

Г.Г. Матвиенко, И.Н. Колев, О.П. Парванов

ЛИДАРНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТИ ОБЛАКОВ

На основе теоретического анализа корреляционных функций сигналов аэрозольного лидара с двумя трассами зондирования проводится сравнение эффективности геометрических схем локации с большим и малым расстоянием между рассеивающими объемами применительно к дистанционным измерениям скорости облачных полей. В результате натурных испытаний лидаров, реализующих различные геометрические схемы, показано, что корреляционные локаторы с большим расстоянием между информационными объемами обладают более высокой точностью, но уступают лидарам с малым расстоянием по оперативности измерений.

Практическая потребность в оперативной информации о скорости движения облачных полей, оптические свойства которых характеризуются значительной пространственной неоднородностью, может быть удовлетворена с помощью неоплеровских лидаров, реализующих корреляционные принципы измерения скоростей. При этом наряду с автокорреляционной методикой [1], не обеспечивающей данными о направлении движения облачности, перспективным может быть использование взаимно-корреляционных методов [2], основанных на анализе флуктуации лидарных сигналов, отраженных из нескольких пространственно-разнесенных рассеивающих (информационных) объемов для каждой исследуемой высоты. Время переноса облачных элементов между информационными объемами, оцениваемое по сдвигу экстремума взаимно-корреляционной функции, является мерой соответствующей составляющей скорости облаков. В зависимости от расположения этих объемов (удалении друг от друга) корреляционные лидары имеют различную эффективность (время измерения, точность). В данной работе производится экспериментальное сравнение геометрических схем зондирования с близко расположенными и удаленными информационными объемами. Полученные при этом результаты относятся к передней границе облаков глубиной до нескольких десятков метров, где влияние флуктуации прозрачности [2] и многократного рассеяния [3] еще мало.

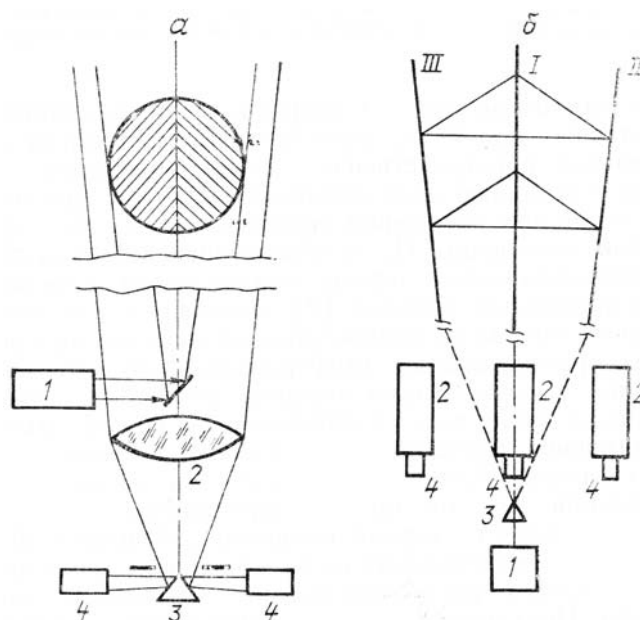


Рис. 1. Геометрическая структура лидаров с близко расположенными (а) и удаленными (б) рассеивающими объемами: 1 — лазер; 2 — приемный телескоп; 3 — делительная призма; 4 — фотодетекторы; I, II, III — трассы зондирования

В экспериментах использованы два лидара: первый с одним лазерным пучком и второй — с тремя лазерными пучками (трехтрассовый). Геометрические схемы лидаров представлены на рис. 1. В первом лидаре (рис. 1,а) рассеивающие объемы формируются из одного лазерного пучка посредством деления изображения лазерного пятна подсвета основания облаков в приемном телескопе на два фотодетектора. Здесь же показаны сечения рассеивающих объемов, которые образуются в случае

применения лазерного пучка с круговым распределением интенсивности. Как видно из рисунка, информационные объемы в сечении представляют собой полукруги, разделенные диаметром. Расходимость лазерного пучка и соответственно расстояние между выделенными таким образом рассеивающими объемами могут быть достаточно малыми, обеспечивая возможность сокращения времени измерения скорости при использовании лазеров с большой частотой следования импульсов. Следовательно, данный лидар имеет близко расположенные информационные объемы. Возможная коррелированность флуктуации лидарных сигналов в этой схеме за счет турбулентности на трассе, как показано в [4], может не учитываться при зондировании в вертикальном направлении для большинства атмосферных условий.

