

АППАРАТУРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

УДК 551.501

А.В. Ельников, В.В. Зуев, В.Н. Маричев

ВЛИЯНИЕ И УЧЕТ ИМПУЛЬСОВ ПОСЛЕДЕЙСТВИЯ ФЭУ В ЛИДАРНЫХ СИГНАЛАХ АЭРОЗОЛЬНОГО И МОЛЕКУЛЯРНОГО РАССЕЯНИЯ

Исследуется вклад импульсов последействия ФЭУ в результирующий лидарный сигнал. В лабораторных условиях проведена попытка определения функции распределения ИП на основе импульсно-переходной характеристики ФЭУ. В экспериментах по вертикальному зондированию атмосферы продемонстрировано искажение лидарных сигналов импульсами последействия в зависимости от дистанции и частоты посылок лазерных импульсов. Показано воздействие ИП на восстановление параметра отношения рассеяния. Предложены методики аппаратурной и аналитической коррекции лидарных сигналов на импульсы последействия.

Введение

Наиболее чувствительным приемником излучения в видимом и УФ-диапазоне длин волн является фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), который используется для регистрации сигналов обратного рассеяния в лидарных системах. Как всякому электронному прибору, ему присущи собственные дробовые шумы. Так, в режиме регистрации «счет фотонов» появляется дополнительный шум за счет так называемых импульсов последействия (ИП) [1]. Последние возникают как результат воздействия на ФЭУ регистрируемого светового потока спустя некоторое время после его начала. Вклад по отношению к самой засветке мал и составляет $\sim 10^{-3}$. Однако при регистрации лидарных сигналов, имеющих большой динамический диапазон, вклад ИП становится ощутимым по отношению к эхосигналам с дальних участков зондирования, величина которых может быть на $10^3 - 10^5$ меньше эхосигналов с начала трассы. Поэтому учет добавки ИП в регистрируемый лидарный сигнал необходим при восстановлении искомого атмосферного параметра, особенно с больших расстояний.

Известны несколько аналитических и аппаратурных методов, учитывающих или заметно уменьшающих количество импульсов последействия: корректный учет и вычитание ИП из зарегистрированного сигнала, оптико-механическая защита и электронное стробирование ФЭУ [2, 3, 4]. Применение их в каждом конкретном случае требует соответствующей экспериментальной и методической проработки.

В данной статье рассматривается возможность применения двух известных методов, уменьшающих влияние ИП на примере высотного лидара [5], приводятся экспериментальные результаты по исследованию самих ИП и их влияния, например, на величину восстанавливаемого параметра отношения рассеяния:

$$R(H) = 1 + \beta_{\pi}^a(H)/\beta_{\pi}^m(H), \quad (1)$$

где β_{π}^a — коэффициент обратного аэрозольного рассеяния; β_{π}^m — коэффициент обратного молекулярного рассеяния. Кроме того, описывается способ оценки ИП на основе экспериментально полученных данных, предположения об отсутствии аэрозоля на каком-либо участке трассы зондирования и соответствующих регрессионных соотношений.

1. Учет ИП на основе импульсно-переходной характеристики ФЭУ

Заслуживает внимания достаточно простая и эффективная методика учета ИП, представленная, например, в [3]. Скорректированный на ИП эхосигнал для отдельного строба определяется согласно формуле:

$$X(K) = Y(K) - \sum_{M=0}^{K-1} H(K-M) \cdot Y(M) \quad K = 1, 2, 3, 4 \dots N, \quad (2)$$

где N — количество временных интервалов (стробов); $X(K)$ — скорректированный на ИП эхосигнал; $Y(K)$ — зарегистрированный эхосигнал; $H(K-M)$ — импульсно-переходная характеристика ФЭУ (ИПХ).

ИПХ является экспериментально определяемой функцией, приведенной к одному зарегистрированному отсчету. Для каждого конкретного образца ФЭУ она своя. Ее измерения для ФЭУ-130, используемого в лидаре [5], проводились в последовательности: запускался счетчик фотонов, затем с некоторой задержкой лазер. Лазерное излучение попадало на диффузно-рассеивающий экран и через диафрагму переменного диаметра (для получения различного уровня засветок ФЭУ) на приемную систему лидара и затем на ФЭУ.

