

Диагностика короткоживущих аэрозольных скоплений при помощи самолетных лидаров

А.С. Гурвич, В.А. Куликов*

*Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН
119017, г. Москва, Пыжевский пер., 3*

Поступила в редакцию 17.02.2016 г.

Рассмотрена диагностика аэрозольных скоплений по лидарным измерениям с борта самолета при зондировании вперед по курсу полета. На численных моделях продемонстрирована возможность наблюдения временной эволюции короткоживущих (от нескольких до десятков секунд) аэрозольных скоплений с горизонтальными размерами от сотен метров до нескольких километров. Показано, что, в отличие от наблюдений с неподвижным зондирующим лазерным пучком, анализ эволюции скоплений на основе таких измерений возможен без привлечения дополнительных гипотез о пространственно-временной структуре скопления.

Ключевые слова: самолетный лидар, аэрозоль; airborne lidar, aerosol.

Введение

Лидарное зондирование [1–3] активно используется для диагностики состава атмосферы, ее плотности, свойств, скорости ветра и характеристик турбулентности. Лидарное измерение вертикальных профилей локальных свойств атмосферы широко распространено в современной практике исследования атмосферы. Лидары особенно эффективны в вопросах обнаружения малых концентраций аэрозолей. Для наблюдаемых примесей в атмосфере характерно образование скоплений тех или иных ее составляющих. Хорошо известными процессами являются, например, формирование и диссипации различных типов облачности. Образование и диссипация скоплений атмосферного аэрозоля подчиняются тем же правилам. К числу возможных механизмов образования скоплений аэрозоля относится, прежде всего, то, что связано с конденсацией влаги воздуха. Кластеризация пассивной примеси в турбулентной атмосфере [4] должна способствовать образованию скоплений ранее возникших частиц аэрозоля. В настоящей статье мы рассмотрим вопросы применения лидаров к изучению образования и эволюции скоплений атмосферного аэрозоля.

В метеорологии наибольшее распространение получили лидарные системы, предназначенные для изучения вертикальных профилей температуры, состава атмосферы и т.п. Однако при изучении эволюции скоплений, протяженных в горизонтальном направлении, с помощью неподвижно расположенной системы лазерного зондирования возникают определенные проблемы из-за переноса их ветром. Возможности лидарных исследований существенно расши-

ряются при проведении их с подвижной платформы – с борта самолета, в частности. Зондирование атмосферы лидаром, установленным на борту самолета, проведенное в рамках проекта DELICAT [5], осуществлялось в направлении полета. На прямолинейных участках полета, проходившего с постоянной скоростью u_0 на постоянной высоте, это давало возможность наблюдать эволюцию выбранного скопления аэрозоля в течении времени L_{\max}/u_0 , где L_{\max} – максимальная дистанция зондирования. Такое время может составлять от полутора минут и больше, в зависимости от мощности лидара и скорости самолета. На приведенном в [5] графике (рис. 22, б) при значениях оси абсцисс около 220–250 км на общем фоне наблюдавшегося лидарного отклика в условиях ясного неба хорошо заметны два локализованных сигнала продолжительностью 20–30 с с амплитудой, вдвое превышающей молекулярное рассеяние. Анализ поляризации откликов показывает, что их появление иначе, чем лидарным отображением короткоживущих аэрозольных скоплений, объяснить не удается. Характерные времена удвоения/уменьшения размеров микронных и субмикронных водяных капель аэрозоля в воздухе за счет конденсации/испарения составляют от нескольких до десятков секунд [6]. Эти времена зависят от значений давления, температуры и относительной влажности воздуха. Предметом настоящей статьи является моделирование лидарных наблюдений эволюции аэрозольных скоплений, проводимых с борта самолета. Самолет летит по прямой на постоянной высоте, зондирующий лазерный пучок направлен по курсу полета. Для простоты игнорируем сферичность атмосферы.

