таков, что $\cos i \cong 1$.

За счет угла наклона γ оптических осей проекция точки M на плоскости XOY при возрастании z будет перемещаться. Связь полярной системы координат сечения пучка излучения ρ, φ с системой координат r, θ, z (см. рис. 2) осуществляется переходом

$$\begin{cases} \rho^2(z) = r^2(z) + B^2(z) - 2r(z) B(z) \cos\theta(z), \\ \varphi(z) = \arcsin\{[r(z)/\rho(z)] \sin\theta(z)\}, \\ r^2(z) = (r_1 - \gamma_{\parallel} z)^2 + (\gamma_{\perp} z)^2, \\ B^2(z) = (B_0 - \gamma_{\parallel} z)^2 + (\gamma_{\perp} z)^2, \\ \theta(z) = \theta_1 + \arctg[\gamma_{\perp} z / (B_0 - \gamma_{\parallel} z)], \end{cases} \quad (2)$$

где r_1 и θ_1 – координаты проекции точки $M(r, \theta, z)$ на плоскость апертур лида (XOY). Для чисто коаксиальной системы $\gamma = 0$ B_0 равно 0 и формулы (2) упрощаются.

В приближении парааксиальной оптики [20] изображение точки M удалено от фокальной плоскости на расстояние $z'(z) = f_{\text{п}}^2 / (z - f_{\text{п}})$ и смещено от оптической оси на величину $r'(z) = r(z) f_{\text{п}} / (z - f_{\text{п}})$. В плоскости диафрагмы пучок лучей из точки M образует кружок рассеяния с диаметром

$$d'_{\text{п}} = \nu D_{\text{п}} f_{\text{п}} / z, \quad (3)$$

центр которого смещен от оптической оси на расстояние $r' = \zeta r(z) f_{\text{п}} / z$, где $\nu = \zeta - z_0 z / f_{\text{п}}^2$ и $\zeta = 1 + z_0 / f_{\text{п}}$, при этом коэффициент ν характеризует степень дефокусировки изображения точки M в плоскости диафрагмы. Для заданного значения z_0 существует только одна сопряженная плоскость в пространстве предметов, находящаяся на расстоянии z_c от объектива $z_c = f_{\text{п}} (1 + f_{\text{п}} / z_0)$, для которой точка M изображается точкой. Во всех остальных случаях из точки M через диафрагму проходит сходящийся или расходящийся пучок лучей в виде конуса, создающий кружок рассеяния с площадью, равной

$$S'_{\text{п}}(z) = \pi(\nu f_{\text{п}} D_{\text{п}} / 2z)^2 = (\nu f_{\text{п}} / z)^2 A_{\text{эф}}. \quad (4)$$

Освещенность в кружке без учета краевых и дифракционных эффектов можно считать однородной и равной $dE(r', \theta', z') = dP(r, \theta, z) K_{\text{п}} / S'_{\text{п}}(z)$, где $K_{\text{п}}$ – коэффициент передачи объектива. Такую освещенность создает каждая точка, лежащая в пределах поперечного сечения $D(z)$. Общий диаметр $D'(z)$ дефокусированного изображения рассеивающего объема в плоскости установки диафрагмы и смещение $B'(z)$ его центра от оптической оси равны

$$D'(z) = [\zeta D(z) + \nu D_{\text{п}}] f_{\text{п}} / z, \quad (5)$$

$$B'(z) = \zeta B(z) f_{\text{п}} / z. \quad (6)$$

С ростом z размер $D'(z)$ уменьшается, а его центр смещается к оптической оси приемного объектива (для

биаксиальной системы) и приближается к фокальной плоскости. Траектория перемещения этого центра наклонена к оптической оси приемного объектива под углом

$$\alpha = \arctg B(z) / f_{\text{п}}. \quad (7)$$

Часть потока излучения из точки M , прошедшая без виньетирования диафрагмой, равна

$$d\Phi(r, \theta, z) = dP(r, \theta, z) K_{\text{п}} S_{\text{эф}}(z) / S'_{\text{п}}(z), \quad (8)$$

где $S_{\text{эф}}(z)$ – площадь пересечения отверстия диафрагмы и пятна изображения, ограниченная окружностями радиусов a и $d'_{\text{п}}/2$. Подставляя (1) и (4) в (8) и переходя к переменным r', θ' в плоскости диафрагмы, найдем полный поток, поступающий на фотодетектор из всего зондируемого объема, через интеграл по площади пятна изображения

$$\Phi(z) = \eta(z) P_0 T^2(z) K_{\text{п}} A_{\text{эф}} g(z) / z^2, \quad (9)$$

где

$$g(z) = 16\pi^{-2} [D'(z)]^{-4} \int_0^{D'(z)/2} r' dr' \int_0^{2\pi} S_{\text{эф}}(z) \kappa(r', \theta') d\theta', \quad (10)$$

а $S_{\text{эф}}(z)$ – площадь пересечения отверстия диафрагмы и пятна изображения рассеивающего объема (рис. 3, б).

Величина $g(z)$, входящая в (9), характеризует коэффициент передачи приемной системы, обусловленный виньетированием потока обратнорассеянного излучения, приходящего с расстояния z , и называется функцией геометрического фактора лида (ФГФ) [3, 5–9]. Она определяется оптическими параметрами лида. В зависимости от соотношения между ними возможна различная степень виньетирования [3, 8] (рис. 3):

1) полное виньетирование в теневой зоне (рис. 3, а, д), когда $S_{\text{эф}}(z) = 0$, $g(z) = 0$;

2) пятно изображения частично входит в отверстие диафрагмы (см. рис. 3, б) при

$$|a - D'(z)/2| \leq B'(z) \leq a + D'(z)/2, \quad (11)$$

$$S_{\text{эф}}(z) = a^2 \{ [2\arccos X_1 - \sin(2\arccos X_1)] + [D'(z)/2a]^2 [2\arccos X_2 - \sin(2\arccos X_2)] \}, \quad (12)$$

где

$$X_1 = \{ [B'(z)]^2 - [D'(z)/2]^2 - a^2 \} / 2aB'(z),$$

$$X_2 = \{ [B'(z)]^2 + [D'(z)/2]^2 - a^2 \} / 2aB'(z);$$

3) полное пропускание (рис. 3, в, з), $S_{\text{эф}}(z) = \pi [D'(z)/2]^2 / 4$, что соответствует $g(z) = 1$ и обеспечивается при $a > D'(z)/2$ и $B'(z) \leq a - D'(z)/2$.

Подставляя (12) в (10) и проводя интегрирование, можно рассчитать ФГФ конкретного лида с различным распределением $\kappa(r', \theta')$ по поперечному сечению. Результаты таких расчетов для равномерного и гауссова распределений интенсивности по поперечному сечению лазерного луча представлены в [3, 5–7]. Используя рассмотренную методику, можно рассчитать ФГФ лида с ПФ, имеющим, например, форму щели [15]. В [22] предложена универ-

сальная программа для расчета ФГФ лидаров. Используются также экспериментальные методы ее определения с

помощью передвижных экранов-мишеней (см., например, [23, 31]).

