ФИЗИКА

УДК 535.361

В.В. БРЮХАНОВА

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИДАРНОГО СИГНАЛА ДВУКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В ПЛОСКОСТИ РЕГИСТРАЦИИ¹

В работе обсуждаются результаты численного моделирования мощности лидарного сигнала двукратного рассеяния от капельных облаков и распределения интенсивности двукратного рассеяния в плоскости регистрации.

Ключевые слова: лидарный сигнал, двукратное рассеяние, капельные облака, плоскость регистрации.

Суть методов лазерного зондирования атмосферы заключается в посылке излучателем короткого импульса электромагнитных волн в узком спектральном интервале с центром на длине волны λ , регистрации приемной системой излучения, рассеянного средой, по мере удаления импульса в глубину исследуемой среды и последующем анализе, основанном на сравнении характеристик посылаемого и принимаемого излучения. Прибор, реализующий эту идею, получил название «лидар» – от англ. слов light detection and ranging. Дальнейшее развитие лазерной техники привело к расширению круга задач, решаемых с помощью лидаров, поэтому в современной трактовке «лидар» трактуется как light identification, detection and ranging [1]. Сегодняшние лидары создаются на основе различных явлений, сопровождающих распространение электромагнитного излучения в исследуемых средах. Данная работа посвящена упругому рассеянию на аэрозольных частицах.

Актуальность регулярных наблюдений за аэрозольными полями объясняется большой ролью аэрозоля в облако- и осадкообразовании, радиационном теплообмене, переносе излучения и т.д. Высокая чувствительность лидаров при обнаружении малых аэрозольных примесей в атмосфере, дистанционность и большая оперативность получения данных делают реальной перспективу их использования для исследования динамики развития и распространения облачных образований и трансформации микрофизических характеристик аэрозоля во времени.

Несмотря на почти полувековую историю лидаров, до сих пор не решены многие технические и методические вопросы лазерного зондирования. К числу направлений, все еще нуждающихся в существенной проработке, относится и лазерное зондирование оптически плотных аэрозольных образований, таких, как облака, туманы, плотные дымки и т.п. Это объясняется тем, что лидарный сигнал от таких образований обусловлен не только однократным, но и многократным рассеянием, т.е. фотоны, прежде чем попасть в приемную систему лидара, испытывают не один акт рассеяния (как в слабых дымках или тонких облаках), а несколько (рис. 1).



Рис. 1. К объяснению многократного рассеяния

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по образованию (АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы», проект № 2.1.1./6939, ФЦП «Научные и научно–педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы, ГК П-264) и Федерального агентства по науке и инновациям ГК № 02.518.11.7156.

Современный лидар для исследования такой изменчивой в пространстве и времени среды, как атмосфера, требует тщательного планирования эксперимента. Большим подспорьем в этом являет-ся численная имитация лидарного эксперимента.

Вклад многократного рассеяния в лидарный сигнал в полной мере может быть учтен в уравнении переноса излучения (УПИ), которое до сих пор в аналитическом виде не решено в силу сложности природы рассматриваемых процессов. Поэтому для моделирования, как правило, используются приближенные методы решения УПИ – метод статистических испытаний, или метод Монте-Карло, и метод малоуглового приближения.

Для интерпретации лидарных экспериментов, в основном, используется уравнение лазерного зондирования (УЛЗ) [2]

$$P^{(1)}(r) = \frac{P_0 A c \tau_{\mu}}{8 \pi r^2} X(\pi, r) \sigma(r) e^{-2\tau(r)}, \qquad (1)$$

полученное в предположении, что достигающие приемной системы лидара фотоны претерпевают рассеяние на неоднородностях среды лишь однажды, что справедливо при зондировании аэрозольных образований малой оптической плотности (дымки, оптически тонкие облака и т.п.). Здесь $P^{(1)}(r)$ – мощность однократно рассеянного назад излучения, поступающего на вход приемной системы лидара с расстояния r; c – скорость света в воздухе; τ_{μ} – длительность импульса излучения лазера; $X(\pi, r)$ – индикатриса рассеяния в направлении 180° относительно зондирующего излучения; $\tau(r)$ – оптическая толща среды протяженностью r,

$$\tau(r) = \int_0^r \alpha(z) dz \, .$$

Считается, что УЛЗ справедливо для оптических толщ т ≤ 1. Вклад многократного рассеяния рассматривается как помеха, искажающая результаты зондирования.

