

Г.П. Коханенко, М.М. Крекова, И.Э. Пеннер, В.С. Шаманаев

Совместное влияние многократного рассеяния и ветрового волнения на результаты зондирования морской воды лидаром с переменным полем зрения

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 20.12.99 г.

Представлены экспериментальные данные лазерного зондирования морской воды самолетным лидаром при выборе различных углов поля зрения приемника, а также результаты численного моделирования работы лидара методом Монте-Карло. Показано, что влияние взволнованной поверхности приводит к увеличению скорости спада эхосигнала с глубиной и завышению измеряемого показателя ослабления при малых углах поля зрения (УПЗ) лидара. Другой причиной неэффективности зондирования с малыми УПЗ являются сильные флуктуации мощности эхосигналов, не описываемые нормальным распределением. При больших УПЗ многократное рассеяние частично компенсирует влияние поверхности. Обсуждается применимость простых моделей морской поверхности для описания флуктуаций мощности лидарных сигналов.

Введение

За последние годы нами получен большой объем данных зондирования морской воды лидаром, который устанавливался на борту научно-исследовательского судна [1] и на борту самолета [2, 3]. В этих измерениях уверенно отслеживались изменения прозрачности верхнего 20-метрового слоя моря, наблюдались неоднородности с горизонтальными масштабами от единиц до сотен километров. Наличие таких неоднородностей вынуждает нас вновь обратиться к проблеме точности авиалидарного зондирования. При этом надо рассматривать не только технические источники погрешностей, но и физические, связанные с самой водной массой и границей ее раздела с атмосферой.

Параметры регистрируемых лидарных сигналов (прежде всего их амплитуда) подвержены значительным флуктуациям даже при полете над достаточно однородной в горизонтальном направлении водой. Одна из известных причин этого – наличие зеркальных бликов, возникающих при попадании в площадку, расположенную перпендикулярно лучу лазера. Однако при обработке лидарных сигналов важна не абсолютная энергия эхосигнала, а его форма. Так, наиболее просто восстанавливаемый оптический параметр рассеивающей среды – средний по глубине показатель ослабления излучения в воде – определялся по скорости спада сигнала в логарифмическом масштабе [2]. При этом подтверждено, что существует сильная зависимость измеренного показателя ослабления от угла поля зрения приемной системы. Подобное явление объясняется присутствием многократно рассеянного излучения в сигнале и наблюдается также при зондировании облачности либо плотного аэрозоля. Более того, в последнее время широко обсуждаются возможности извлечения информации из сигналов лидарного зондирования, связанные с формированием многократного рассеяния при различном поле зрения лидара [4, 5].

В случае зондирования аэрозоля или облачности в атмосфере использование минимально возможного поля зрения (равного расходимости источника) гарантирует минимальный вклад многократно рассеянной радиации и, следовательно, наилучшую точность восстановления оптических параметров среды, если, конечно, энергии эхосигнала достаточно для его уверенной регистрации. Для случая зондирования водного гидрозоля это не так, поскольку присутствие нерегулярной границы раздела приводит к изменению временной структуры сигнала и вносит дополнительные трудности в интерпретацию лидарных данных.

Оптические эффекты, связанные с ветровым волнением поверхности моря, изучаются давно и обобщены в известных монографиях [6, 7]. В экспериментах [8] обнаружилась корреляция абсолютного уровня эхосигнала с состоянием волнения (возвышением поверхности в точке зондирования). Анализ и математическое моделирование прохождения излучения через поверхность проводились во многих работах. Основное внимание при этом [9, 10] уделялось представлению волны как аналога фазового экрана, вызывающего известный эффект усиления обратного рассеяния при двукратном прохождении одних и тех же неоднородностей, впервые описанный для случая распространения излучения в случайно-неоднородной рассеивающей среде в [11]. В некоторых предельных случаях (регулярное волнение, узкий по сравнению с размерами поверхностной волны пучок излучения) освещенный участок поверхности предлагается рассматривать как линзу, вызывающую фокусировку излучения на некоторой глубине [12–14, 18, 19], что может привести к сильным искажениям эхосигнала. О наблюдении таких искажений (в виде нерегулярных выбросов на глубинном ходе сигнала) сообщается в [15, 16]. При этом авторы [16] даже утверждают, что эффект усиления обратного рассеяния «практически полностью маскирует» сигналы от подводных рассеивающих слоев.

Опыт показывает, что наблюдаемые в реальных экспериментах искажения сигналов не всегда удовлетворительно объясняются предложенными моделями. И связано это не только с приближенным описанием поверхности в моделях, но и с необходимостью учета геометрических параметров лидара: угла поля зрения, расстояния до поверхности воды, диаметра приемного объектива и т.д. Подобные параметры всегда трудно учесть в аналитических приближениях. Здесь успех в значительной мере обязан развитию метода статистического моделирования (Монте-Карло), позволяющего учитывать оптические и геометрические условия эксперимента и более точно, чем в рамках малоуглового приближения [12, 13, 17], оценивать вклад многократного рассеяния. Использование его в задачах зондирования воды [20, 21] позволило выяснить основные закономерности формирования многократно рассеянного излучения при различных полях зрения лидара для случая плоской границы раздела.