В разделах 1 и 2 обсуждаются свойства лидарного отклика от единичного зондирующего импульса при учете слабого влияния на него молекулярного

* Александр Сергеевич Гурвич (gurvich@ifaran.ru); Виктор Алексеевич Куликов (vkulik@mail.ru).

рассеяния в воздухе в первом приближении теории многократного рассеяния [7]. В разделе 3 рассматривается эволюция скоплений аэрозоля, характерные времена и дистанции, необходимые для ее наблюдения.

1. Наблюдаемый лидарный отклик рассеяния в атмосфере

Рассмотрим для простоты сигнал рассеяния от одного зондирующего импульса длительностью τ , измеряемый приемником без учета шума. Пусть зондирование проводится в направлении полета и самолет летит по прямой на постоянной высоте. В таком случае, так как $u_0 \ll c$, где c — скорость света, самолет можно считать покоящимся в течение времени $2L/c$, где L — расстояние от самолета до середины рассеивающего объема. Пусть ось Ox декартовой системы координат совпадает с трассой полета. Рассеивающие свойства атмосферы в направлении назад определены двумя функциями: плотностью рассеивателей $\rho(x, t)$ и сечением обратного рассеяния $\sigma_B(x, t)$. Для произвольной формы зондирующего импульса, комплексная огибающая которого задана выражением $U_i(t - t_0)$, где t_0 — момент излучения импульса, регистрируемый приемником сигнал обратного рассеяния $I(R, t)$ в произвольный момент t дается выражением [7]:

$$I(R, t) = AE_0 \int_{R_1}^{R_2} \frac{\rho(R', (t - t_0) - R'/c) \sigma_B(R', t - R'/c)}{R^2} \times |U_i(t - R'/c)|^2 \exp[-2\Gamma(R', t)] dR', \quad (1)$$

где $R = (R_1 + R_2)/2$ — положение середины рассеивающего объема вдоль трассы полета, $R_1 = c(t - t_0)/2$ и $R_2 = c(t - t_0 + \tau)/2$ — соответствующие положения границ рассеивающего объема, τ — длительность импульса; E_0 — полная энергия импульса. Входящий в (1) множитель $\exp[-2\Gamma(R', t)]$ — экстинкция.

Стоящий в показателе экспоненты функционал

$$\Gamma(R, t) = \int_{X(t)}^{R+X(t)} \rho(R', t - R'/c) \sigma_T(R', t - R'/c) dR', \quad (2)$$

где $\sigma_T(R', t - R'/c)$ — полное сечение рассеяния, а произведение $\rho(R', t - R'/c) \sigma_T(R', t - R'/c)$ описы-

вает суммарные потери на молекулярное и аэрозольное рассеяние. Пределы интегрирования определяются положениями самолета на трассе $X(t)$ в момент t и положением $R(t)$ рассеивающего объема. Постоянный множитель A перед интегралом в уравнении (1) учитывает геометрию зондирующего пучка, апертуру приемника, характеристики детектора и т.п.

Лидар регистрирует сумму $I = I_M + I_A$, в которой I_M — молекулярное рассеяние; I_A — рассеяние частицами аэрозоля. Входящее в (1) произведение описывает суммарное рассеяние на термодинамических флуктуациях плотности воздуха и частицах аэрозоля и, соответственно, является суммой двух слагаемых. Мы будем моделировать измерения самолетным лидаром, полагая полет вдоль прямой на фиксированной высоте. Это позволяет ограничиться приближением, при котором молекулярное рассеяние можно положить неизменным на протяжении всего полета. Более того, далее мы ограничимся моделированием отношения «наблюдаемого» рассеяния $I_M + I_A$ к молекулярному рассеянию I_M на той же самой высоте. Рис. 1 дает схематическое представление о проводимых наблюдениях.