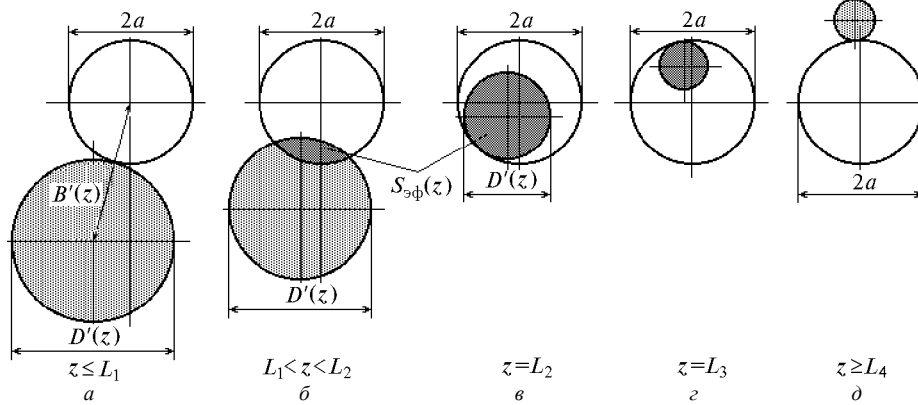


Рис. 3. Виньетирование диафрагмой потока излучения, приходящего с различных расстояний z

4. Границы действия функции геометрического фактора

Представленные в этом разделе расчетные соотношения обобщают результаты [3, 8], полученные в приближении однократного рассеяния.

Биаксиальный лидар. Граница окончания теневой зоны $z = L_1$ (см. рис. 3, а) определяется меньшим значением корня квадратного относительно z уравнения

$$B'(z) = a + D'(z)/2, \quad (13)$$

$$L_1 = B_0 \frac{[(\xi + \gamma_{\parallel} \chi)^2 - \gamma_{\perp}^2 (1 - \chi^2)]^{1/2} - (\gamma_{\parallel} + \xi \chi)}{\xi^2 - (\gamma_{\parallel} + \gamma_{\perp})^2}, \quad (14)$$

где $\chi = (D_n + D_0)/2B_0$ – коэффициент упаковки; $\xi = a/\zeta f_n + \theta_0/2 - D_n z_0/2\zeta f_n^2$. При параллельности оптических осей ($\gamma_{\parallel} = \gamma_{\perp} = 0$) и $z_0 = 0$ получаем

$$L_{10} = [2B_0 - (D_n + D_0)]/(2af_n + \theta_0). \quad (15)$$

Граница $z = L_2$ (см. рис. 3, в) определяется меньшим значением корня уравнения

$$B'(z) = a - D'(z)/2, \quad (16)$$

$$L_2 = B_0 \frac{[(\psi \chi - \gamma_{\parallel}) + [(\psi + \gamma_{\parallel} \chi)^2 - \gamma_{\perp}^2 (1 - \chi^2)]^{1/2}]}{\psi^2 - (\gamma_{\parallel} + \gamma_{\perp})^2}, \quad (17)$$

где $\psi = a/\zeta f_n - \theta_0/2 - D_n z_0/2\zeta f_n^2$. При $\gamma_{\parallel} = \gamma_{\perp} = 0$ и $z_0 = 0$ получаем известное выражение, определяющее дальность, с которой начинает действовать лидарное уравнение в приближении однократного рассеяния:

$$L_{20} = [2B_0 + D_n + D_0]/(2af_n - \theta_0). \quad (18)$$

Поскольку значения D_n , D_0 , f_n и θ_0 обычно задаются при габаритных и энергетических расчетах лидара [24], границы L_1 и L_2 можно изменять за счет базы B_0 и угла γ , а в наибольшей степени – за счет диаметра диафрагмы $2a$ и смещения ее в зафокальную область объектива. Последнее приводит к уменьшению L_1 и L_2 .

Из (14) видно, что должно выполняться условие $|\gamma| < \xi$, иначе при $\gamma = \xi$ $L_1 \rightarrow \infty$. Формула (17) также налагает условия на допустимую величину наклона оптических осей,

$|\gamma| < \psi$, чтобы виньетирование прекращалось на заданной дальности. При $\gamma \geq \psi$, начиная с расстояния $z \geq L_3$, может начаться повторное виньетирование, чему соответствует второй корень (16)

$$L_3 = B_0 \frac{[(\gamma_{\parallel} - \psi \chi) + [(\psi + \gamma_{\parallel} \chi)^2 - \gamma_{\perp}^2 (1 - \chi^2)]^{1/2}]}{(\gamma_{\parallel} + \gamma_{\perp}) - \psi^2}. \quad (19)$$

Для значений $\gamma \geq \xi$ при $z = L_4$ (см. рис. 3, д) может наступить полное виньетирование, второй корень уравнения (13)

$$L_4 = B_0 \frac{[(\gamma_{\parallel} + \xi \chi) + [(\xi - \gamma_{\parallel} \chi)^2 - \gamma_{\perp}^2 (1 - \chi^2)]^{1/2}]}{(\gamma_{\parallel} + \gamma_{\perp}) - \xi^2}. \quad (20)$$

Как правило, выбирают $\gamma < \psi$, и в интервале дальностей $L_2 \leq z < \infty$ поток излучения не виньетируется. На рис 4 показана относительная величина интервала переходной зоны: $L_2/L_1 = (1 + \chi)(1 + \mu)/(1 - \chi)(1 - \mu)$, полученная при делении (18) на (15), где $\mu = f_n \theta_0/2a$. Малые значения параметров χ и μ соответствуют рассмотрению условий пересечения оптических осей приемной и передающей систем в пространстве предметов [25].

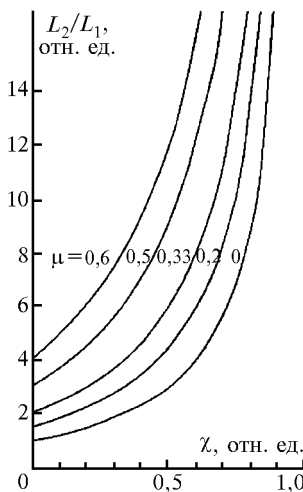


Рис. 4. Зависимость величины переходной зоны лидара от относительных параметров приемопередатчика

Рис. 5 иллюстрирует влияние углов γ_{\parallel} и γ_{\perp} на величину L_2 ($L_{20} = L_2$ при $\gamma_{\parallel} = \gamma_{\perp} = 0$). Каждому значению угла наклона γ_{\parallel} в плоскости YOZ соответствует критическое значение разьюстировки в плоскости XOZ (см. рис. 2), $\gamma_{\perp, \text{кр}} = (\psi^2 - \gamma_{\parallel}^2)^{1/2}$, при достижении которого интервал рабочей зоны $L_2 \div L_3$ стягивается в точку. Это соответствует тому, что пятно изображения, войдя в отверстие диафрагмы, сразу же начинает выходить из него. Данному случаю соответствуют вертикальные прямые на рис. 5.