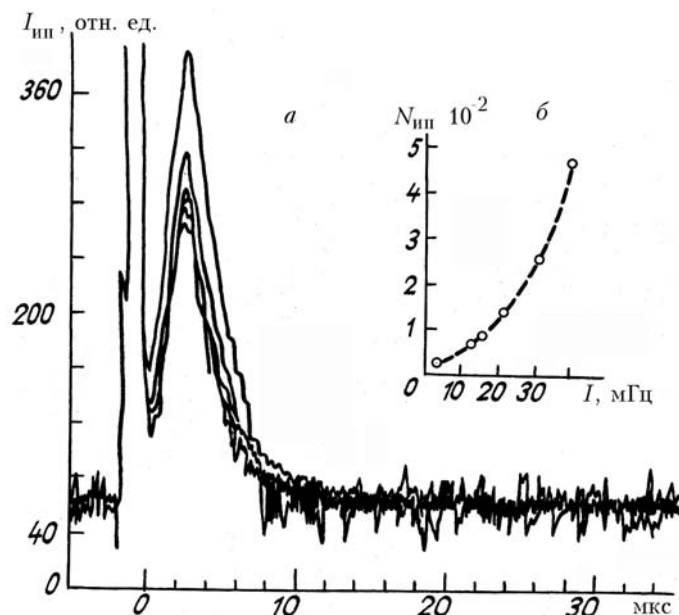


Рис. 1. Определение импульсно-переходной характеристики ФЭУ от засветки лазерным импульсом: *a* – временное распределение интенсивности ИП; *б* – зависимость суммарного количества ИП от интенсивности засветки

Результаты экспериментального определения ИПХ для засветок длительностью 200 нс (длина импульса излучения лазера) и интенсивностями 2,6–36 мГц представлены на рис. 1. Оказалось, что импульсно-переходные характеристики для разных уровней засветок одного и того же ФЭУ существенно отличаются. При этом наблюдается следующее: при увеличении интенсивности удлиняется время, в течение которого проявляются ИП и увеличивается их количество как суммарное, так и для отдельных моментов времени. Зависимость суммарного количества ИП от интенсивности засветки представлена на рис. 1, б. Построенная по имеющимся точкам с помощью регрессионного анализа функциональная зависимость имеет вид:

$$N_{ИП} = 0,002 \cdot e^{0,08 \cdot I}, \quad (3)$$

где $N_{ИП}$ – интенсивность ИП, мГц; I – интенсивность засветки, мГц.

Естественно, что существующая зависимость количества ИП от интенсивности засветки значительно усложняет задачу корректного учета ИП.

Кроме того, видно, что ИПХ имеет значимые величины только на ограниченном временном интервале 20 мкс. Приводимые в других работах ИПХ [5, 6], также ограничены во времени ([5] – 6 мкс, [6] – 12 мкс). Если это так, то ИП от ближней зоны (с мощной засветкой) никак не должны влиять на дальний участок трассы зондирования, потому что по времени они разнесены гораздо больше, чем 20 мкс. Но измерения вертикальной стратификации аэрозоля, проводимые авторами с 1986 года на лидаре [5], указывают на присутствие избыточного количества сигнальных импульсов на конце трассы зондирования, обусловленных ИП. Экспериментальное подтверждение этого вывода будет дано ниже.

Такое несоответствие можно объяснить только тем, что учет и коррекция на ИП сигнала в виде формулы (2) не полностью отражают реальный механизм возникновения ИП на ФЭУ. Сомнений не вызывает их применимость на ограниченных временных интервалах, где определена ИПХ. Но целесообразность применения данной процедуры для каждого конкретного лидара необходимо рассматривать отдельно. Так, для лидара [5] максимальная интенсивность потока < 10 мГц. Это вызывает, согласно формуле (3), появление такого количества ИП, которое составляет менее 0,5% по отношению к самому сигналу.