Алгоритмы численного моделирования локационного сигнала в условиях ветрового волнения, позволяющие находить оценки средних (по пространству или по ансамблю реализаций) значений мощности излучения, были предложены в [22]. В [23] одним из авторов данной статьи на основе фасеточной модели поверхности был проведен подробный анализ формирования лидарного сигнала, представлены зависимости энергии различных кратностей рассеяния от скорости ветра и поля зрения приемной системы. В настоящей работе этот алгоритм применен для оценки искажений, вносимых ветровым волнением в измеряемый показатель ослабления излучения в воде (т.е. в скорость спада мощности сигнала с глубиной) при различных полях зрения лидара. Это позволило сопоставить численный и аналитический методы оценки влияния волнения с результатами натуральных наблюдений. Основное внимание в статье уделяется анализу экспериментальных данных, полученных при зондировании с различными углами поля зрения (УПЗ) лидара. Зависимость измеренного показателя ослабления от УПЗ в основном подтверждает результаты расчетов. Описываются некоторые особенности распределения флуктуаций мощности эхосигналов с различных глубин, которые не могут быть описаны в рамках фасеточной модели, но существование которых затрудняет работу лидаров с узкими УПЗ.

1. Экспериментальные наблюдения лидарных сигналов

1.1. Погрешности лидарных измерений и особенности определения показателя ослабления излучения в верхнем слое воды

Эксперименты по зондированию моря, результаты которых приводятся ниже, проводились в ноябре 1996 г. над акваторией оз. Байкал [2] и в июне 1997 г. вблизи побережья Шотландии [3]. В обоих случаях зондирование проводилось с борта самолета на высоте 200 м над поверхностью воды. Лидар имел телескоп диаметром 150 мм и Nd:YAG-лазер с длиной волны 0,53 мкм, энергией импульса 50 мДж и частотой повторения импульсов до 25 Гц. Полный угол поля зрения $2\varphi_d$ мог изменяться в пределах от 1,3 до 13 мрад. Для оцифровки измеряемого лидарного сигнала применялся 7-разрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) с частотой дискретизации 120 МГц (это соответствует пространственному разрешению 0,9 м по глубине).

Как правило, частота посылки импульсов составляла 5 Гц. Данные записывались в файлы по 600 импульсов в каждом, что соответствовало полетной длине около 10 км. Для каждого импульса выделялся диапазон глубин Δh , внутри которого мощность эхосигнала не выходила за пределы динамического диапазона АЦП, и вычислялся средний по глубине показатель ослабления ϵ по наклону зависимости мощности сигнала $\ln P(h)$ методом наименьших квадратов. Подробно используемые нами алгоритмы описаны в [2]. Метод наименьших квадратов позволял оценить, кроме среднего значения ϵ , погрешность вычисления наклона прямой в каждом импульсе (а следовательно, и погрешность $\delta\epsilon$ вычисления показателя ослабления) с учетом известных свойств линейной регрессии [24]. Эта погрешность зависит от погрешностей измерения мощности сигнала на выбранных глубинах и от числа отсчетов, попадающих в интервал Δh . В более мутной среде с ростом ϵ увеличивалась скорость спада сигнала с глубиной и уменьшался интервал зондирования Δh (от $\Delta h = 12$ м при $\epsilon = 0,15 \text{ м}^{-1}$ до $\Delta h = 4$ м при $\epsilon = 0,4 \text{ м}^{-1}$). Как следствие, росла погрешность измерений $\delta\epsilon$. Это особенно заметно при анализе записей, для которых в течение одного файла происходило быстрое изменение показателя ослабления. Наблюдалась линейная регрессия между величинами $\delta\epsilon$ и величиной показателя ослабления ϵ : $\delta\epsilon = (0,1 \pm 0,04) \epsilon$, причем коэффициенты регрессии не зависели от поля зрения в пределах $2\varphi_d = 5\text{--}13$ мрад. (При минимальном поле зрения ошибка существенно возрастала). Иными словами, относительная погрешность измерения показателя ослабления $\delta\epsilon/\epsilon$ находилась в пределах 10–15%.

Для каждого файла вычислялись среднее по файлу значение $\langle\epsilon\rangle$ и среднеквадратическое отклонение $\Delta\epsilon$. Сравнение наблюдаемого отклонения $\Delta\epsilon$ и рассчитанного погрешности $\delta\epsilon$ позволяет оценить, вызван ли разброс значений показателя ослабления действительным изменением свойств воды либо это просто следствие погрешностей измерений. Например, на наиболее однородных из наблюдавшихся нами участках $\Delta\epsilon$ составляет 0,6–0,8 от среднего по файлу значения $\delta\epsilon$.