Коаксиальный лидар. Для коаксиальной системы $B_0 = 0$, а $B(z) = \gamma z$. Теневая зона образуется за счет перекрытия центральной части объектива экраном с диаметром $2b \geq D_0$ (см. рис. 2, а). В интервале дальностей $0 \leq z \leq L_1$ кружок затенения, определяемый радиусом $b'(z) = vb f_n / z$, превышает диаметр диафрагмы $2a$, и поток излучения из рассеивающего объема не поступает на фотодетектор. Уравнение для определения границы теневой зоны ($z = L_1$)

$$a + R'(z) = b'(z), \quad (21)$$

где $R'(z) = [D(z)/2 + B(z)]\zeta f_n / z$ – крайняя точка на диаметре изображения рассеивающего объема. Из (21) находим

$$L_1 = (2b - D_0) / \{2[a + b(\zeta - 1)] / \zeta f_n + 2\gamma + \theta_0\}. \quad (22)$$

Для $z_0 = 0$ выражение (22) упрощается: $L_{10} = (2b - D_0) / [2a/f_n + 2\gamma + \theta_0]$. Отсюда видно, что смещение диафрагмы в зафокальную область приводит к уменьшению L_1 .

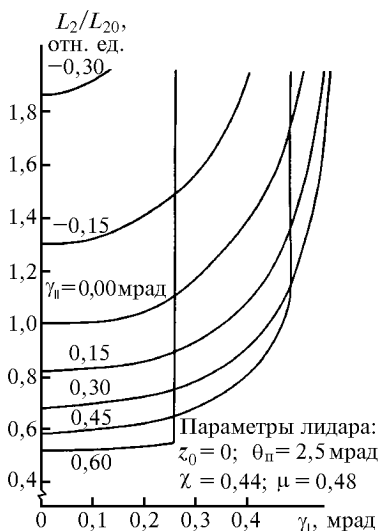


Рис. 5. Влияние разьюстировки оптических осей на относительное изменение величины переходной зоны

Границу окончания переходной зоны, $z = L_2$, находим из уравнения (16):

$$L_2 = (D_n + D_0) / \{2a + D_n(\zeta - 1) / \zeta f_n - (2\gamma + \theta_0)\}. \quad (23)$$

При $z_0 = 0$ получаем $L_{20} = (D_n + D_0) / [2a/f_n - (2\gamma + \theta_0)]$. Из (23) видно, что должно выполняться условие $\gamma < \{2a + D_n(\zeta - 1) / \zeta f_n - \theta_0\} / 2$, иначе $L_2 \rightarrow \infty$ и виньетирование не прекращается на всем интервале дальностей зондирования.

5. Требования, предъявляемые к пространственному фильтру, и критерии оценки эффективности

Пространственная фильтрация является средством выделения сигнала, действующего в смеси с помехой, и основана на различиях в их пространственной структуре. Для этих целей ПФ лидара должен обеспечивать их наилучшее разделение. В большинстве лидаров используется некогерентная пространственная фильтрация, поэтому расходимость θ_0 зондирующего излучения должна быть минимальной для повышения плотности его мощности и минимизации размеров рассеивающего объема и соответствующего ему изображения $D'(z)$. В рамках теории оптимальной линейной фильтрации два критерия оптимальности получили распространение: достижение на выходе ПФ либо минимума дисперсии помехи, либо – максимума отношения сигнал-шум [26, 27]. ПФ, применяемые в лидарах, основаны на использовании второго критерия.

Основными критериями эффективности ПФ будем считать: 1) коэффициент передачи и пространственные границы интервала его действия по угловому полю или дальности; 2) достигаемое значение отношения сигнал-шум. Для ПФ, с помощью которого осуществляют регулируемое виньетирование потока излучения, дополнительным критерием является погрешность реализуемого закона регулирования.

С точки зрения применения ПФ лидарные системы можно разделить на две основные группы: 1) для определения профилей атмосферных параметров (с учетом кратности рассеяния) и 2) для определения дальности до объектов, имеющих большой оптико-локационный контраст. Для лидаров первой группы информационный параметр сигнала заключен в его форме (амплитуде или числе фототочечных в строке), поэтому необходимо минимизировать влияние коэффициента передачи приемной системы и соответственно ПФ на форму лидарного сигнала в заданном интервале дальностей. Для лидаров второй группы точность передачи формы эхосигнала менее существенна. Исходя из этого, различают требования, предъявляемые к ПФ.

Первый критерий эффективности характеризует информативность лидарных систем. Для ее увеличения ПФ лидаров первой группы должен иметь коэффициент передачи, равный единице в максимально возможном интервале дальностей. Для лидаров второй группы ПФ должен обеспечивать задаваемый закон регулирования потока излучения с минимальной погрешностью также в наибольшем интервале дальностей. С точки зрения повышения отношения сигнал-шум требования к ПФ для лидаров обеих групп одинаковы.

Применительно к лидарам, предназначенным для зондирования оптически плотных сред, пространственная фильтрация позволяет выделять в принимаемом потоке излучения фрагменты с различной кратностью рассеяния, которые имеют разное угловое распределение в поле приемной системы [12, 13].

6. Согласованные и оптимальные диафрагмы

При выборе размеров диафрагмы для лидаров первой группы приходится удовлетворять двум противоречивым требованиям. С одной стороны, ее отверстие должно быть большим, чтобы минимизировать границу L_2 , обеспечивающую не виньетированный прием, и повысить за счет этого информативность зондирования. С другой – отверстие

необходимо уменьшать для ограничения потока фонового излучения. В разделе 3 показано, что в биаксиальном лидаре при возрастании z пятно изображения рассеивающего объема прочерчивает в плоскости диафрагмы след, границы которого определяют минимальную область, необходимую для пропускания потока излучения без виньетирования. Поэтому размеры обычного круглого отверстия можно уменьшить [4], снизив при этом величину фонового потока. Диафрагму, имеющую форму, совпадающую с размерами следа перемещающегося пятна изображения, будем называть *согласованной*.

Задав начальную L_2 и максимальную L_m дальности зондирования, найдем из (5) радиус большой $r_1 = D'(L_2)/2$ и малой $r_2 = D'(L_m)/2$ дуг, ограничивающих диафрагму по оси симметрии, а из (6) – положения их центров, расстояние между которыми $d = \zeta f_n [B'(L_2)/L_2 - B'(L_m)/L_m]$. При этом L_m определяется энергетическим потенциалом лидара [28]. Согласованная диафрагма (рис. 6) устанавливается так, что центр O совпадает с центром изображения при $z = L_m$, а ось Oy лежит в той же плоскости, что и оптические оси приемной и передающей систем. Для сравнения на рис. 6 показана обычная центрированная диафрагма, обеспечивающая такую же величину L_2 . При установке согласованной диафрагмы в фокальную плоскость ($L_m \rightarrow \infty$) формулы для размеров упрощаются: $r_1 = f_n(D_n + D_0)/L_2 + \theta_0/2$, $r_2 = f_n \theta_0/2$, $d = f_n B_0/L_2$.