2. Оптико-механическая защита ФЭУ

Невозможность корректного учета ИП при помощи методики, рассмотренной выше, привела к решению использовать метод оптико-механической защиты ФЭУ. Результатом аппаратурной прора-

ботки данного вопроса явилось создание электромеханического затвора, функциональная часть которого, играющая роль защиты, была выполнена в виде диска с вырезанными секторами. Оставшиеся непрозрачные секторы диска перекрывали поле зрения ФЭУ в момент прихода засветки от ближнего участка трассы зондирования. Они позволяли осуществлять генерацию импульса на запуск лазера с соответствующей задержкой, определяемой необходимым диапазоном перекрытия ближней зоны. Затвор позволял менять зону перекрытия и интервале $0 \div 24$ км, а запуск лазера осуществлять с частотой $0 \div 1,1$ кГц. При этом имелась возможность переключать его в режим реверса, т. е. пропускать сигнал от ближней зоны и перекрывать дальнюю.

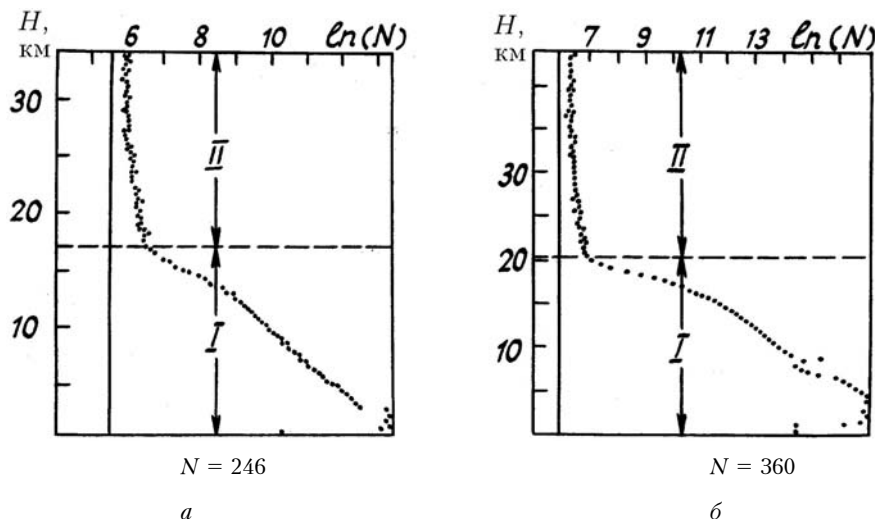


Рис. 2. Проявление ИП в лидарных сигналах от сплошной облачности (а) и чистой атмосферы (б)

Использование затвора в режиме реверса позволило в натуральных экспериментах наблюдать ИП, искажающие лидарный сигнал на конце трассы зондирования. На рис. 2 представлены зарегистрированные сигналы для двух различных атмосферных ситуаций: рис. 2, а — сплошная облачность ниже 4 км, рис. 2, б — довольно чистая атмосфера с тонкими перистыми облаками на высоте 8–9 км. Оба профиля, для наглядности, разделены на две части. Первая часть (I) включает ближний участок трассы зондирования и участок перекрытия лопастью диска поля зрения лидара, вторая (II) — участок полного перекрытия поля зрения лидара. Наблюдаемый при этом спадающий сигнал: рис. 2, а — от 17 и выше, рис. 2, б — от 20 и выше, представляет собой ИП, индуцированные мощной засветкой от ближней зоны. Количество их постепенно уменьшается, но на конце трассы все равно представляет значительную величину, существенно превышающую темновой ток ФЭУ. С учетом спада полезного сигнала пропорционально $\beta_p(H)/H^2$ их доля в регистрируемом сигнале значительно возрастает (рис. 3). Эта приводит к ложному увеличению восстанавливаемого параметра R с ростом высоты H .

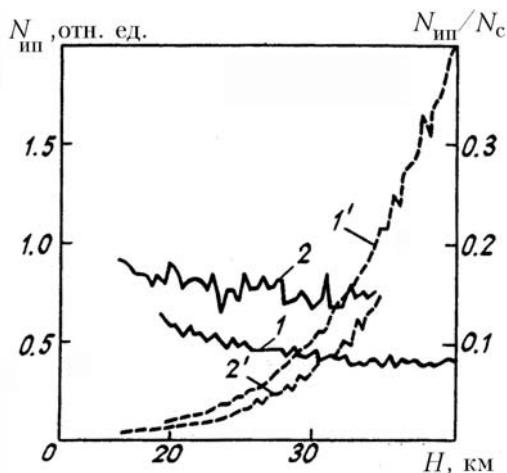


Рис. 3. Распределение вклада ИП по трассе вертикального зондирования: 1, 2 — импульсы последствие, 1', 2' — скорректированные на коэффициент обратного рассеяния и квадрат расстояния