В трехтрассовом лидаре [5] рис. 1,б излучение лазера разделяется на три пучка, идущие в вертикальном направлении так, чтобы рассеивающие объемы на каждой высоте образовывали прямоугольный равнобедренный треугольник, один из катетов которого совпадал с направлением на север. Угол между трассами, охватывающими катет, равнялся $5,7^\circ$. Расходимость лазерных пучков составляла 6 мрад. Таким образом, расстояние между рассеивающими объемами g_0 , например, на высоте 1000 м было 100 и 140 м соответственно для катета и гипотенузы при размере рассеивающих объемов около 6 м. То есть размеры объемов гораздо меньше расстояния между ними, и такой лидар имеет удаленные друг от друга рассеивающие объемы.

В [2] проведено теоретическое рассмотрение корреляционных функций лидарных сигналов, получаемых из двух рассеивающих объемов, в зависимости от их геометрии. При этом отклонения F_1 и F_2 лидарных сигналов от среднего значения, принимаемые с фиксированной дальности, с точностью до коэффициента представлялись в виде

$$F_1(T) = \sum_{i=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \beta_i(S) \Phi(Q) \delta(T - D_i - Q - S) dQ dS;$$

$$F_2(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \beta_k(s) \Phi(q) \delta(t - d_k - q - s) dq ds,$$

где $\Phi(Q)$ и $\Phi(q)$ — распределения интенсивности по сечению лазерных пучков в рассеивающих объемах относительно собственного начала координат; $\beta_i(S)$, $\beta_k(s)$ — распределения коэффициента обратного рассеяния по i -й и k -й неоднородностям относительно своего начала координат; $\delta(\dots)$ — дельта-функция, T и t — текущее время для первого и второго объемов соответственно; D_i и d_k — времена совпадения начальных точек координат i -й неоднородности и первого рассеивающего объема $\Phi(Q)$ и k -й неоднородности и $\Phi(q)$. Аргументы Q , q , S и s — временные координаты, связанные с пространственными координатами по сечениям лазерных пучков и неоднородностей соотношениями типа

$$Q = \int_0^x dx/V(x) \quad (x \text{ — пространственная переменная, } V \text{ — скорость облачных элементов}).$$

Если $V = \text{const}$, то $Q = x/V$.

Такое представление сигналов соответствует одномерной модели коэффициента обратного рассеяния без эволюции и ориентации лидара с разделением лазерного пучка, когда направление движения облаков совпадает с линией, соединяющей рассеивающие объемы, или лидара с разделением обратно-рассеянного потока — перпендикулярно диаметру пучка (рис. 1).

При условии, что в каждый момент времени в рассеивающем объеме находится одна неоднородность, в [2] получено следующее выражение для корреляционного момента:

$$\overline{F_1(T) F_2(T+\tau)} = \beta_0^2 P_1 P_2 + \sum_i \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{\beta_i(S) \cdot \beta_i(s)} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} p(m) R_\Phi(\tau - m + S - s) dm \right] dS ds, \quad (1)$$

где β_0 — среднее значение коэффициента обратного рассеяния; $\tau = t - T$; $P_1 + \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(Q) dQ$ и

$$P_2 = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(q) dq \text{ — мощности лазерного пучка в рассеивающих объемах; } p(m) = p(\tau + Q - q + S - s) =$$

$= \delta(T - D_i - Q - S) \cdot \delta(T + \tau - d_i - q - s)$ — функция, учитывающая изменчивость времени пролета неоднородностей τ между рассеивающими объемами;

$$R_\Phi(\tau - m + S - s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi(Q) \Phi(Q + \tau - m + S - s) dQ \text{ — взаимно-корреляционная функция интенсивности}$$

лазерного излучения в рассеивающих объемах, черта сверху обозначает временное среднее. Выражение (1) показывает, что корреляционный момент лидарных сигналов состоит из постоянной

составляющей (первое слагаемое) и слагаемого, зависящего от τ , которое можно считать взаимной корреляционной функцией сигналов $R_F(\tau)$.