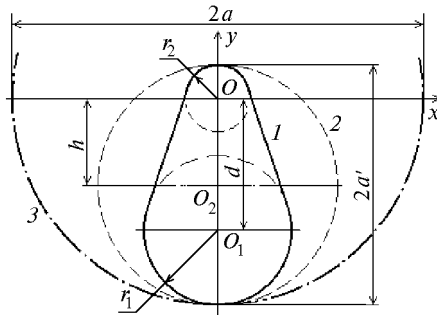


Рис. 6. Диафрагмы уменьшенных размеров: 1 – согласованная; 2 – децентрированная круглая; 3 – обычная центрированная

Дополнительно уменьшить поперечные размеры согласованной диафрагмы и сделать ее *оптимальной* можно, установив ее в зафокальном пространстве приемного объектива, в соответствии с (7), под углом α к его оптической оси. При этом поперечный размер каждого участка диафрагмы вдоль оси Ox будет более точно сопряжен с диаметром изображения рассеивающего объема и иметь минимальную величину

$$D'_{\min}(z) = D(z) f_n / z \quad (24)$$

(см. для сравнения (24) и (5)). За счет наклонного расположения оптимальной диафрагмы дуги радиусов r_1 и r_2 преобразуются в части эллипсов с большими $D'_{\min}(L_2)/\sin\alpha$ и $D'_{\min}(L_m)/\sin\alpha$ и малыми $D'_{\min}(L_2)$ и $D'_{\min}(L_m)$ осями, а расстояние между центрами эллипсов $d' = d/\sin\alpha$. При этом проекция оптимальной диафрагмы на фокальную плоскость имеет меньшую площадь, чем у согласованной. Оптимальная диафрагма за счет минимальных поперечных размеров обеспечивает наилучшее отношение сигнал-шум при невиньетированном приеме обратнорассеянных потоков со всей трассы $L_2 \div L_m$. Применение диафрагм согласованной и оптимальной форм позволяет повысить информатив-

ность лидарных систем за счет уменьшения дальности L_2 и снижения ограничения лидарного сигнала сверху [4].

Вместо диафрагмы согласованной формы можно применять круглую [4] с диаметром

$$2a' = r_1 + r_2 + d. \quad (25)$$

При ее установке в фокальную плоскость имеем

$$2a' = f_n [B_0 (\chi + 1)/L_2 + \theta_0]. \quad (26)$$

Центр диафрагмы смещен относительно оси Oy (см. рис. 6) на величину $h = (d + r_1 - r_2)/2$. За счет уменьшения размеров децентрированная круглая диафрагма позволяет в $4/(1 + \varepsilon)^2$ раз повысить отношение сигнал-фон по сравнению с центрированной диафрагмой диаметром $2a$, обеспечивающей такую же величину L_2 . Здесь $\varepsilon = \theta_0 L_2 / (2B_0 + D_n + D_0 + \theta_0 L_2)$. При $\varepsilon \leq 0,1$ можно получить почти четырехкратное уменьшение уровня фона. Для согласованной диафрагмы повышение отношения сигнал-фон будет еще большим.

В реальном лидаре неточность юстировок, деформация оптических систем, а также возможные аберрации приводят к дополнительным расширениям пятна изображения в плоскости диафрагмы, что требует некоторого увеличения размеров ее отверстия. В конечном итоге влияние этих факторов можно учесть в расчетных формулах эквивалентным увеличением угла расходимости θ_0 зондирующего луча.

Выбором соответствующего значения угла $\gamma_{||}$ [4] можно уменьшить влияние аберраций объектива, которые возрастают при удалении точек изображения от оптической оси. В соответствии с (2) и (6) $B'(z)$ зависит от $\gamma_{||}$, а смещение центра рассмотренной диафрагмы равно $h = a' - f_n(\theta_0/2 + \gamma_{||})$. Ее можно сделать центрированной относительно оптической оси, если положить $h = 0$, что достигается при $\gamma_{|| \text{ опт}} = a'/f_n - \theta_0/2$. В этом случае изображения рассеивающих объемов вдоль всей трассы зондирования от L_2 до $L_m \rightarrow \infty$ будут располагаться ближе к оптической оси объектива, что снизит влияние аберраций и приблизит диаметр реальной диафрагмы к размеру, определяемому по соотношениям (25) или (26). Таким же образом можно разместить диафрагмы согласованной и оптимальной форм.

В коаксиальных лидарах ($B_0 = 0$) с совпадающими ($\gamma = 0$) или расходящимися ($\gamma \neq 0$) осями приемной и передающей систем изображение рассеивающего объема остается центрированным либо относительно оптической оси объектива при $\gamma = 0$, либо относительно некоторой прямой, параллельной этой оси и отстоящей от нее на расстоянии $h = \gamma f_n$. Диафрагма устанавливается центрированно относительно этой прямой, а ее отверстие должно соответствовать форме поперечного сечения зондирующего луча. Размеры диафрагмы выбирают, исходя из заданных границ теневой L_1 и переходной L_2 зон.

7. Регулирующие диафрагмы и растры

Используя результаты, представленные в предыдущих разделах, проведем анализ ПФ, предназначенных для регулируемого виньетирования потока обратнорассеянного излучения.

Профиль диафрагмы, *компенсирующей* z^{-2} в лидарном сигнале, рассчитан авторами совместно с С.А. Даничкиным для биаксиального лидара при ее установке (см. рис. 1, d) в фокальной плоскости объектива при условии, что освещенность распределена равномерно по пятну изображения диа-

метром $D'(z)$ и $\gamma = \gamma_{\parallel}$, а $\gamma_{\perp} = 0$. В переходной зоне, $L_1 < z < L_2 = z_n$, это пятно, перемещаясь, заполняет нижнюю часть диафрагмы, образованную полукругом радиуса r_0 , при этом формируется передний фронт сигнала. Регулируемое виньетирование начинается с $z \geq z_n$, когда диафрагма пропускает часть потока излучения, определяемую (12) при $a = r_0$, $B'(z_n) = y_n$ и $D'(z_n) = 2\rho(z_n)$:

$$S_{\text{эф}}(z_n) = \pi r_0^2/2 + r_0[\rho^2(z_n) - r_0^2]^{1/2} + \rho^2(z_n) \arcsin[r_0/\rho(z_n)] - 2r_0(y_n - h), \quad (27)$$

где h – расстояние между центром дуги радиуса r_0 и оптической осью объектива. Границы L_1 и z_n определяются из условий $B'(L_1) = h + r_0 + \rho(L_1)$ и $B'(z_n) = h + [\rho^2(z_n) - r_0^2]^{1/2}$.