Как уже говорилось, для оценки значений показателя ослабления не нужно знание абсолютной мощности лидарного сигнала. Однако задача исследования флуктуаций мощности сигнала на различных глубинах может представлять самостоятельный интерес для оценки характеристик ветрового волнения [17]. Как и в случае измерения пространственных неоднородностей показателя ослабления, для решения этой задачи необходимо, чтобы применяемая аппаратура давала возможность выделить флуктуации мощности лидарного сигнала на фоне флуктуаций, вызванных аппаратурными шумами.

Погрешности, возникающие в измерительном тракте лидара, вызваны в основном погрешностями оцифровки сигнала аналого-цифровым преобразователем и шумами фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Некоторые оценки точности лидарного зондирования приводились в [25]. В рамках данной статьи нет необходимости давать подробный анализ аппаратурных погрешностей нашей приемной системы. Укажем только, что относительные погрешности измерения мощности в середине рабочего диапазона приемника (10–40 ед. АЦП) находятся в пределах 12–15% при зондировании слабо замутненной воды ($\epsilon = 0,12 \text{ м}^{-1}$) и возрастают до 18–20% в мутных водах ($\epsilon = 0,36 \text{ м}^{-1}$) из-за более быстрой скорости изменения сигнала на входе АЦП.

В связи с этим следует отметить, что предсказываемые в модели [17] тонкие эффекты глубинного распределения флуктуаций на уровне менее 10% вряд ли могут быть измерены в эксперименте.

1.2. Экспериментальные результаты

Рассмотрим примеры лидарных сигналов, при различных УПЗ приемной системы. На рис. 1,а показаны результаты, полученные при зондировании чистой и однородной в горизонтальном направлении воды в центральной части Байкала (ноябрь 1996 г.) при двух значениях полного УПЗ – $2\varphi_d = 13$ мрад (кривая 1) и 1,3 мрад (кривая 2). Форма лидарного сигнала на рис. 1,а получена при усреднении по 100 лазерным импульсам. Для расширения динамического диапазона приемника использовались сменные нейтральные светофильтры. Числа возле кривых показывают значения ε , восстановленные по измененному сигналу.

Отметим, что глубины видимости диска Секки в этих районах озера, наблюдавшиеся в многолетних измерениях, часто достигают значений $Z_d = 25-30$ м [33, 34]. Это соответствует $\varepsilon \approx 7/Z_d \approx 0,23 \div 0,28 \text{ м}^{-1}$. Несомненно, что обработка данных с $2\varphi_d = 1,3$ мрад дает завышенную оценку

показателя ослабления. Особенно сильно различается наклон кривых на глубинах более 5 м.

Рис. 1,б иллюстрирует форму лидарных сигналов, полученных в полетах над Атлантическим океаном к западу от Великобритании (июнь 1997 г.). Для обработки был выбран регион с горизонтально однородной водой. В течение 10 мин самолет сделал несколько кругов над площадью диаметром 5 км. Чтобы исключить влияние зеркальных отражений от поверхности, зондирование проводилось под углом $5-7^\circ$ к вертикали. Данные для каждого УПЗ усреднялись по 600 лазерным вспышкам (120 с полета). Максимальный УПЗ, представленный на рис. 1,б, составлял $2\varphi_d = 10,8$ мрад (кривая 1), минимальный – 2,8 мрад (кривая 2). Отношение восстановленных значений показателя ослабления при минимальном и максимальном УПЗ составило 1,7. Ниже видно, что это же значение получается в численных расчетах, использующих фасеточную модель поверхности.

Рассчитанные средние значения показателя ослабления $\langle \varepsilon \rangle$ и среднеквадратические отклонения $\Delta \varepsilon$ в серии из 600 измерений, полученные при различных УПЗ в этом полете, приведены в табл. 1. Здесь же приводится средняя по серии погрешность вычисления в методе наименьших квадратов $\langle \delta \varepsilon \rangle$ и средний интервал глубин обработки Δh .