Для конкретных геометрических схем локаторов и условий в атмосфере выражение (1) может быть упрощено. Будем считать, что скорость движения облаков за время измерения не изменяется. При этом функция $p(m)$ приобретает свойства δ -функции по отношению к R_Φ . Полагая также для схемы с близко расположенными информационными объемами, что масштабы оптических неоднородностей гораздо меньше, чем размеры рассеивающих объемов, получаем

$$R_F(\tau) = \overline{\beta^2} \cdot R_\Phi(\tau), \quad (2)$$

где $\overline{\beta^2}$ — средний квадрат коэффициента обратного рассеяния. Выражение (2) показывает, что для этого частного случая корреляционная функция лидарных сигналов с точностью до коэффициента совпадает с таковой для распределений интенсивности лазерного излучения в рассеивающих объемах.

Для схемы с удаленными рассеивающими объемами, предполагая, что размеры информационных объемов значительно меньше масштабов неоднородностей, имеем

$$R_F(\tau) \approx \overline{\beta(S + \tau)\beta(S)}. \quad (3)$$

Таким образом, корреляционная функция лидарных сигналов совпадает с корреляционной функцией коэффициента обратного рассеяния, обеспечивая применимость традиционного корреляционного анализа [2, 6] случайных сред, требующего, в частности, трех информационных объемов для контроля вектора скорости в плоском слое. Для лидара, представленного на рис. 1,а, в случае отклонения направления движения облаков от перпендикуляра к границе раздела между рассеивающими объемами из общих соображений [2] можно утверждать, что временные сдвиги между сигналами будут уменьшаться. Следовательно, существует теоретическая возможность использования переноса неоднородностей оснований облаков различного масштаба, контролируемых лидарами с существенно отличной геометрией рассеивающих объемов, для измерения скорости облаков.

Экспериментальные исследования были осуществлены для облаков слоисто-кучевой и слоисто-дождевой форм. В лидарах использован лазер с длиной волны 0,53 мкм, длительностью импульсов 10 нс и частотой посылок до 100 Гц. Энергия импульса излучения составляла 0,01 Дж. Излучение лазера было многомодовым, распределение интенсивности по сечению пучка можно было считать равномерным.

В лидаре с разделением отраженного потока расходимость лазерного пучка была 2 мрад. Входная апертура приемного телескопа — 100 мм, фокусное расстояние 1 м. Делительная призма имела на вершине фаску с полной шириной 0,1 мм. На основе закономерности (2) и конкретных параметров лидара может быть получено следующее выражение для нормированной взаимно-корреляционной функции сигналов

$$\rho(\tau) = 4\pi^{-1} \cdot \begin{cases} u(1-u^2)^{1/2} - 0,5u(1-0,25u^2) + \arcsin u - \arcsin 0,5u, & \text{если } u \leq 1, \\ \arcsin(1-0,25u^2)^{1/2} - 0,5u(1-0,25u^2)^{1/2}, & \text{если } u \geq 1, \end{cases} \quad (4)$$

где $u = (V\tau - \eta)/r$; r — радиус лазерного пучка на дальности облаков L ($r = L \operatorname{tg} \gamma / 2$; γ — расходимость лазерного пучка). Параметр η описывает затенение на ребре делительной призмы. Количественного η равно полуширине области раздела между рассеивающими объемами. Если η' — полуширина вершины делительной призмы, то $\eta = \eta' L / f$, где f — фокусное расстояние приемного объектива.

Положение τ_m максимума $\rho(\tau)$ можно явным образом связать со скоростью облаков. Продифференцировав выражение (4) и приравняв производную нулю, найдем

$$V = (0,8^{1/2} \cdot r + \tau) / \eta_m.$$

Или для указанного лидара (L в метрах, τ_m в секундах)

$$V = 9,4 \cdot 10^{-4} L / \tau_m.$$

Сигналы с выходов фотодетекторов подавались на вход знакового коррелятора [7], где производится вычисление значений коэффициента корреляции по вероятности совпадения знаков сигналов в двух каналах. При этом в каждом канале предварительно производится вычитание значения сигнала, соответствующего предыдущему импульсу, из сигнала, соответствующего последующему импульсу. Эта операция равносильна дифференцирующему фильтру первого порядка [8] и подавляет постоянную составляющую и низкие частоты, усиливая высокочастотные флуктуации, обусловленные мелкими неоднородностями. Тем самым обосновывается применимость выражения (2) для описания корреляционных функций данного лидара.