Условием компенсации z^{-2} является $\frac{d}{dz} \frac{S_{\text{эф}}(z)}{z^2 \pi \rho^2(z)} = 0$, что выполняется при

$$S_{\text{эф}}(z) = C z^2 \pi \rho^2(z), \quad (28)$$

где величина C подлежит определению. Далее полагаем, что $\rho(z) = \rho_0[1 + (D_n + D_0)/\theta_0 z]$, а $\rho_0 = f_n \theta_0/2$ – радиус пятна на дальности z_k (в конце процесса регулирования). Последнее справедливо при $(D_n + D_0)/\theta_0 z_k \ll 1$. Для слабо коллимированных пучков можно считать $\rho(z) = \rho_0$ на всем интервале $z_n \leq z \leq z_k$, что выполняется при

$$(D_n + D_0)/\theta_0 z_n \ll 1. \quad (29)$$

Из рис. 1, δ видно, что при $z > z_n$ площадь $S_{\text{эф}}(z)$ ограничена сверху частью дуги, которая в координатах диафрагмы описывается выражением $y_b = [\rho^2(z) - x^2]^{1/2} - y_1$, где $y_1 = B'(z)$, снизу – полуокружностью радиуса r_0 , а с боков – профилем диафрагмы $y_6(x)$, выражение для которого требуется найти. Функция $y_6(x)$ должна удовлетворять трем условиям $y_6(r_0) = -h$; $y_6(\rho_0) = f_n (B_0/z_k - \gamma_{\parallel})$; $dy_6(x)/dz = 0$. Для интервала $z_n \leq z \leq z_k$ имеем

$$S_{\text{эф}}(z) = \pi r_0^2/2 + X[\rho^2(z) - X^2]^{1/2} + \rho^2(z) \arcsin[X/\rho(z)] + 2(r_0 h - X y_1) - 2 \int_{r_0}^X y_6(x) dx, \quad (30)$$

где значение $x = X$ определяется условием пересечения кривых $y_b(X) = y_6(X)$. Дифференцируя (30) по z , получаем

$$dS_{\text{эф}}(z)/dz = 2f_n B_0 \{X - \chi \rho(z) \arcsin[X/\rho(z)]\}/z^2, \quad (31)$$

где, как и ранее, $\chi = (D_n + D_0)/2B_0$. При условии (29) выражение (31) упрощается

$$dS_{\text{эф}}(z)/dz = 2f_n B_0 X/z^2. \quad (31a)$$

Продифференцировав (28) по z и приравняв к (31), имеем

$$2Cz \pi \rho(z) \rho_0 = 2f_n B_0 \{X - \chi \rho(z) \arcsin[X/\rho(z)]\}/z^2, \quad (32)$$

из которого для двух граничных условий

$$X = r_0 \text{ при } z = z_n \text{ и } X = \rho_0 \text{ при } z = z_k, \quad (33)$$

находим выражение, связывающее начальную и конечную дальности:

$$z_k/z_n = \sqrt[3]{(1 - \chi\pi/2) \{r_0/\rho(z_n) - \chi \arcsin[r_0/\rho(z_n)]\}}. \quad (34)$$

Поскольку всегда $r_0/\rho(z_n) \ll 1$, то $z_k/z_n = k_6 \{\rho_0[1 + (D_n + D_0)/\theta_0 z_n]/r_0\}^{1/3}$, где коэффициент $k_6 = [(1 - \chi\pi/2)/(1 - \chi)]^{1/3}$ налагает ограничения на минимальную величину базы, $B_{0\min} = \pi(D_n + D_0)/4$. Коэффициент k_6 быстро уменьшается при приближении χ к $\chi_{\max} = 2/\pi$, за счет чего сокращается интервал дальностей, на котором осуществляется компенсация z^{-2} . Целесообразно выбирать $B_0 > (D_n + D_0)$. При условии (29) выражение (34) переходит в

$$z_k/z_n = (\rho_0/r_0)^{1/3}. \quad (34a)$$

Определив с помощью (33) значение C , получим из (32) уравнение для координаты бокового контура диафрагмы, связывающее X с z :

$$X/\rho(z) - \chi \arcsin[X/\rho(z)] = \{r_0/\rho(z_n) - \chi \arcsin[r_0/\rho(z_n)]\} z^2 \rho(z)/z_n^3, \quad (35)$$

которое является трансцендентным относительно X . Возможно только его численное решение при известных параметрах лидача и размерах r_0 , ρ_0 , h . Если выполняется (29), то $X = r_0(z/z_n)^3 = \rho_0(z_k/z)^3$. Тогда из условия $y_b(X) = y_6(X)$ получаем выражение для профиля боковой стороны диафрагмы, компенсирующей z^{-2} :

$$y_6(x) = [\rho_0^2 - x^2]^{1/2} - f_n B_0 [(\rho_0/x)^{1/3}/z_k - \gamma_{\parallel}/B_0]. \quad (36)$$

Из (34a) видно, что для увеличения интервала регулирования при заданном значении ρ_0 необходимо минимизировать r_0 . Вместе тем радиус r_0 определяет минимальный уровень мощности Φ_0 , пропускаемой диафрагмой при регулировании потока излучения, так как $S_{\text{эф}}(z_n) \approx \pi r_0^2/2$. Нетрудно показать, что $r_0 = \rho_0 [2\Phi_0 P(z_n)]^{1/2}$, где $P(z_n)$ – поток излучения, поступающий на диафрагму в начале процесса регулируемого виньетирования. С учетом (34a) имеем $z_k/z_n = [P(z_n)/2\Phi_0]^{1/6}$. Величина Φ_0 определяется необходимыми превышением лидарного сигнала над шумами. Принимая ослабление $P(z_n)/\Phi_0 = 2 \cdot 10^6$, получаем, что компенсация в этом случае возможна в интервале дальностей, кратном 10. Таким образом, достигаемый коэффициент сжатия динамического диапазона лидарного сигнала [29] G равен 100. При увеличении Φ_0 интервал регулирования $z_n \div z_k$ сужается.

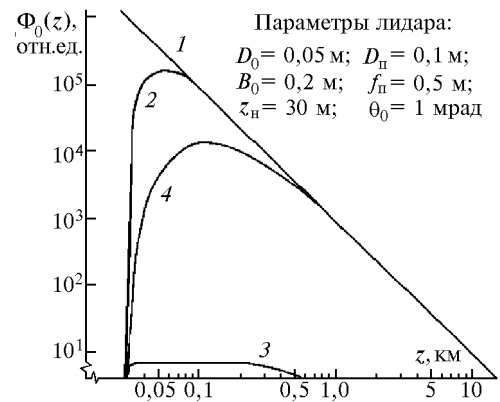


Рис. 7. Мощность потока излучения, проходящая через различные ПФ: 1 – не виньетированный прием; 2 – обычная центрированная диафрагма; 3 – диафрагма, компенсирующая z^{-2} ; 4 – регулирующая диафрагма

Представленный здесь анализ контура диафрагмы является более точным, по сравнению с [18], который был выполнен для условий пересечения конусов диаграмм направленности передающей и приемной систем в пространстве предметов. Компенсирующая z^{-2} диафрагма за счет уменьшения площади в значительной степени снижает уровень фоновых потоков излучения. Однако, начиная с расстояний $z \geq z_k$, компенсировать уменьшение поступающей мощности за счет приращения размеров диафрагмы невозможно, поскольку размер ее по оси x достигает максимальной величины, равной радиусу пятна изображения ρ_0 . Продолжающееся виньетирование потока излучения на дальностях $z > z_k$ приводит к его быстрому спаду и уменьшает энергетический потенциал лидара (рис. 7).