Поиск универсальной эмпирической зависимости количества ИП от поступающего сигнала оказался безрезультатным. Вероятнее всего потому, что эта зависимость является сложной функцией

ряда параметров, определяемых режимом работы ФЭУ, энергетикой лазера и атмосферной ситуацией. Поэтому ее определение требует проведения более тщательных экспериментов. Тем не менее было установлено следующее: количество ИП на участке трассы, где они вносят наибольшее искажение, можно представить в виде двух слагаемых: постоянной величины N_0 и переменной части $\tilde{N}(H)$, уменьшающейся с высотой H . Причем отношение $\tilde{N}(H)/N_0$ довольно хорошо сохраняется от измерения к измерению. Это позволило по результатам имеющихся независимых соотношений получить для диапазона высот 16÷40 км следующую зависимость:

$$\frac{\tilde{N}(H)}{N_0} = 4,7 \cdot \exp(-0,13 \cdot H).$$

Для полного числа импульсов последствия $N(H)$ формула примет вид:

$$N_{\text{ип}}(H) = N_0[1 + 4,7 \exp(-0,13 \cdot H)]. \quad (3)$$

Дальнейшие экспериментальные исследования ИП при различных режимах генерации лазера позволили выявить их зависимость от частоты посылок лазерных импульсов (рис. 4). Это выражается в различном по значению ложном увеличении отношения рассеяния $R(H)$ на высотах более 20 км. Так, для частоты 3 кГц (рис. 4, а), ИП начинают сказываться примерно с высоты 20 км и по мере продвижения вверх их вклад в реальный эхосигнал растет, так же как на рис. 3. При частоте посылок 2 кГц (рис. 4, б) ложное увеличение R наблюдается примерно с 27 км, а величина R на хвосте трассы зондирования существенно меньше, чем в предыдущем случае. Что касается зондирования с частотой 1 кГц (рис. 4, в, г), то в этом случае ход вертикального профиля отношения рассеяния R гораздо ближе к реальному, чем в предыдущих случаях, представленных на рис. 4, а, б. Таким образом, при увеличении интервала времени между посылками лазерных импульсов (уменьшение частоты) можно добиться значительного снижения количества импульсов последствия.

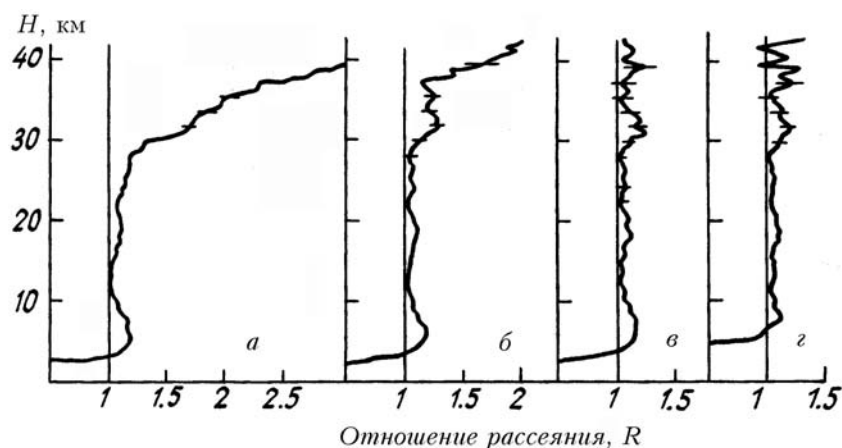


Рис. 4. Влияние ИП на восстановление профиля отношения рассеяния: а – 3 кГц; б – 2 кГц; в – 1 кГц; г – 1 кГц с отсечкой сигнала от ближней зоны затвором

Идентичность в ходе отношения рассеяния R для частоты 1 кГц как с отсечкой ближней зоны (рис. 4, г), так и без нее (рис. 4, в), с увеличением R до значений $\approx 1,2$ на высотах более 30 км, обусловленным наличием ИП, наблюдается не всегда. Чаще всего применение электромеханического затвора уменьшает ИП до такой величины, что вклад их в эхосигнал на дальнем участке трассы зондирования становится не заметен. Это происходит при величине зоны перекрытия более 10 км.