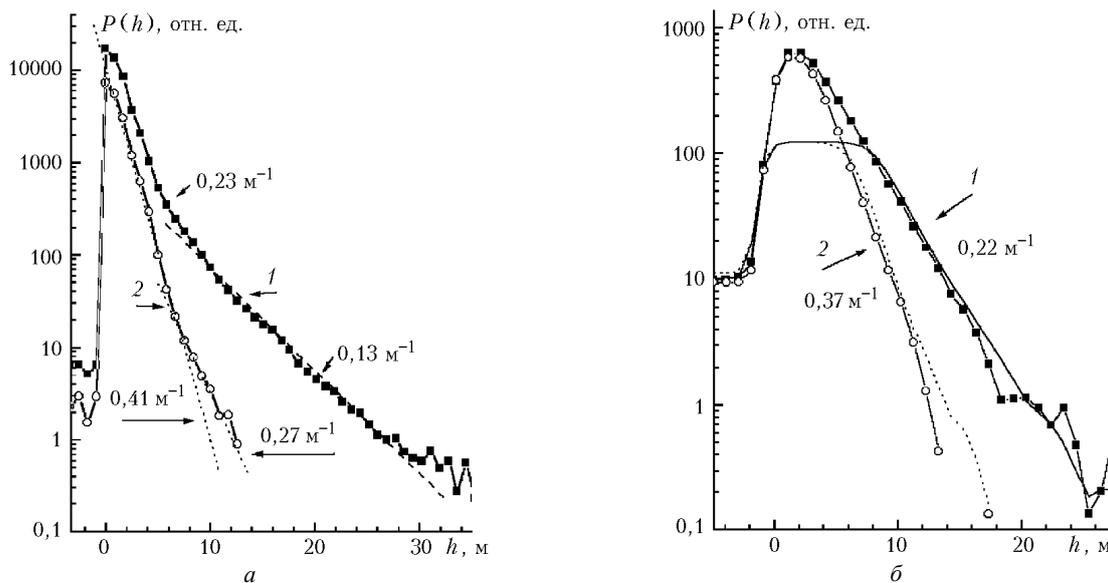


Рис. 1. Лидарные сигналы, полученные при различных углах поля зрения: а – Байкал, 1996 г. УПЗ $2\varphi_d = 13$ мрад (1), 1,3 мрад (2); б – Атлантический океан, 1997 г. УПЗ = 10,8 мрад (1), 2,8 мрад (2)

Таблица 1

Значения показателя ослабления, измеренные при различных УПЗ

$2\varphi_d$, мрад	10,8	8	5,4	2,8
$\langle \varepsilon \rangle$, м^{-1}	0,23	0,27	0,29	0,38
$\Delta \varepsilon$, м^{-1}	0,02 (8,6%)	0,03 (11%)	0,035 (14%)	0,07 (18%)
$\langle \delta \varepsilon \rangle$, м^{-1}	0,023	0,027	0,033	0,065
Δh , м	9–16	7–13	6–12	5–11

Прежде всего видно, что разброс $\Delta \varepsilon$ значений показателя ослабления в файле приблизительно равен рассчитанной погрешности вычислений, что подтверждает однородность воды по всей площадке. Измерения с минимальным

УПЗ характерны не только увеличением восстановленного значения ε , но и ростом разброса результатов от импульса к импульсу. Возрастает и погрешность вычисления ε из-за роста флуктуаций мощности сигнала на всех глубинах. Величина эхосигнала падает на всех глубинах при уменьшении УПЗ и меняется характер распределения мощности сигнала: данные для малых УПЗ не подчиняются гауссовому распределению. Гистограммы распределения мощности сигнала U с глубины 10 м приводятся на рис. 2,а (тонкой линией показана аппроксимация гауссовым распределением), а параметры распределения – в табл. 2. Средняя мощность импульса $\langle U \rangle$ падает с уменьшением УПЗ, а мода распределения смещается влево. Однако для всех УПЗ сохраняется заметное число импульсов с большой

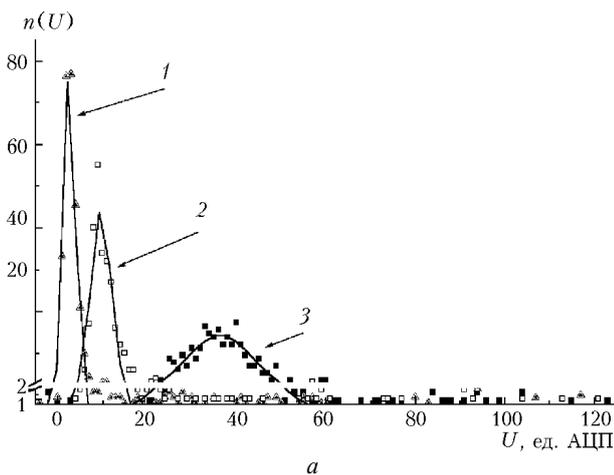
мощностью, распределенных по оси U до значений более 120 единиц АЦП. Как следствие, при малых УПЗ параметры гауссова распределения (U_0, σ), наилучшим образом аппроксимирующего эмпирические распределения, сильно отличаются от среднего $\langle U \rangle$ и среднеквадратического отклонения ΔU , вычисленных по серии из 600 импульсов. Данные для минимального УПЗ $2\varphi_d = 2,8$ мрад характеризуются резким возрастанием амплитудных флуктуаций сигнала (до 190%) и смещением (более чем в 2 раза) медианы относительно среднего значения.