В общем случае мощность лидарного сигнала P(r), поступающего из объема среды, находящегося на расстоянии r, можно представить как сумму мощностей сигналов первой, второй и более высоких кратностей рассеяния

$$P(r) = P^{(1)}(r) + P^{(2)}(r) + \dots + P^{(n)}(r).$$
⁽²⁾

Как следует из [3], во многих практически значимых случаях можно ограничиться моделью лидарного сигнала в приближении двукратного рассеяния, полученной для моностатического коаксиального лидара в [4]:

$$P^{(2)}(r) = \frac{P_0 A c \tau_{\rm H}}{16\pi} e^{-2\tau(r)} [I_1 + I_2], \qquad (3)$$

где

$$\begin{split} I_1 &= \int_0^{\theta_0} \int_H^r \frac{\sigma(z)\sigma(z_1)}{R(z,\gamma,r)} X(z,\gamma) X(z_1,\pi-\gamma) \sin \gamma dz d\gamma ,\\ I_2 &= \int_{\theta_0}^\pi \int_{z_H(\gamma)}^r \frac{\sigma(z)\sigma(z_1)}{R(z,\gamma,r)} X(z,\gamma) X(z_1,\pi-\gamma) \sin \gamma dz d\gamma ,\\ R(z,\gamma,r) &= r^2 \cos^2 \frac{\gamma}{2} \bigg(1 + \frac{(r-z)^2}{r^2} \operatorname{tg}^2 \frac{\gamma}{2} \bigg),\\ z_1 &= z + \frac{r(r-z)\cos\gamma}{r-z\sin^2 \frac{\gamma}{2}},\\ z_{H(\gamma)} &\simeq r \bigg(1 - \frac{r-H}{r} \operatorname{ctg}^2 \frac{\gamma}{2} \bigg). \end{split}$$

Из сравнения выражений (1) и (3) нетрудно увидеть, что лидарный сигнал однократного рассеяния обусловлен рассеянием в направлениях, близких к 180°, в то время как при формировании лидарного сигнала многократного рассеяния участвуют фотоны, рассеянные частицами среды в диапазоне углов от 0 до 180° (рис. 2). Это позволяет полагать, что мощность лидарного сигнала в приближении двукратного рассеяния более информативна о микроструктуре зондируемой среды.



Рис. 2. Схема формирования потока двукратного рассеяния

В приближении двукратного рассеяния мощность лидарного сигнала (2) можно записать как

$$P(r) = P^{(1)}(r) + P^{(2)}(r)$$

или

$$P(r) = P^{(1)}(r) [1 + \delta(r)],$$

где величина

$$\delta(r) = \frac{P^{(2)}(r)}{P^{(1)}(r)}$$
(4)

характеризует относительную величину мощности двукратного рассеяния по сравнению с мощностью однократного рассеяния. С учетом (1) и (3) выражение (4) можно переписать следующим образом:

$$\delta(r) = \frac{r^2}{2X(\pi, r)\sigma(r)} \left[\int_{0}^{\frac{\theta_0}{2}} \int_{0}^{r} \frac{\sigma(z)\sigma(z_1)}{R(z, \gamma, r)} X(z, \gamma) X(z_1, \pi - \gamma) \sin \gamma dz d\gamma + \int_{\frac{\theta_0}{2}}^{\pi} \int_{z'(\gamma)}^{r} \frac{\sigma(z)\sigma(z_1)}{R(z, \gamma, r)} X(z, \gamma) X(z_1, \pi - \gamma) \sin \gamma dz d\gamma \right].$$
(5)

Для исследования зависимости мощности лидарного сигнала двукратного рассеяния было проведено численное моделирование с использованием моделей облаков C1, C2, C3 [5].