Обозначим плотность, средние сечения обратного и полного рассеяния аэрозольных частиц как $\rho_A(R, t)$, $\sigma_{AB}(R, t)$ и $\sigma_{AT}(R, t)$ соответственно, а $\rho_M(R, t)$, $\sigma_{MB}(R, t)$ и $\sigma_{MT}(R, t)$ — те же параметры для молекулярного рассеяния на флуктуациях плотности воздуха. В этих обозначениях $\rho_B = \rho_M \sigma_{MB} + \rho_A \sigma_{AB}$ и $\rho_T = \rho_M \sigma_{MT} + \rho_A \sigma_{AT}$. Для полета на постоянной высоте h молекулярные параметры ρ_M , σ_{MB} и σ_{MT} можно полагать зависящими только от h , т.е. $\rho_M = \rho_M(h)$, $\sigma_{MB} = \sigma_{MB}(h)$ и $\sigma_{MT} = \sigma_{MT}(h)$. Для молекулярного рассеяния $\sigma_{MT}/\sigma_{MB} = 2/3$. Для хаотически ориентированных частиц аэрозоля, сравнимых с длиной зондирующей волны λ или меньших, можно полагать, что σ_{AT} пропорционально σ_{AB} .

Аналитический вид выражения для интенсивности на приемнике в случае прямоугольного (по времени) импульса просто получить только в предположении однородного слоя рассеивателей заданной толщины. Однако для коротких импульсов такое решение практически идентично решению в предположении δ -формы зондирующего импульса, если принять, что продольные вдоль луча размеры скопления много больше $c\tau/2$. Для современных лидаров величина τ не превышает 10–20 нс, что соответствует $c\tau/2 = 15$ –30 м. Поэтому приближение δ -формы зондирующего импульса пригодно для моделирования лидарного отклика от атмосферного скопления

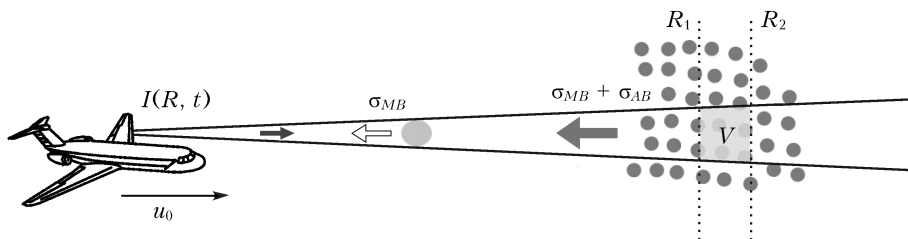


Рис. 1. Схема зондирования атмосферы лидаром с борта самолета. Входная и выходная апертуры лидара совмещены

аэрозоля. Тогда решение (1) будет даваться следующими выражениями:

$$\begin{aligned}
 I(R, t) &= I_M(R, t) + I_A(R, t), \\
 I_M(R, t) &= \frac{2AE_0}{cR^2} \rho_M(R, t - R/c) \times \\
 &\times \sigma_{MB}(R, t - R/c) \exp(-2\Gamma), \\
 I_A(R, t) &= \frac{2AE_0}{cR^2} \rho_A(R, t - R/c) \times \\
 &\times \sigma_{AB}(R, t - R/c) \exp(-2\Gamma).
 \end{aligned} \quad (3)$$

Составляющую экстинкции, обусловленную молекулярным рассеянием в воздухе, можно рассчитать исходя из классической теории молекулярного рассеяния света в разреженном газе [8, 9], которая дает выражение для коэффициента молекулярной экстинкции

$$\begin{aligned}
 \rho_M(R, t) \sigma_{MB}(R, t) &= \frac{2k^4}{3\pi n^4(R, t)} \frac{(n(R, t) - 1)^2}{M}, \\
 k &= 2\pi/\lambda,
 \end{aligned} \quad (4)$$

где n — показатель преломления воздуха; M — число Лошмидта. Значения индекса рефракции $N = n - 1$ пропорциональны плотности воздуха и для различных высот и условий могут быть рассчитаны, например, из стандартной модели рефракции [10, 11].