Таблица 2

Параметры сигналов с глубины 10 м (см. рис. 2,а)

$2\varphi_d$	10,8	5,4	2,8
Среднее $\langle U \rangle$ и стандартное отклонение ΔU	42 ± 18 (43%)	$15,6 \pm 17$ (110%)	$6,7 \pm 13$ (190%)
Гаусс: U_0, σ	36 ± 15	$9,6 \pm 4,5$	$2,7 \pm 2,5$
Медиана	37	10	3

Аналогичные данные для глубины 7,5 м приведены на рис. 2,б,в. Почти гауссово распределение наблюдается для $2\varphi_d = 10,8$ мрад (рис. 2,б), медиана и среднее практически совпадают (для этого случая в приемном канале



а

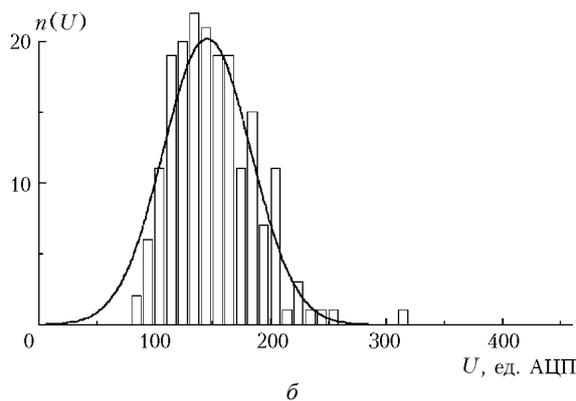
был установлен ослабитель 10 дБ). Для наименьшего УПЗ (см. рис. 2,в) остается почти 12% импульсов, превышающих верхний предел АЦП (128 ед.). Параметры распределения для этого случая: $\langle U \rangle = 35$, медиана = 19, $\sigma = 38$ (108%).

На рис. 3 приведены гистограммы распределения мощности импульсов для разных УПЗ, но для близких модальных значений U_0 (поэтому они взяты на различных глубинах под водой). Для наглядности часть оси $n(U)$ в пределах $n = 0-2$ дается в увеличенном масштабе. Параметры распределения приводятся в табл. 3. Здесь также заметно, что при почти одинаковой ширине гауссова распределения для малого поля зрения (рис. 3,в) наблюдается равномерное распределение для сильных импульсов, часть которых даже превосходит предел регистрации АЦП.

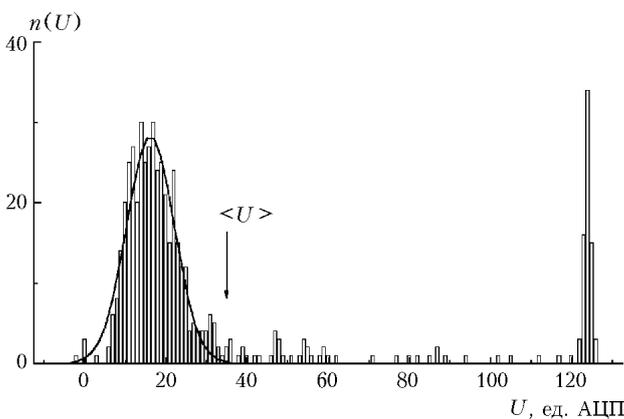
Таблица 3

Параметры сигналов, приведенных на рис. 3

$2\varphi_d$	(а) 10,8	(б) 5,4	(в) 2,8
Глубина h , м	13	10	8
Среднее $\langle U \rangle$ и отклонение ΔU	$11 \pm 3,4$	$15,6 \pm 17$	22 ± 34
Гаусс: U_0, σ	$10,8 \pm 2,1$	$9,6 \pm 4,5$	$7,7 \pm 2,3$



б



в

Рис. 2. Распределение мощности лидарного сигнала при различных углах поля зрения: а – глубина $h = 10$ м, $2\varphi_d = 2,8$ мрад (1), 5,4 мрад (2), 10,8 мрад (3); б – $h = 7,5$ м, $2\varphi_d = 10,8$ мрад; в – $h = 7,5$ м, $2\varphi_d = 2,8$ мрад