Однако использование данного метода защиты ФЭУ в случае лидара с большой частотой посылок лазерных импульсов не совсем, выгодно, так как уменьшает диапазон зондируемых высот, а ограничение частоты посылок до 1 кГц увеличивает время накопления статистически обеспеченного профиля. Происходит искусственное занижение потенциальных возможностей лидара, что особенно не эффективно для лидара, работающего в режиме дежурных измерений. Поэтому рациональнее избавляться от влияния ИП на стадии обработки лидарных сигналов.

3. Восстановление отношения рассеяния по участку калибровки

Из представленных экспериментальных результатов видно, что уравнение локации необходимо записывать в виде

$$N(H) = \frac{C_{\text{рп}}^2(H) T^2(H)}{H^2} + N_{\text{ф}} + N_{\text{ип}}(H), \quad (4)$$

где H — высота; $N(H)$ — регистрируемый эхосигнал; C — аппаратная константа; $\beta_{\pi}(H)$ — полный коэффициент обратного рассеяния; $T(H)$ — прозрачность атмосферы; N_{ϕ} — фоновый сигнал; $N_{н.п}(H)$ — импульсы последствия.

В дальнейшем для упрощения формулы (4) N_{ϕ} — опустим, так как эта величина определяется из натуральных измерений.

Поделив (4) на коэффициент обратного молекулярного рассеяния $\beta_{\pi}^M(H)$, определяемый из метеоданных [5], и расписав $T(H)$ через молекулярную T_M и аэрозольную T_a составляющие:

$$T_M(H) = \left[-\frac{1}{g_M} \int_0^H \beta_{\pi}^M(z) dz \right];$$

g_M — молекулярное лидарное отношение

$$T_a(H) = \exp \left[-\int_0^{h^*} \alpha_a(z) dz \right] \cdot \exp \left[-\int_{h^*}^H \alpha_a(z) dz \right],$$

где α_a — полный коэффициент аэрозольного рассеяния, получим уравнение (4) в виде

$$\begin{aligned} \frac{N(H) \cdot H^2}{\beta_{\pi}^M T_M^2(H)} = C \cdot \exp \left[-2 \int_0^{h^*} \alpha_a(z) dz \right] \cdot \exp \left[-2 \int_{h^*}^H \alpha_a(z) dz \right] \cdot R(H) + \\ + \frac{N_0 [1 + 4,7 \cdot \exp(-0,13 \cdot H)] \cdot H^2}{\beta_{\pi}^M(H) \cdot T_M^2(H)}. \end{aligned} \quad (5)$$

При этом точку h^* выбираем на такой высоте, где вклад полного коэффициента аэрозольного рассеяния в прозрачность атмосферы при дальнейшем увеличении высоты пренебрежимо мал, т.е.

$$\exp \left[-2 \int_{h^*}^H \alpha_a(z) dz \right] = 1.$$

Подобное равенство с достаточно хорошей точностью выполняется для высот $h^* > 25$ км. Это аргументируется тем, что относительный вклад аэрозоля в стратосферный воздух для обычных условий, как за счет естественного образования, так и вследствие выноса из тропосферы для высот $H > 25$ км существенно меньше молекулярной части, а при дальнейшем увеличении высоты уменьшается еще больше [7, 8]. В вертикальном лазерном зондировании вклад аэрозольного рассеяния в полное обратное рассеяние для видимого диапазона длин волн еще меньше из-за меньшей величины индикатрисы рассеяния. Поэтому для высот $h^* > 30$ км с большим основанием можно считать, что $R(H) \approx 1$.

С учетом этих допущений формулу (5) можно записать как:

$$S(H) = C_0 + N_0 F(H) \quad \text{для } h^* \leq H \leq H_{\max}, \quad (6)$$

где

$$S(H) = \frac{N(H) \cdot H^2}{\beta_{\pi}^M(H) \cdot T_M^2(H)}; \quad (7)$$

$$C_0 = C \cdot \exp \left[-2 \int_0^{h^*} \alpha_a(z) dz \right]; \quad (8)$$

$$F(H) = \frac{[1 + 4,7 \exp(-0,13 \cdot H)] \cdot H^2}{\beta_{\pi}^M(H) \cdot T_M^2(H)}, \quad (9)$$

H_{\max} — высота, на которой достаточно высока точность регистрируемого сигнала.