Простейшая оценка величины, основанная на стандартной модели рефракции $(n - 1)^2$, дает $6,4 \cdot 10^{-8}$ для 5 км и $8,8 \cdot 10^{-9}$ для 10 км при $\lambda = 532$ нм. Из (4) следует, что сечение обратного молекулярного рассеяния и, следовательно, принимаемая интенсивность молекулярного рассеяния изменяются больше чем на порядок при изменении высоты зондирования с 5 до 10 км. Соответствующие оценки длин экстинкции L_{ext} , обусловленные молекулярным рассеянием, составляют 101 и 740 км.

2. Рэлеевское рассеяние на аэрозоле

В качестве примера быстрой эволюции рассмотрим характеристики водного аэрозоля, капли которого могут как возникать и увеличиваться в размерах, так и уменьшаться и исчезать за счет конденсации и испарения. Характерные времена удвоения размеров микронных и субмикронных водяных капель аэрозоля в воздухе за счет конденсации порядка нескольких секунд [6]. Рассеяние света на каплях, радиус a которых по крайней мере на порядок меньше длины волны, может быть описано в рамках рэлеевского рассеяния [7]. Для малого диэлектрического шара электрическое поле внутри и вокруг него близко к электростатическому. Тогда стоящее под интегралом (1) произведение $\rho_A \sigma_{AB}$ в приближении $ka \ll 1$ определяется выражением

$$\begin{aligned}
 \rho_A(R, t - R/c) \sigma_{AB}(R, t - R/c) &= \\
 &= \frac{64\pi^5 a^6 (R, t - R/c)}{\lambda^4} \left| \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \right|^2,
 \end{aligned}$$

где $\varepsilon_r = \varepsilon_r(\lambda)$ — диэлектрическая проницаемость вещества капли. Произведение, стоящее под интегралом в (2), при отсутствии поглощения в прозрачном веществе определяется уравнением

$$\begin{aligned}
 \rho_A(R, t - R/c) \sigma_{AT}(R, t - R/c) &= \\
 &= \frac{128\pi^5 a^6 (R, t - R/c)}{3\lambda^4} \left| \frac{\varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r + 2} \right|^2.
 \end{aligned}$$

При описании молекулярного рассеяния зависимость свойств среды, а именно от индекса рефракции $(n - 1)$, квадратична, как показано в формуле (4). Радиус частиц a , характеризующий свойства аэрозольного рассеяния, входит в выражение, приведенное выше, и, следовательно, в выражение для принимаемой интенсивности в шестой степени. Столь сильная зависимость от радиуса открывает возможность исследования эволюции, сводящейся к изменению размера капель.

По лидарным измерениям непосредственно определяется произведение плотности аэрозоля на сечения обратного рассеяния $\rho_A \sigma_{AB}$. Изменение этого произведения может происходить за счет как увеличения числа частиц, так и роста их размеров. В связи с этим мы ограничиваемся рассмотрением изменения этого произведения, не обсуждая его причину.

3. Моделирование лидарного отклика

Рассмотрим следующую модель произведения плотности и сечения обратного рассеяния аэрозоля вдоль трассы полета x :

$$\begin{aligned}
 \rho_A(x, t) \sigma_{AB}(x, t) &= \\
 &= \rho_M(h) \sigma_{MB}(x, t) B \exp\left(-\frac{1}{2} \left[\left(\frac{x - x_0}{\Delta} \right)^2 + \left(\frac{t - t_{\max}}{\Delta t} \right)^2 \right]\right). \quad (5)
 \end{aligned}$$

В этой модели $B \sigma_{MB}(h)$ — максимальная амплитуда сечения обратного рассеяния частиц в скоплении; x_0 — положение максимума скопления; Δ — масштаб скопления вдоль полета; t_{\max} — момент достижения максимума скопления; Δt — характерное время жизни скопления. Мы будем рассматривать рассеяние на аэрозоле, полагая что параметр модели B немногим больше единицы, т.е. мы рассматриваем слабое рассеяние на аэрозоле. Для моделирования примем реальное значение скорости самолета $u_0 = 150$ м/с. При анализе результатов моделирования удобно использовать безразмерный параметр $\vartheta = u_0 \Delta t / \Delta$. Пользуясь этим параметром, определим скопления как «короткоживущие» — $\vartheta < 1$, и «долгоживущие» — $\vartheta > 1$.