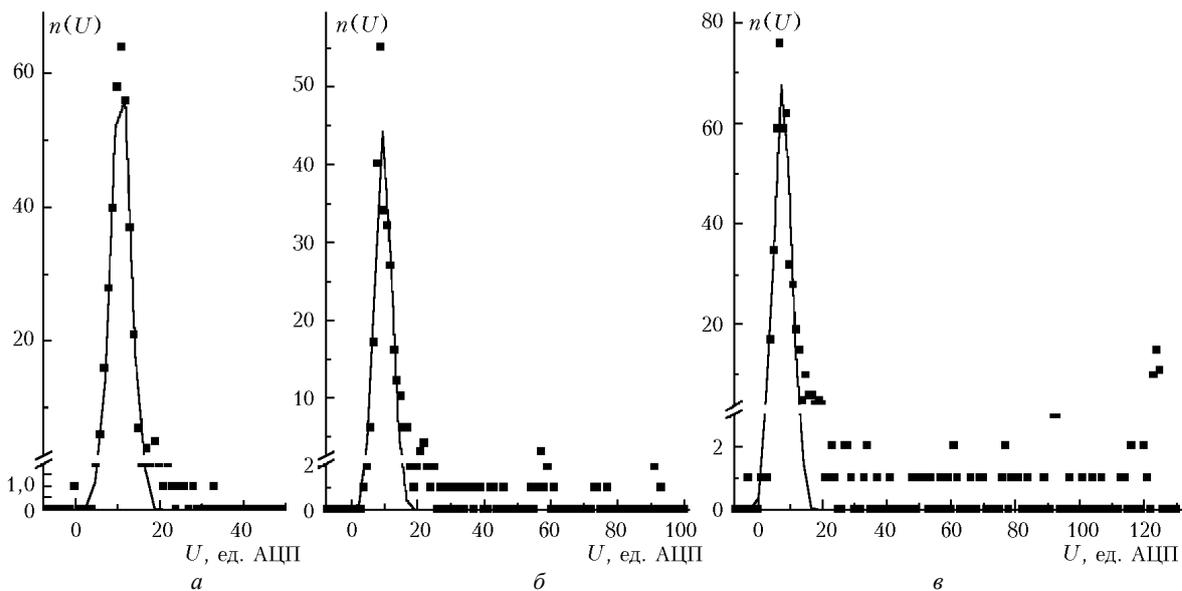


Рис. 3. Распределение мощности лидарного сигнала при различных углах поля зрения; а – $2\varphi_d = 10,8$ мрад, $h = 13$ м; б – $2\varphi_d = 5,4$ мрад, $h = 10$ м; в – $2\varphi_d = 2,8$ мрад, $h = 8$ м

Похожее распределение, но на малых глубинах, наблюдается и при большом поле зрения. Можно сделать заключение, что нормальное распределение амплитуд (когда среднее значение $\langle U \rangle$ совпадает с положением максимума U_0 для гауссовой аппроксимации) наблюдается только начиная с некоторой глубины при достаточно слабых значениях мощности: для глубин 7 м при $2\varphi_d = 10,8$ мрад и для 11 м при $2\varphi_d = 5,4$ мрад. Даже для наибольших УПЗ уровень флуктуаций превышает почти в два раза ошибки измерения мощности сигнала. На меньших глубинах увеличивается число импульсов, мощность которых завышена по сравнению с нормальным распределением. Для минимального УПЗ нормальное распределение не наблюдается даже для максимальных глубин. В то же время анализ значений показателя ослабления для отдельных импульсов при любых УПЗ показывает, что какая-либо корреляция между значением ϵ и энергией импульса отсутствует.

Сделаем предварительный вывод из представленных результатов. Понятно, что систематическое занижение значений показателя ослабления, полученных при измерениях с большими УПЗ, вызвано влиянием многократного рассеяния света. Однако несомненно также, что измерения с предельно малым УПЗ (равным расходимости лазерного пучка) дают сильно завышенные значения ϵ . Более того, огромный разброс в мощностях принимаемых сигналов, превосходящий иногда динамический диапазон АЦП, делает такие измерения малоинформативными, поскольку от одной вспышки к другой изменяется интервал глубин, сигнал от которых попадает в пределы динамического диапазона приемника. Это не дает возможности усреднять регистрируемый сигнал вдоль линии полета и тем самым увеличивать точность измерений. Наш опыт зондирования показывает, что устойчивые и повторяемые результаты достигаются при выборе УПЗ не менее 6 мрад. Наиболее вероятной причиной, которая может объяснить подобное поведение эхосигналов, несомненно, является влияние взволнованной морской поверхности.