В данной формуле неизвестные константы C_0 и N_0 связаны линейной зависимостью. Следовательно, применяя элементы регрессионного анализа, эти константы можно определить, согласно [9, 10], как

$$N_0 = \frac{\sum_{i=1}^{\kappa} (F(H) - \bar{F})(S(H) - \bar{S})}{\sum_{i=1}^{\kappa} (F(H) - \bar{F})^2},$$

$$C_0 = \bar{S} - N_0 \bar{F};$$
(10)

где κ – число стробов, укладываемых на интервале $(h^* \div H_{\max})$; \bar{S}, \bar{F} – средние значения соответствующих величин на указанном интервале.

Точность определения этих констант выражается через среднеквадратическое отклонение (δ^2) $S(H)$ и $F(H)$ от заданной прямой

$$\delta^2 = \frac{\sum_{i=1}^{\kappa} (S(H) - \bar{S})^2 - N_0^2 \sum_{i=1}^{\kappa} (F(H) - \bar{F})^2}{(\kappa - 2)}$$
(11)

как

$$(\delta N_0)^2 = \frac{\delta^2}{\sum_{i=1}^{\kappa} (F(H) - \bar{F})^2}; \quad (\delta C_0)^2 = \delta^2 \left\{ \frac{1}{2} + \frac{F^2}{\sum_{i=1}^{\kappa} (F(H) - \bar{F})^2} \right\}^{-1}.$$
(12)

Возвращаясь к формуле (5) и группируя ее соответствующим образом, получим:

$$R(H) \exp \left(-2 \int_{h^*}^H \alpha_a(z) dz \right) = \frac{\{N(H) - N_0 F(H)\} \cdot H^2}{C_0 \beta_m^m(H) \cdot T_m^2(H)} \equiv B(H),$$
(13)

Выражение (13) в конечном итоге сводится к уравнению:

$$T_a^2(h^*, H) - \frac{g_a(H)}{2\beta_m^m(H)} \frac{dT_a^2(h^*, H)}{dH} = B(H),$$
(14)

где $g_a(H)$ – аэрозольное лидарное отношение.

Решение данного уровня подробно рассмотрено в [11], а $R(H)$ выражается как

$$R(H) = \frac{B(H)}{T_a^2(h^*, H)}.$$
(15)

Среднеквадратическая ошибка определения $R(H)$ при малости ковариация между переменными, определяющими $R(H)$ согласно [12], имеет вид

$$[\delta R(H)]^2 = \left(\frac{\partial R(H)}{\partial N} \right)^2 [\delta N]^2 + \left(\frac{\partial R(H)}{\partial N_0} \right)^2 [\delta N_0]^2 + \left(\frac{\partial R(H)}{\partial C_0} \right)^2 [\delta C_0]^2,$$
(16)

где $[\delta N]^2$ – среднеквадратическая ошибка определения $N(H)$, которая для пуассоновского потока равна самой величине $N(H)$; $[\delta N_0]^2$, $[\delta C_0]^2$ – среднеквадратические ошибки вычисления N_0 и C_0 , определяемые согласно (12).

При этом относительная ошибка равна:

$$\frac{\delta R(H)}{R(H)} = \sqrt{\frac{N(H)}{[N(H) - N_0 F(H)]^2} + \frac{(\delta N_0)^2 \cdot F(H)}{[N(H) - N_0 F(H)]^2} + \frac{(\delta C_0)^2}{C_0^2}}.$$
(17)

Рассчитанные по указанной и обычной [5] методикам из одних и тех же экспериментальных данных профили представлены на рис. 5. Видно, что дополнительный неучтенный член $N_{н.п.}(H)$ в уравнении (4) при обычной методике приводит к существенному искажению профиля на тех высотах, где становится сравнимым с $N(H)$.