Модель C1 служит для описания кучевых облаков и содержит самый широкий спектр размеров частиц. В модели облака C2 значение модального радиуса $r_{\rm M} = 4$ мкм такое же, как и для модели C1, но распределение частиц по размерам более узкое и почти симметричное. Модель C3 служит для описания перламутровых облаков, значение модального радиуса $r_{\rm M}$ принимает значение 2 мкм. Спектр размеров частиц такого облака чрезвычайно узок, а распределение практически симметрично: почти все частицы содержатся в диапазоне $1 \le r_{\rm M} \le 3$ мкм.

При рассмотрении взаимодействия оптического излучения с аэрозольными частицами большое значение имеет дифракционный параметр

$$\rho = \frac{2\pi a}{\lambda},$$

где *а* – эффективный радиус частицы. Чем больше значение дифракционного параметра, тем более сложный вид имеет угловая зависимость рассеяния. Дифракционные параметры используемых моделей облаков соотносятся следующим образом:

$$\rho_{C1} > \rho_{C2} > \rho_{C3}$$
.

На рис. 3 представлены результаты численного моделирования на основе выражения (5) лидарного сигнала в приближении двукратного рассеяния с использованием индикатрисы рассеяния облака С1, находящегося на расстоянии 500 и 1000 м от лидара. Длина волны зондирующего излучения равна 450 нм



Рис. 3. Зависимость мощности лидарного сигнала двукратного рассеяния от угла поля зрения приемной системы лидара. Дальность облака: *a* – 500 м; *б* – 1000 м

С увеличением дальности облака при неизменности угла поля зрения приемной системы лидара увеличивается объем, в котором формируется поток двукратного рассеяния, а значит, увеличивается и мощность лидарного сигнала двукратного рассеяния.

Учет вклада многократного рассеяния в лидарный сигнал – весьма непростая задача не только в теоретическом, но и в техническом плане. Для регистрации лидарного отклика, как правило, используются фотоумножители, с помощью которых в заданный момент времени определяется мощность излучения, рассеянного назад объемом среды, ограниченным углом поля зрения приемного телескопа и длительностью импульса зондирующего излучения.

Очевидно, что чем больше площадь фотодетектора, а значит, и угол поля зрения приемной системы лидара, тем больше поперечное сечение рассеивающего объема, в котором формируется лидарный сигнал многократного рассеяния, что, в свою очередь, приводит к увеличению мощности регистрируемого сигнала.

Помимо интегральной характеристики, немалый интерес представляет и распределение интенсивности в плоскости регистрации лидарного сигнала приемной системой.

Разобьем приемную площадку моностатического коаксиального лидара на элементарные концентрические относительно оптической оси кольца малой толщины. Лидарный сигнал можно представить как сумму мощностей, регистрируемых этими кольцевыми зонами. Интенсивность попадающего на кольцевую зону излучения равна

$$I(R) = \frac{dP}{dS(R)},$$

где *P* – мощность излучения, регистрируемого приемной системой радиуса *R* площадью *S*. С учетом малости площади кольцевой зоны можно считать, что вся мощность лидарного сигнала определяется суммой элементарных потоков

$$P = \sum_{i=1}^{N} I(R_i) S(R_i).$$
(6)

Используя выражение для описания мощности лидарного сигнала двукратного рассеяния (3), из (6) можно выразить значение интенсивности двукратного рассеяния в кольцевой зоне малой ширины

$$I^{(2)}(R_i) = \frac{P^{(2)}(R_i) - P^{(2)}(R_{i-1})}{S(R_i) - S(R_{i-1})}.$$

На основе алгоритма вычисления мощности лидарного сигнала двукратного рассеяния [6] было получено распределение интенсивности двукратного рассеяния в плоскости регистрации для моделей облаков С1, С2, С3 на длинах волн 450 и 700 нм при дальностях облака 500, 1000 и

1500 м и глубине проникновения зондирующего импульса в облако от 50 до 300 м. Расчет производился для лазера LS-2137U фирмы LOTIS TII (Минск, Республика Беларусь): энергия импульса излучения на длине волны 532 нм принималась равной 400 мДж, частота повторения импульса – 10 Гц, энергетическая расходимость лазерного излучения по уровню 0,86–0,8 мрад.