2. Анализ влияния взволнованной поверхности на лидарные измерения

Отметим сначала, что нами никогда не наблюдались описанные в [15, 16] беспорядочные выбросы на глубинном профиле сигнала, существенно превышающие погрешности измерения и не связанные с подводными неоднородностями, хотя временное разрешение наших фотоприемников было лучше, чем в [15]. Характер наблюдаемых флуктуаций заключался в том, что уровень сигнала увеличивался или уменьшался от вспышки к вспышке достаточно равномерно по всей глубине, о чем говорят уже упомянувшееся отсутствие корреляции между средним по глубине значением ϵ и $\langle U \rangle$, а также относительно небольшая дисперсия флуктуаций $\Delta\epsilon$ по сравнению с дисперсией флуктуаций мощности сигнала. Отметим, что наблюдающееся при малых УПЗ завышение среднего значения сигнала $\langle U \rangle$ примерно в 2 раза по сравнению с модой (и медианой) распределения $n(U)$ вполне может быть интерпретировано как проявление эффекта усиления обратного рассеяния, который и должен наблюдаться только в малых углах относительно направления назад [10, 11]. Но уже в [11] указывалось, что эффект усиления может быть не абсолютным, а относительным. В нашем случае это означает, что средняя интенсивность в направлении назад увеличивается по сравнению с рассеянием вбок, но не по сравнению со случаем плоской поверхности. Основной эффект, связанный со случайным наклоном поверхности и приводящий к сильному занижению средней интенсивности при малых УПЗ, рассмотрим ниже.

2.1. Формирование эхосигнала при пересечении границы «атмосфера–море»

Основной анализ влияния поверхности раздела на лидарные сигналы проведем на основе фасеточной модели [6, 26, 27], рассматривающей поверхность как набор случайно ориентированных микроплощадок с центрами в одной

плоскости $r = H$. Прохождение излучения через каждую микроплощадку происходит по известным френелевским законам отражения и преломления. Для обоснования применяемого алгоритма рассмотрим конкретную схему самолетного зондирования моря.

Зондирование ведется в нади́р с борта самолета, находящегося на высоте 200 м над поверхностью. Полный угол расходимости излучения $2\varphi_s = 1,3$ мрад, что дает на поверхности освещенное пятно радиусом $r_s = 0,13$ м. В пределах такого пятна находится много капиллярных ($\lambda < 4$ мм) и гравитационно-капиллярных ($\lambda < 7$ см) морских волн [6]. Еще больше визируемая область поверхности (определяемая полем зрения приемного телескопа), из которой рассеянное гидрозолями излучение может попасть в приемник. Это дает основание не учитывать при расчете **средней** энергии эхосигнала какую-либо корреляцию между наклонами микроплощадок в точках входа излучения и в точках выхода различных кратностей рассеяния. (В [29, 30] показано, что учет эффектов взаимного затенения волн и перераспределения излучения между ними нужно учитывать только при скользких углах зондирования).

В соответствии с фасеточной моделью нормали к площадкам $S = (S_x, S_y, S_z)$ подчиняются нормальному распределению

$$P(S) = P(\alpha_x, \alpha_y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left\{-\frac{\alpha_x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{\alpha_y^2}{2\sigma_y^2}\right\}, \quad (1)$$

где $\alpha_x = S_x/S_z$, $\alpha_y = S_y/S_z$. Дисперсии уклонов изменяются в зависимости от скорости ветра W . Обычно используется зависимость, полученная в [26]:

$$\sigma_x^2 = 0,0031 W, \quad \sigma_y^2 = 0,003 + 0,00192 W. \quad (2)$$

В [28] по результатам измерений в Черном море приводится несколько другая зависимость σ^2 от скорости ветра, но подтверждается, что эмпирические распределения подчиняются нормальному закону. Кроме того, характерно, что поверхность не становится плоской ($\sigma^2 \neq 0$) даже при полном отсутствии ветра. Среднеквадратичный наклон площадок при отсутствии ветра составляет и по [26], и по [28] $\sigma_W \approx 54$ мрад (3°). Для наших оценок будем брать скорость ветра $W = 3$ м/с, когда волнение в соответствии с зависимостью (2) становится практически изотропным с $\sigma_W = (\sigma_x\sigma_y)^{1/2} \approx 95$ мрад.

Если луч падает на площадку, наклоненную к вертикали под углом $\sigma_W = 95$ мрад, то отклонение его от вертикали под водой будет равно $\sigma_W(m-1)/m \approx 24$ мрад ($m = 1,34$ – показатель преломления воды). Это на порядок превышает угол расходимости лазерного излучения и минимальный угол поля зрения нашего лидара. И наоборот, луч, идущий снизу к поверхности под этим углом, может войти в поле зрения телескопа при удачном наклоне микроплощадки. Уже это ставит под сомнение целесообразность выбора минимальных полей зрения лидара в попытке уменьшить влияние многократного рассеяния.