Подставляя (5) в (3), получаем выражение для модели принимаемой интенсивности

$$I(R, t) = \frac{2AE_0}{cR^2} \rho_M(h) \sigma_{MB}(h) \times$$

$$\times \left\{ 1 + B \frac{\rho_{AB}(R, t - R/c)}{\rho_M(h) \sigma_{MB}(h)} \exp \left[-\frac{1}{2} \left[\left(\frac{x - x_0}{\Delta} \right)^2 + \left(\frac{t - t_0}{\Delta t} \right)^2 \right] \right] \right\} \times \exp(-2\Gamma). \quad (6)$$

В лидарных измерениях принимается сигнал от последовательности импульсов. Частота повторения f ограничивает максимально возможную дальность зондирования $L_{\max} = c/2f$. При частоте $f = 10$ кГц, которая, по-видимому, является реалистичной $L_{\max} = 15$ км, и эту величину мы примем в качестве максимального значения R при моделировании. Поскольку мы ограничиваемся рассмотрением весьма разреженных скоплений аэрозоля, положим в (6) при моделировании $B = 1$. Тогда, учитывая вычис-

ленные выше оценки L_{ext} , мы можем опустить множитель $\exp(-2\Gamma)$ в (6).

В качестве первого шага в рассмотрении возможности наблюдения эволюции аэрозольных скоплений с помощью установленного на самолете лидара мы будем рассматривать интенсивность (6) как чисто оптическую характеристику, не вдаваясь в вопросы микрофизики аэрозоля. Поэтому будем моделировать безразмерное отношение $Z(R, t)$ лидарных откликов

$$Z(R, t) = \frac{I_M(R, t) + I_A(R, t)}{I_M(R, t)}. \quad (7)$$

Результаты моделирования показаны на рис. 2.