Интерпретация вероятности совпадения знаков в терминах коэффициента корреляции возможна, если анализируемые сигналы имеют нормальные законы распределения [9]. При этом

$$\rho(\tau) = 0,5 + \pi^{-1} \arcsin W(\tau), \quad (5)$$

где $W(\tau)$ — вероятность совпадения знаков. Для обоснования применимости выражения (5) были проведены предварительные исследования распределения амплитуд сигналов, отраженных облачными полями. Проверка на согласие экспериментального распределения значений разности сигналов при изменении τ от 0,01 до 1 с для исследованных типов облаков с нормальным законом, проведенная по критерию Шапиро — Уилки [10], показала выполнение последнего с доверительной вероятностью 0,99.

Длительность обрабатываемых реализаций составляла 1000 отраженных импульсов. Оптические наблюдения скорости облаков сопровождалось одновременным измерением их скорости с помощью теодолита АШТ по засечкам характерных неоднородностей яркости оснований облаков через интервалы 1 ... 3 мин. Высота облаков, необходимая для теодолитного метода, измерялась этим же лидаром.

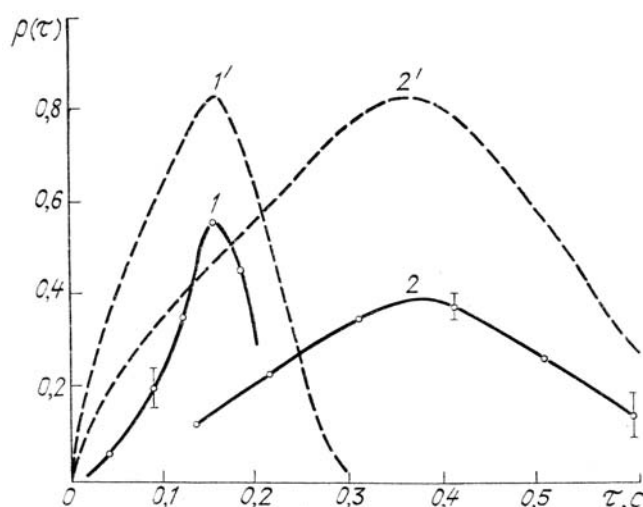


Рис. 2. Нормированные взаимно-корреляционные функции сигналов, отраженных облаками на различных высотах: 1 — 450 м, $V = 2,8$ м/с; 2 — 440 м, $V = 1,2$ м/с; 1', 2' — расчет по выражению (4). Вертикальные отрезки показывают доверительный интервал для вероятности 0,95

На рис. 2 производится сравнение корреляционных функций, полученных в эксперименте и рассчитанных по выражению (4). Как следует из рисунка, кривые $\rho(\tau)$ имеют колоколообразный вид, по мере увеличения τ коэффициент корреляции растет, достигает максимума и затем уменьшается примерно симметрично с возрастающей частью. Форма и положение максимума экспериментальных функций удовлетворительно согласуются с теоретическими. Однако экспериментальные значения коэффициента корреляции в максимуме заметно меньше, чем теоретическое, которое равно 0,84. Этот факт может быть объяснен неполным соответствием предположений, использованных при выводе (2), реальным сигналам, а именно, разрушением неоднородностей по мере их переноса между рассеивающими объемами, неоднородным и нестабильным распределением интенсивности по лазерному пучку, изменчивостью скорости движения облачных элементов и др. Однако положение максимума τ_m , обеспечивающее определение скорости облаков, несмотря на влияние этих мешающих факторов, существенно не изменилось.

Из рисунка также видно, что по мере смещения максимума коэффициента корреляции в сторону больших значений τ ширина контура $\rho(\tau)$ возрастает. При этом значение коэффициента корреляции в максимуме несколько уменьшается. Исходя из подобного поведения $\rho(\tau)$ и учитывая, что значения ρ определяются с большой погрешностью для больших сдвигов τ и меньших по абсолютной величине значений ρ , можно утверждать, что погрешность определения τ_m по кривой $\rho(\tau)$ будет возрастать с увеличением τ_m . Или, что то же самое, погрешность определения скорости облаков будет больше для меньших значений V .