Для устранения данного недостатка была предложена специальная регулирующая диафрагма [30]. Она в максимальной степени виньетировывает лидарные сигналы с близких расстояний, когда их интенсивность велика, и увеличивает пропускание, по мере возрастания z таким образом, чтобы на максимальной дальности z_k оптический поток полностью проходил через диафрагму. В этом случае ее контур (рис. 8) образуется сочетанием части дуги окружности радиуса $\rho_0 = f_n \theta_0 / 2$, которая касательна к боковым сторонам диафрагмы, выполненным по кривым второго порядка. В свою очередь эти кривые касательны друг к другу и к оси симметрии диафрагмы, а точка касания кривых, описывающих боковые стороны, отстоит от центра окружности на расстоянии $h = f_n B_0 (1/z_n - 1/z_k) - \rho(z_n)$. Если z_k не стремится к бесконечности, то центр окружности радиуса ρ_0 должен быть смещен на расстояние, равное $f_n B_0 / z_k$, от оси приемного объектива. Сокращая динамический диапазон потока излучения, диафрагма сохраняет энергетический потенциал лидара (см. рис. 7). В [2] показано, что наибольшую степень виньетирования обеспечивает диафрагма с боковой стороной, образованной дугой окружности радиусом $R = (h^2 - \rho_0^2) / 2r$.

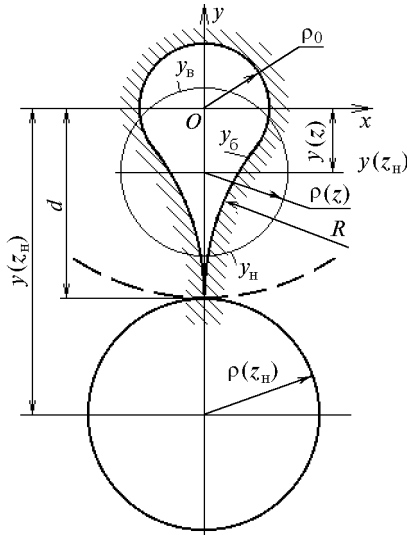


Рис. 8. Профиль виньетировующей диафрагмы

Выполненный из фотопленки и примененный для компенсации z^{-2} растр в виде оптического клина [16] обеспечивает при его размещении в фокальной плоскости объектива изменение коэффициента пропускания не более чем в 200 раз. Это обусловлено максимально достижимой

плотностью почернения фотоматериала. Поскольку пятно изображения имеет конечный диаметр $D'(z)$, то поток излучения, поступающий с дальности z , проходит одновременно через участки клина с различными коэффициентами пропускания. Поэтому точную компенсацию z^{-2} получить невозможно. Технологически изготовить оптический клин малых размеров трудно, поэтому в [16] для увеличения траектории перемещения пятна изображения использовалась база B_0 , равная 3 м, а для уменьшения размера $D'(z_n)$ величина f_n выбиралась малой.

Как и диафрагму оптимальной формы, растр, компенсирующий z^{-2} в принимаемом потоке излучения, целесообразно устанавливать в зафокальной области объектива таким образом, чтобы нормаль к его поверхности и ось симметрии располагались в плоскости, проходящей через оптические оси приемной и передающей систем [17], а его ось симметрии была наклонена к оси приемного объектива под углом α , определяемым соотношением (7). При этом в каждой точке на оси фильтра-растра изображение будет иметь минимальный диаметр (24). На рис. 9 приведена схема лидара, в котором в качестве ПФ применено плоское зеркало с переменным вдоль оси симметрии $O_1O'_1$ коэффициентом отражения $R_{\min} \leq R(z) \leq R_{\max}$ [17]. Рассеянный с расстояния z_n и прошедший без виньетирования через обычную диафрагму поток излучения падает на наиболее удаленный от диафрагмы участок зеркала с $R(z) = R_{\min}$. При возрастании z интенсивность поступающего потока излучения уменьшается, а пятно изображения перемещается по зеркалу вдоль оси $O_1O'_1$ в область с увеличивающимся значением $R(z)$. Положение участка зеркала с требуемым значением $R(z)$ на его поверхности определяется из выражения $y = B_0 f_n [R_{\max} / R(z)]^{1/2} / z_k \sin \alpha$, где y – расстояние вдоль оси $O_1O'_1$ от точки пересечения ее с фокальной плоскостью объектива. За счет того, что изображения рассеивающих объемов независимо от дальности до них располагаются в плоскости зеркала, их размеры, исходя из соотношения (24), будут минимальными. При выполнении (29) $D'_{\min}(z) = f_n \theta_0$ и перекрытие изображением участков с разными коэффициентами отражения мало. Следовательно, закон компенсации z^{-2} будет выполняться более точно, чем при установке регулирующего ПФ в фокальной плоскости. Максимальная достигаемая величина коэффициента сжатия динамического диапазона такого ПФ G меньше 96.

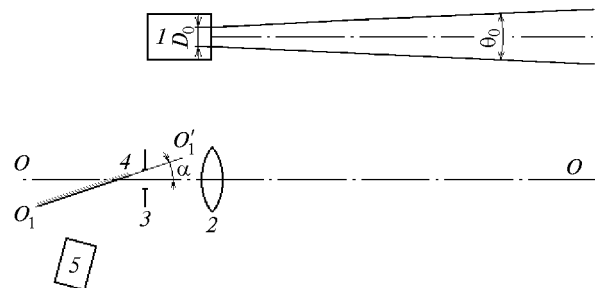


Рис. 9. Компенсирующий ПФ на основе зеркала: 1 – передающая система; 2 – приемный объектив; 3 – диафрагма; 4 – зеркало; 5 – фотодетектор

Сравнительные характеристики регулирующих ПФ по коэффициенту пропускания представлены на рис. 7. Следует отметить, что любые разъюстировки оптических осей приемо-передающей системы, а также перераспределение интенсивности излучения по пятну изображения

рассеивающего объема, вызываемое атмосферной турбулентностью или самим источником, приводят к нарушению закона компенсации z^{-2} . Поэтому регулирующие ПФ целесообразно использовать в лидарах второй группы. Кроме того, растровые ПФ (зеркала и оптические клинья) для формирования общего поля зрения приемной системы требуют дополнительного диафрагмирования фонового потока либо в фокальной плоскости объектива, либо путем наложения диафрагмы оптимальной формы на растр.

8. Диафрагмы и растры для анализа многократного рассеяния и специальные ПФ

Эффекты многократного рассеяния (МР) при зондировании оптически плотных сред (облака, дымовые шлейфы) приводят к увеличению размеров рассеивающего объема по мере вхождения лазерного импульса в облако [13, 31]. При этом из объема, охватываемого диаметром $D(z) = D_0 + \theta_0 z$, поступает однократно рассеянное излучение с некоторой долей МР. Вне этого диаметра образуется рассеянное излучение второй и более высокой кратности. При зондировании удаленных облаков выполняется условие (29), поэтому в фокальной плоскости объектива диаметр изображения, определяемый формулой (5), $D'(z) \approx 2\rho_0 = f_n \theta_0$. Используя приемную систему с несколькими полями зрения при $\theta_n > \theta_0$, проводят пространственную селекцию различных участков рассеивающего объема [12, 31–34].