Для удобства далее приведены результаты моделирования интенсивности двукратного рассеяния, нормированной на максимальное для данной глубины проникновения зондирующего импульса в облако значение.

Рис. 4 демонстрирует результаты моделирования нормированной интенсивности двукратного рассеяния от облака C1, находящегося на расстоянии 500 м (*a*) и 1000 м (*б*) от лидара, на длине волны 450 нм. Буквой *i* на этих и других графиках обозначен порядковый номер элементарной кольцевой зоны, в которой регистрируется интенсивность двукратного рассеяния. Шаг изменения глубины проникновения импульса в облако от 50 до 100 м составлял 10 м, а от 100 до 300 м – 50 м.



Рис. 4. Зависимость нормированной на максимальное значение интенсивности двукратного рассеяния от глубины проникновения зондирующего импульса в облако, удаленное от лидара на: a - 500 м; $\delta - 1000$ м

Как показывают полученные результаты, распределение нормированной интенсивности двукратного рассеяния в плоскости регистрации практически не зависит от глубины проникновения импульса в облако. С изменением дальности характер распределения не меняется. Аналогичные зависимости были получены и для других моделей облаков на разных длинах волн.

На рис. 5 представлены результаты численного моделирования распределения интенсивности двукратного рассеяния в плоскости регистрации лидарного сигнала для моделей облаков С1, С2, С3 на длинах волн 450 нм (*a*) и 700 нм (*б*) при дальности облака 500 м и глубине проникновения импульса в облако 50 м.



Рис. 5. Распределение нормированной интенсивности двукратного рассеяния в плоскости регистрации для моделей облаков С1 (кр. 1), С2 (кр. 2) и С3 (кр. 3) при длине волны: a - 450 нм; $\delta - 700$ нм

Нетрудно увидеть, что при заданной длине волны ширина распределения интенсивности двукратного рассеяния в плоскости регистрации зависит от микроструктуры облака: чем больше дифракционный параметр р, тем уже распределение интенсивности в плоскости регистрации.

Таким образом, результаты проведенного исследования свидетельствуют о том, что при увеличении глубины проникновения зондирующего импульса в облако вид распределения нормированной интенсивности двукратного рассеяния в плоскости регистрации лидарного сигнала практически не меняется; меняется абсолютное значение интенсивности, а следовательно, и мощность лидарного сигнала двукратного рассеяния. В плоскости регистрации лидарного сигнала интенсивность двукратного рассеяния от облаков, содержащих крупные частицы, по мере удаления от центра регистрирующей системы уменьшается быстрее по сравнению с облаками, содержащими более мелкие капли.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 552 с.
- 2. Зуев В.Е., Кауль Б.В., Самохвалов И.В. и др. Лазерное зондирование индустриальных аэрозолей. – Новосибирск: Наука, 1986. – 188 с.
- 3. Креков Г.М., Кавкянов С.И., Крекова М.М. Интерпретация сигналов оптического зондирования атмосферы. – Новосибирск: Наука, 1987. – 173 с.
- 4. Самохвалов И.В. // Изв. АН СССР. ФАО. 1979. Т. 15. № 12. С. 1271–1279.
- 5. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.
- 6. Самохвалов И.В., Брюханова В.В. // Вестник ТГУ. Сер. Физика. 2003. № 278. С. 104–111.

Национальный исследовательский Томский государственный университет, г. Томск, Россия E-mail: leo@elefot.tsu.ru Поступила в редакцию 24.06.10.

Брюханова Валентина Владимировна, ст. преподаватель.