Точностные характеристики лидара с близко расположенными рассеивающими объемами более наглядно видны из сравнения результатов теодолитных и лазерных измерений. Такое сравнение проводится в табл. 1, где последняя графа дает относительную величину различий между измерителями.

Из таблицы видно, что максимальная разница измеренных значений скорости облаков достигает 40%. Учитывая, что теодолитные измерения также отягощены ошибками, действительная погрешность лидарных измерений несколько меньше. Время одного измерения скорости данным лидаром составляет 10 ... 30 с в зависимости от высоты облаков.

Результаты измерения скорости облаков лидаром и теодолитом

Высота, м	V' (теодолит), м/с	V (лидар), м/с	$\frac{2 V'-V }{V'+V}$
300	2,7	2,4	0,12
320	6,0	7,4	0,21
440	1,2	1,7	0,35
450	2,8	2,5	0,12
650	4,0	6,0	0,40

Зондирование облаков с помощью трехтрассового лидара осуществлялось при частоте посылок зондирующих импульсов 12,5 Гц. Диаметры трех приемных систем были 0,15 м. На рис. 3 приведены авто- и взаимно-корреляционные функции, полученные данным лидаром для облаков на высоте 210 м. Как видно из рисунка, корреляционные функции имеют хорошо выраженные максимумы, позволяющие оценивать скорость и направление облаков методом полного корреляционного анализа [2]. При этом основные особенности, имеющиеся на автокорреляционной функции ρ_{33} , повторяются на взаимно-корреляционных функциях с учетом сдвигов их максимумов. Это обстоятельство является экспериментальным подтверждением теоретического результата (3). По радиусам корреляции на уровне 0,5 и скорости облачности можно определить масштаб оптических неоднородностей, вносящих вклад в корреляцию, он близок к 90 м.

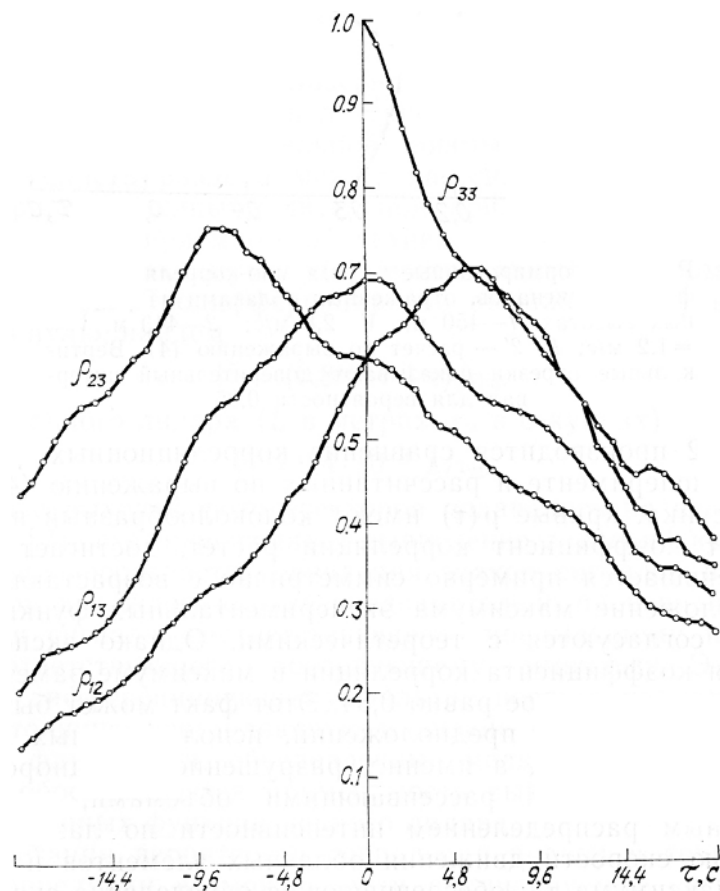


Рис. 3. Авто- и взаимно-корреляционные функции лидарных сигналов, отраженных облаками, движущимися со скоростью 3 м/с в направлении 355°. Расстояние между информационными объемами 21 и 29 м, диаметр лазерных пучков — 1,25 м. Точка 1 соответствует вершине прямого угла

Эксперименты на лидаре с тремя трассами зондирования сопровождались одновременными радиозондовыми измерениями скорости облаков. В табл. 2 производится сравнительный анализ лазерных и радиозондовых данных.