Для исследования эффектов МР, с целью упрощения конструкции ПФ, целесообразно использовать коаксиальные лидары, в которых отсутствует перемещение пятна изображения в плоскости фильтра. При этом ПФ выполняются в виде круглых и кольцевых диафрагм разного диаметра, располагаемых центрированно относительно оптической оси объектива ($\gamma = 0$). Затенение центральной части диафрагмы кружком $2\rho_0$ (см. рис. 1, а, в) позволяет регистрировать на фотодетекторе только МР излучение [32]. Все ПФ можно разделить на две группы: 1) ПФ, позволяющие проводить одновременное измерение потока МР излучения в разных полях зрения, и 2) последовательные ПФ (сменные диафрагмы), в которых изменение поля зрения должно происходить за время, меньшее чем временные флуктуации среды. Требуемый диапазон изменения поля зрения $\theta_n = 0,1 \div 10$ мрад [12, 32].

В [12] рассмотрены различные типы ПФ с несколькими полями зрения для исследования МР. Один из них представляет собой устройство на основе матрицы из четырех концентрических фотодиодов с диаметрами 0,75; 2,5; 5,0 и 7,6 мм, которое установлено в фокальной плоскости объектива. Функция пропускания такого ПФ подобна изображенной на рис. 1, в при другом распределении участков с $f(x, y) = 1$ и позволяет проводить одновременные измерения МР в разных полях зрения. Вторым подобным типом ПФ является голографический элемент кольцевой формы, помещаемый в плоскость изображения и отклоняющий в первом порядке дифракции падающее под разными углами излучение на отдельные фотодетекторы. Его недостатком является малый коэффициент преобразования падающей волны в первый порядок дифракции (не более 30%). Третий тип ПФ относится к последовательным и представляет сменные жидкокристаллические круглые маски с диаметрами от 18,7 мкм до 6,11 мм, которые имеют коэффициент пропускания 42% в открытом состоянии и ослабление 10^{-5} в закрытом, управление пропусканием производится от

ЭВМ. В ПФ четвертого типа используются обычные сменные диафрагмы в виде отверстий диаметром от 76 до 9424 мкм (32 отверстия). Отверстия сделаны на периферии вращающегося диска и обеспечивают изменение угла поля зрения в диапазоне от 0,1 до 12,4 мрад при шаге изменения диаметра отверстия $\sim 17\%$.

В [13] в качестве ПФ для исследования потока излучения МР, который формируется в фокальной плоскости объектива вокруг изображения зондирующего луча диаметром $2\rho_0$, использовался перемещаемый торец световода, с помощью которого часть принимаемого потока отводилась на фотодетектор. Прямой торец моноволокна диаметром $2a_f$ играет роль отверстия диафрагмы, но при этом предельный угол падения лучей на торец волокна ограничен величиной $u = \arcsin \sqrt{n_f^2 - n_0^2}$. Этот угол составляет $10 \div 20^\circ$ в зависимости от соотношения n_f и n_0 и длины волокна [35]. Последнее необходимо учитывать при согласовании ПФ с параметрами объектива. Возможно также создание многоволоконного жгута, на одном торце которого отдельные группы волокон формируют концентрические окружности разного диаметра, а на другом – собираются в пучки, направляющие излучение с этих колец на отдельные фотодетекторы. Имея $f(x, y)$, подобную матрице концентрических фотодиодов, такой ПФ позволит одновременно измерять МР излучение в разных полях зрения.

В лидарах для измерения скорости ветра по корреляционной методике [36] требуется проводить зондирование атмосферы по нескольким направлениям, отстоящим друг от друга на угол $\sim 6 \div 7^\circ$. Для этих целей нами был создан широкоугольный объектив на основе камеры Шмидта со специальным ПФ. Последний состоял из диафрагмы с несколькими малыми отверстиями диаметром $2a_m$, установленной в фокальной плоскости объектива (рис. 10).

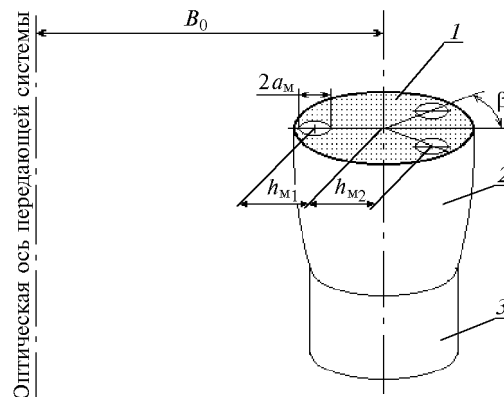












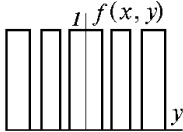





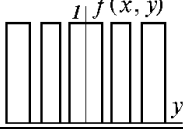
Рис. 10. Матричный ПФ: 1 – матричная диафрагма; 2 – фокус; 3 – фотодетектор

Центры отверстий смещены относительно его оптической оси на расстояния h_{m1} ($h_{m2} = h_{m1} \cos \beta$, где β – угол отклонения центра отверстия от плоскости, в которой расположены оптические оси приемной и передающей систем). Такой ПФ позволил реализовать узкие поля зрения $\theta_{п,м} = 2a_m/f_n$ для разных направлений $\gamma_m = h_m/f_n$ относительно оптической оси приемной системы. При значениях угла γ_m , составляющих несколько градусов, диаметр $2h_{m1}$ превышает входную апертуру фотодетектора, поэтому для сведения принимаемых потоков излучения на один фотодетектор применен фокус из стекла К-8, установленный за диафрагмой. Диаметры входного и выходного торцов фо-

кона равны соответственно 52 и 22 мм, а его боковая поверхность образована дугой радиуса 420 мм. Такой ПФ, при малом мгновенном угле $\theta_{п,м} = 6$ мрад, обеспечивал в

неподвижной приемной системе прием рассеянных потоков излучения, которые поступали из направлений, отстоящих одно от другого на угол $\sim 6^\circ$.

Характеристики пространственных фильтров лидаров

Тип фильтра	Вид	$f(x, y)$	Параметры	Примечание
Диафрагма	круглая 		Центрированная диаметр $2a$, смещение от фокальной плоскости $0 \div +z_0$ децентрированная диаметр $2a'$, смещение от оси h	
	согласованная 		форма определяется формой «следа» пятна изображения в плоскости установки диафрагмы	
	оптимальная 		то же	наклонена к фокальной плоскости под углом $\alpha = \arctg f_n/B_0$
	регулирующая 		интервал регулирования по дальности $z_n/z_n \leq 10$	
Световод	моноволокно 	< 1	определяются параметрами световода	предельный апертурный угол $u = \arcsin \sqrt{n_f^2 - n_0^2}$
	многоволоконный жгут 		то же	волокна из концентрических колец формируются в отдельные пучки
Растр	оптический клин пропускание 		максимальное ослабление 200 $z_n/z_n \leq 14$	
	зеркало отражение 		$z_n/z_n \leq 10$	наклонено к фокальной плоскости под углом $\alpha = \arctg f_n/B_0$
	кольцевой концентрический фотодетектор 		фоточувствительная поверхность определяет форму раstra	

9. Сравнительный анализ пространственных фильтров лидара

Рассмотренные ПФ можно разделить на три большие группы: диафрагмы, световоды и растры. Предлагаемая нами классификация ПФ, их внешний вид, координатная зависимость функции пропускания $f(x, y)$ и характерные параметры представлены в таблице.