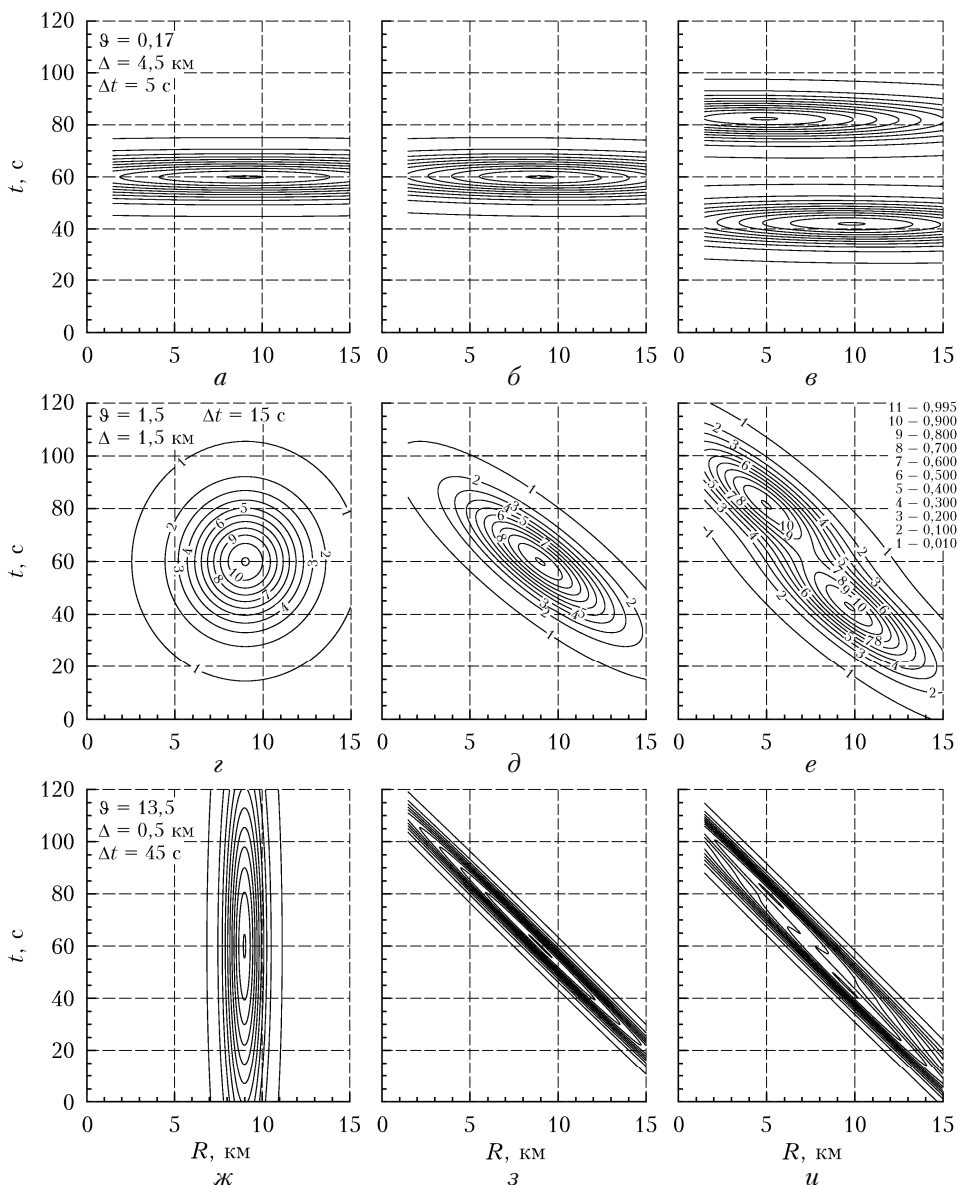


Рис. 2. Левая колонка – распределение нормированной на максимум плотности аэрозоля ρ_A как функции координаты x и времени t : a – $\Delta t = 5$ с и $\Delta = 4,5$ км; z – $\Delta t = 15$ с и $\Delta = 1,5$ км; $ж$ – $\Delta t = 45$ с и $\Delta = 0,5$ км. Средняя колонка – нормированный на максимум лидарный отклик $Z(R, t) - 1$ от одиночного скопления аэрозоля: b – $\Delta t = 5$ с и $\Delta = 4,5$ км; d – $\Delta t = 15$ с и $\Delta = 1,5$ км; $з$ – $\Delta t = 45$ с и $\Delta = 0,5$ км. То же для двух скоплений аэрозоля: $в$ – $\Delta t = 5$ с и $\Delta = 4,5$ км; e – $\Delta t = 15$ с и $\Delta = 1,5$ км; $и$ – $\Delta t = 45$ с и $\Delta = 0,5$ км. На общей для панелей a – $и$ легенде, показанной на панели e , приведено соответствие номеров уровней значениям нормированных величин