Результаты измерения скорости облаков трехтрассовым лидаром

Высота, м	Направление, град		V (лидар), м/с	V' (радио- зонд), м/с	$\frac{2 V'-V }{V'+V}$
	лидар	радиозонд			
250	310	300	3,95	4,5	0,13
360	283	295	4,9	5,0	0,02
400	299	295	4,6	5,0	0,08
780	310	300	5,6	5,0	0,11
1100	299	300	5,9	5,4	0,09
1300	192	185	2,2	2,0	0,09
1400	58	60	1,8	2,0	0,10

Из таблицы следует, что различие в измеренных значениях модуля скорости облаков не превышает 13%, в направлениях их движения — не более 10°. Учитывая, что данные радиозондирования содержат определенные ошибки [11], такая близость результатов доказывает высокую точность измерений скорости облаков лидаром с большим расстоянием между рассеивающими объемами. Время измерения одного значения скорости составляет 1 ... 10 мин в зависимости от высоты облаков.

Результаты лазерных измерений скорости облачных полей позволяют сравнить эффективность лидаров с большим и малым расстоянием между информационными объемами. Анализ табл. 1 и 2 показывает, что лидары с большим расстоянием между рассеивающими объемами имеют более высокие точностные характеристики. Однако при этом они требуют более значительного времени накопления реализаций сигналов в отличие от лидаров с близко расположенными информационными объемами.

Таким образом, при выборе схемы лазерного измерителя скорости облачности необходимо учитывать наличие взаимоисключающей связи между оперативностью и точностью измерений.

1. Шулейкин В. Н. //Труды ЦАО. 1975. Вып. 109. С. 117–122.
2. Матвиенко Г. Г., Задде Г. О., Фердинандов Э. С. и др. Корреляционные методы лазерно-локационных измерений скорости ветра. Новосибирск: Наука. 1985. 223 с.
3. Орлов В. М., Самохвалов И. В., Креков Г. М. и др. Сигналы и помехи в лазерной локации. М.: Радио и связь. 1985. 264 с.
4. Ferdinandov E. S. //Bulg. J. Phys. 1984. V. 11. № 5. P. 520.
5. Kolev I. N., Parvanov O. P., Karpielov V. K., Plev I. K. //Доклады Болгарской академии наук. 1986. Т. 39. № 1. С. 43.
6. Гусев В. Д., Мнркотан С. Ф. //В кн.: Исследование неоднородностей в ионосфере. Результаты МГГ. М.: Изд-во АН СССР. 1960. № 4. С. 7–19.
7. Егоров Ю. П., Пивоваров Б. Л. //В кн.: VI Всес. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. (Тезисы докладов).
8. Хемминг Р. В. Цифровые фильтры. М.: Сов. радио. 1980. 223 с.
9. Курочкин С. С. Многоканальные счетные системы и коррелометры. М.: Энергия. 1972. 344 с.
10. Хан Г., Шапиро С. Статистические модели в инженерных задачах. М.: Мир. 1969. 395 с.
11. Наставление гидрометеорологическим станциям и постам. Вып. 4. Ч. III а. Л.: Гидрометеоздат. 1973. 256 с.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск
Институт электроники БАН, София

Поступила в редакцию
10 марта 1988 г.

G. G. Matvienko, I. N. Kolev, O. P. Parvanov. **Lidar Measurements of Cloud Velocity.**

Theoretical analysis of the aerosol lidar correlation functions for two atmospheric paths was done to compare the efficiencies of the geometric sounding schemes with large and small ranges between the scattering volumes as applied to remote measurements of the cloud field velocity. Full-scale tests showed the correlation lidar design with a large distance between the scattering volumes to provide higher measurement accuracy over the small range sounding geometry, but to be inferior in the data rate.