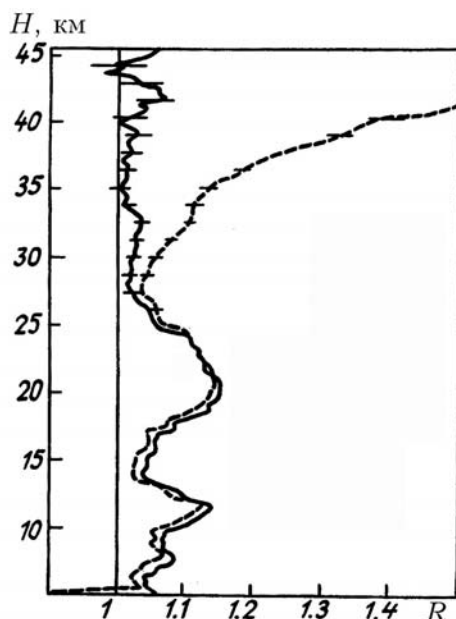


Рис. 5. Восстановление отношения рассеяния по методикам с учетом (сплошная кривая) и без учета (штриховая) импульсов последействия

В завершение данного раздела необходимо отметить, что достаточно малые значения отношений $\tilde{N}(H)/N_0$ для дальней и $N_{н.п}(H)/N(H)$ для ближней зон позволяют пренебречь переменной частью и получить такой же профиль, что и на рис. 5, изображенный сплошной линией. При этом поиск N_0 можно вести методом подбора, опираясь на те же рассуждения, что приведены выше. Это применялось при обработке экспериментальных данных, полученных на лидаре [5] при восстановлении отношения рассеяния.

Заключение

В статье описана методика учета ИП на основе импульсно-переходной характеристики ФЭУ, сделана попытка ее применения при зондировании вертикального распределения аэрозоля средней стратосферы; В натуральных экспериментах показано наличие импульсов последействия в лидарных эхосигналах и их влияние при восстановлении отношения рассеяния $R(H)$. Экспериментально обнаружена зависимость количества ИП от частоты посылок лазерных импульсов. Описана методика калибровки по участку трассы зондирования с применением элементов регрессионного анализа.

1. Ветохин С.С., Гулаков И.Р., Перцев А.Н. и др. Одноэлектронные фотоприёмники. М.: Энергоатомиздат, 1986. 160 с.
2. Абрамочкин А.И., Нолле П.М., Тихомиров А.А. //Измерительные приборы для исследования параметров приземных слоёв атмосферы. Томск, 1977. С. 152–156.
3. Аршинов Ю.Ф., Бобровников С.М., Надеев А.И., Шелевой К.Д. //Тезисы докл. VIII Всесоюз. симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Ч. II. Томск: ИОА СО АН СССР, 1984. С. 280–282.
4. Iikura Y., Sugimoto N., Sasano Y., Shimzu H. //Appl. Opt. 1987. V. 2b. № 24. P. 5299–5306.
5. Ельников А.В., Маричев В.Н., Шелевой К.Д., Шелефонтьук Д.И. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 4. С. 117–123.
6. Стоянов Д.В., Дончев А.К., Коларов Г.В., Мицель Ц.А. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 4. С. 109–116.
7. Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1986. 256 с.
8. Асатуров М.Л., Будько М.И., Винников К.Я. и др. Вулканы, стратосферный аэрозоль и климат Земли. Л.: Гидрометеониздат, 1986. 256 с.
9. Дьяконов В.П. Справочник по алгоритмам и программам на языке Бейсик для персональных ЭВМ. М.: Наука, 1987. 239 с.
10. Гришин В.К., Живописцев Ф.А., Иванов В.А. Математическая обработка и интерпретация физического эксперимента. Изд-во МГУ, 1988. 387 с.
11. Ельников А.В., Кавкьянов С.И., Креков Г.М., Маричев В.Н. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 9. С. 537–540.
12. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с.

A.V. El'nikov, V.V. Zuev, V.N. Marichev. Account for PMT's Afterpulsing Influence on Lidar Returns due to Aerosol and Molecular Light Scattering.

The paper deals with the study of PMT's afterpulse noise into the total lidar return signal. An attempt is described to determine the distribution function of PMT's afterpulses in laboratory conditions based on the use of PMT's pulse transient function approach. Using the data of lidar sensing of the atmosphere along vertical paths the distortions of lidar returns due to PMT's afterpulsing are obtained as functions of the sensing range and repetition frequency of sounding pulses. The effect of the afterpulses on the restored scattering ratio profile is revealed.

Techniques for the instrumental and analytical corrections for PMT's afterpulsing noise are suggested.