На левой колонке панелей этого рисунка представлены принятые в модели распределения производений плотности и сечений обратного рассеяния аэрозоля, рассчитанные по (5). На средней и правой колонках – вычисленные $Z(R, t) - 1$ для модельных распределений $\rho_A(x, t)\sigma_{AB}(x, t)$. Результаты моделирования скоплений и сигнала, получаемого на борту самолета, вычислены при разных значениях протяженности Δ и времени жизни Δt аэрозольных скоплений. Нормированное на его максимум распределение плотности аэрозоля ρ_A в скоплении представлено в левой колонке на рис. 2 как функция x и t для времен жизни $\Delta t = 5; 15; 45$ с и протяженностей $\Delta = 4,5; 1,5; 0,5$ км. Рассчитанный лидарный отклик (7), регистрируемый на борту самолета, представлен на панелях *б; д; з* для одного и *в; е; и* для двух аэрозольных скоплений, плотность которых рассчитана по уравнению (5). Параметр ϑ при этих значениях $\Delta, \Delta t$ изменяется от 0,17 («короткоживущие») до 13,5 («долгоживущие» скопления). В левой и средней колонках параметры модели (5) $x_0 = 9,0$ км и $t_0 = 60$ с. В правой колонке на трассе полета два скопления: для одного $x_0 = 9,8$ км и $t_0 = 42$ с, а для второго $x_0 = 4,9$ км и $t_0 = 82$ с.

Увеличение безразмерного времени жизни ϑ аэрозольных скоплений (панель *з*) приводит к сложности определения характерного времени жизни. Однако, как видно на рис. 2, *и*, с увеличением параметра ϑ лидарные изображения двух скоплений начинают сливаться, но наличие «короткоживущих» деталей еще остается заметным и их эволюция, тем не менее, просматривается.

Заключение

Моделирование показало, что лидарные наблюдения с борта самолета в направлении его поле-

та позволяют определить не только местоположение и размеры короткоживущих аэрозольных скоплений, но и оценить время их жизни. В отличие от наблюдений с неподвижным зондирующим пучком такие измерения открывают возможность исследования без привлечения дополнительных гипотез быстрой, за время до десятков секунд, эволюции скоплений с горизонтальным размером до нескольких километров.

Авторы выражают благодарность М.Е. Горбуну за плодотворные дискуссии.

Работа над статьей была поддержана Российским научным фондом (грант РНФ № 14-27-00134).

1. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 271 с.
2. Зуев В.Е., Зуев В.В. Дистанционное оптическое зондирование атмосферы. СПб.: Гидрометеиздат, 1992. 231 с.
3. Зуев В.В. Лидарный контроль стратосферы. Новосибирск: Наука, 2004. 306 с.
4. Кляцкин В.И. Стохастические уравнения. Теория и ее приложения к акустике, гидродинамике и радиофизике. Т. 2. М.: Физматлит, 2008. 344 с.
5. Veerman H.P.J., Vrancken P., Lombard L. Flight testing delicat – A promise for medium-range clear air turbulence protection // European 46th SETP and 25th SFTE Symposium. 15–18 June, 2014. Lulee, Sweden. URL: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01111380>
6. Ивлев Л.С., Довгалоюк Ю.А. Физика атмосферных аэрозольных систем. СПб.: НИИХ СПбГУ, 1999. 194 с.
7. Исмару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1. М.: Мир, 1981. 280 с.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1957. 532 с.
9. Фабелинский И.Л. Молекулярное рассеяние света. М.: Наука, 1965. 512 с.
10. Van der Werf S.Y. Ray tracing and refraction in the modified US1976 atmosphere // Appl. Opt. 2003. V. 42, N 3. P. 354–366.
11. Ciddor P.E. Refractive index of air: New equations for the visible and near infrared // Appl. Opt. 1966. V. 35, N 9. P. 1566–1573.

A.S. Gurvich, V.A. Kulikov. Sensing of short-living aerosol clusters by airborne lidars.

The paper discusses airborne lidar sensing of aerosol clusters by a laser beam sent forward in the aircraft flight direction. Numerical simulations are conducted to demonstrate the possibility of observation of the temporal evolution of short-living aerosol clusters with lifetime from few seconds to tens of seconds and horizontal scales from few hundred to few thousand meters. It is demonstrated that, unlike stationary lidars, airborne lidar observations allow the detection of the temporal evolution of aerosol clusters, without involving any additional hypotheses about their spatial and temporal structure.