10. Заключение

Выполненный анализ различных ПФ лидарной приемной системы, которые формируют ее поле зрения, основан на построении изображения рассеивающего объема в месте расположения ПФ и определении функции пропускания последнего. Это позволило рассмотреть все особенности работы ПФ различного назначения с единых позиций. Рассмотрен перечень основных характеристик и критериев эффективности ПФ. Определена форма согласованных и опти-

мальных диафрагм для биаксиальных лидаров, которые повышают отношение сигнал-фон. Проведено сравнение диафрагм и растр, предназначенных для регулируемого виньетирования пропускаемого потока излучения в заданном интервале дальностей. Рассмотрены различные ПФ лидаров для измерения многократного рассеяния и для определения скорости ветра по корреляционной методике.

1. Абрамочкин А.И., Тихомиров А.А. // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 8. С. 899–908.
2. Тихомиров А.А. // Измерение оптико-метеорологических параметров атмосферы с использованием лазерного излучения. Томск: ИОА СО АН СССР, 1980. С. 106–113.
3. Тихомиров А.А. // Тез. докл. IV Всесоюз. симп. по лазерному зондированию атмосферы. Томск: ИОА СО АН СССР, 1976. С. 301–304.
4. Абрамочкин А.И., Даничкин С.А., Тихомиров А.А. // Тез. докл. V Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Ч. IV. Томск: ИОА СО АН СССР, 1978. С. 60–62.

5. *Holldorson T., Langerholm J.* // *Appl. Opt.* 1978. V. 17. N 2. P. 240–244.
6. *Harms J., Lahmann W., Weitkamp C.* // *Appl. Opt.* 1978. V. 17. N 7. P. 1131–1135.
7. *Harms J.* // *Appl. Opt.* 1979. V. 18. N 10. P. 1559–1566.
8. *Даничкин С.А., Самохвалов И.В.* // *ОМП.* 1979. № 5. С. 5–8.
9. *Даничкин С.А., Кучевская Т.М., Тихомиров А.А.* // Тез. докл. VII Всесоюз. симп. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Ч. II. Томск: ИОА СО АН СССР, 1982. С. 204–207.
10. *Абрамочкин А.И., Тихомиров А.А.* // Аппаратура и методики дистанционного зондирования параметров атмосферы. Новосибирск: Наука, 1980. С. 19–29.
11. *Carswell A.I., Pal S.R.* // *Appl. Opt.* 1980. V. 19. N 24. P. 4123–4126.
12. *Roy G., Bissonnette L., Bastille Cr.* // *Abstracts 19-th Intern. Laser Radar Conf.* 1998. P. 2. P. 767–770.
13. *Werner C., Streicher J., Herrmann H., Dahn H.* // *Opt. Eng.* 1992. V. 31. N 8. P. 1731–1745.
14. *Аришинов Ю.М., Бобровников С.М., Сериков Н.Б. и др.* // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. N 3. С. 353–359.
15. *Аришинов Ю.М., Бобровников С.М., Даничкин С.А.* // Вопросы дистанционного зондирования атмосферы. Томск: ИОА СО АН СССР, 1975. С. 150–153.
16. *Горишков В.С., Еремин В.И., Ламден К.С. и др.* // Тезисы докладов IV Всесоюз. симпоз. по лазерному зондированию атмосферы. Томск: ИОА СО АН СССР, 1976. С. 101–102.
17. *А.с. СССР № 1065743.* С.А. Даничкин, В.Н. Маричев, А.А. Тихомиров. Б.И. 1984. № 1. МКИ G01 N 21/01.
18. *Метлицкий Б.И., Чаянова Э.А.* // *Труды ЦАО.* 1977. Вып. 130. С. 81–89.
19. *Northend C.A., Honey R.C., Evans W.E.* // *Rev. Sci. Instr.* 1966. V. 37. N 4. P. 393–400.
20. *Апенко М.И., Дубовик А.С.* *Прикладная оптика.* М.: Наука, 1971. 392 с.
21. *ГОСТ 7427-76.* Геометрическая оптика. Термины, определения и буквенные обозначения. М.: Госстандарт, 1984.
22. *Разенков И.А., Андреев Ю.М., Шеффер Н.А.* // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. N 10. С. 1423–1427.
23. *Sasano Y. et al.* // *Appl. Opt.* 1979. V. 18. N 23. P. 3908–3910.
24. *Абрамочкин А.И., Тихомиров А.А.* // Проблемы дистанционного зондирования атмосферы. Томск: ИОА СО АН СССР, 1976. С. 21–32.
25. *Скрелин А.Л., Иванов А.П., Калинин И.И.* // *Изв. АН СССР. Сер. ФАО.* 1970. Т. 6. № 9. С. 889–899.
26. *Савиных В.П., Саломатин В.А.* Опτικο-электронные системы дистанционного зондирования. М.: Недра, 1995. 315 с.
27. *Применение методов Фурье-оптики* / Под ред. Г. Старка; Пер. с англ. / Под ред. И.Н. Компанца. М.: Радио и связь, 1988. 536 с. (*Application of Optical Fourier Transforms* / Ed. H. Stark. New York, Academic Press, 1982).
28. *Кауль Б.В.* // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 2. С. 211–215.
29. *Тихомиров А.А.* // Тезисы докл. VII Всесоюз. симпоз. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Томск: ИОА СО АН СССР, 1982. С. 169–172.
30. *А.с. СССР № 676962.* С.А. Даничкин, А.А. Тихомиров. Б.И. 1979. № 28. МКИ G01 W 1/00.
31. *Лазерное зондирование индустриальных аэрозолей* / Под ред. М.В. Кабанова. Новосибирск: Наука, 1986. 188 с.
32. *Allen R.J., Platt C.M.R.* // *Appl. Opt.* 1977. V. 16. N 12. P. 3193–3199.
33. *Абрамочкин А.И., Занин В.В., Пеннер И.Э. и др.* // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 2. С. 92–96.
34. *Pal S.R., Carswell A.I.* // *Appl. Opt.* 1985. V. 24. N 12. P. 3464–3471.
35. *Капани Н.С.* Волоконная оптика. Принципы и применения / Пер. с англ. М.: Мир, 1969. 464 с. (N.S. Kapany. *Fiber optics. Principles and application.* New York, Academic Press, 1967).
36. *Матвиенко Г.Г., Аришинов Ю.Ф., Гришин А.И. и др.* // Труды 11-го симпоз. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Томск: ИОА СО РАН, 1993. С. 130–136.

A.I. Abramochkin, A.A. Tikhomirov. **Optimization of Lidar Receiving System. 2. Spatial Filters.**

An operation of spatial filters (SF) of various types is observed from the viewpoint of unified position about constructing the scattering volume image and its transmission through spatial filter of a lidar. As the SFs, determining the angular field of the receiving system, the diaphragms of various types and rasters have been treated. A list of the SF main characteristics and efficiency criteria is presented. A form of matched size and optimal diaphragms, increasing the ratio signal/noise is found. The diaphragms and rasters intended for controllable vignetting of the transmitted radiation flow within given ranges are compared. Various types of the lidar SFs are observed in the view of their application to multiple scattering measurement and so on.