На рис. 4,а представлена геометрия формирования однократно рассеянного эхосигнала для плоской границы раздела. Здесь H – расстояние до границы воды, h – глубина в воде; R – радиус объектива приемника. Запишем однократное уравнение лазерного зондирования (УЛЗ) в упрощенном виде

$$P(h) = C\Omega\sigma_\pi(h) \exp(-2\tau), \quad (3)$$

где C – константа калибровки; τ – оптическая толщина трассы; σ_π – коэффициент рассеяния в направлении назад; Ω – телесный угол конуса однократно рассеянного излучения, попадающего в приемник (иными словами – угол, под которым виден приемник из точки рассеяния). Для плоской поверхности, как и однородной среды, однократно рассеянное излучение может попасть в приемник только из области, ограниченной пятном излучения лазера (круг радиуса r_s на рис. 4,а). Однако угол раскрытия конуса θ , в котором заключено попадающее в приемник однократно рассеянное излучение, значительно меньше, чем φ_s . Для воздуха этот угол был бы равен $\theta = R/(H+h)$. (Здесь и далее предполагается в силу геометрии самолетного эксперимента, что $\theta \ll 1$).

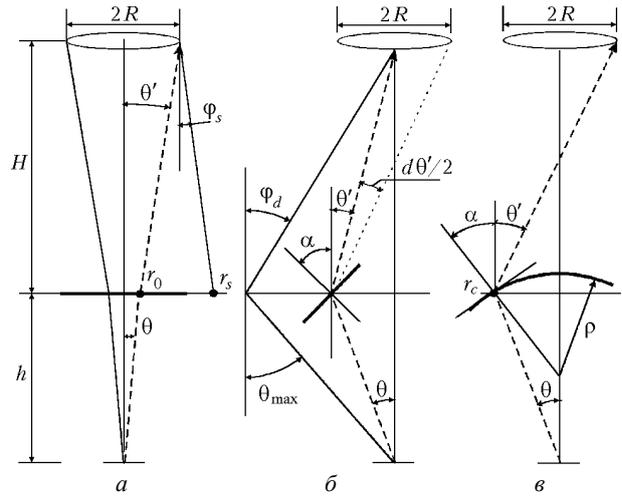


Рис. 4. Схема прохождения излучения через поверхность: а – плоская поверхность; б – фасеточная модель (случайный наклон микроплощадок); в – сферическая поверхность; φ_s – угол расходимости пучка; φ_d – угол поля зрения. Пунктиром обозначен ход луча, рассеянного под углом 180° – θ

Учитывая, что углы отклонения луча в воде θ и в воздухе θ' связаны соотношением $\theta' = m\theta$, для плоской поверхности можно получить величину углов θ и Ω :

$$\theta = R/(Hm+h), \quad \Omega_0(h) = \pi\theta^2. \quad (4)$$

Это значение несколько меньше, чем было бы при отсутствии границы в однородной среде. Например, при радиусе объектива приемного телескопа $R = 0,1$ м величина $\theta = 0,35$ мрад на глубине 20 м и размер области пересечения конуса с поверхностью составляет $r_0 = 7$ мм. На этой длине укладывается несколько морских капиллярных волн и нет полной корреляции наклона поверхности в точках входа и выхода. Представим себе, что луч, идущий из-под воды вертикально вверх, попадает на площадку с наклоном σ_W . Тогда отклонение его от вертикали в воздухе составит $\sigma_W(m-1) \approx 32$ мрад, что в 100 раз больше углового раскрытия конуса излучения, попадающего в приемник. Следовательно, значительная часть однократно рассеянного излучения, которое при плоской поверхности попало бы в приемник, в случае взволнованной поверхности в него не попадет. С другой стороны, поскольку средний уклон площадок σ_W много больше угла поля зрения, найдется множество площадок, которые отклоняют в сторону приемника ту часть однократно рассеянного излучения, которая не попа-

ла бы в приемник при плоской поверхности. Поэтому мощность однократного рассеяния растет при увеличении поля зрения и насыщается (как было показано в [23]) при поле зрения порядка $\varphi_d \approx 1^\circ$ на уровне 70% от соответствующей энергии для плоской поверхности.

Рассмотрим (рис. 4,б) прохождение луча через поверхность при случайном наклоне микроплощадки. Зададим угол θ в воде (рассеяние назад на угол $180^\circ - \theta$) и расположим ось X в плоскости рассеяния. Пусть микроплощадка наклонена к вертикали под углом $\alpha = (\alpha_x, \alpha_y)$. Используя соотношение между углом падения ($\alpha - \theta$) и углом преломления ($\alpha + \theta'$), легко получить, что в центр приемника попадает луч при наклоне площадки под углом

$$\begin{cases} \alpha_x = \frac{(Hm + h)}{H(m-1)} \theta \\ \alpha_y = 0 \end{cases} \quad (5)$$

Вероятность попадания излучения в приемник выразится в виде

$$E(\alpha) = \pi/4 P(\alpha_x, \alpha_y) d\alpha_x d\alpha_y, \quad (6)$$

где $P(\alpha)$ определяется по (1), а $d\alpha$ – пределами изменения угла наклона площадки при фиксированном угле рассеяния θ , при котором луч не выходит за пределы приемника. Можно показать, что $d\alpha = d\theta'/(m-1)$, $d\theta' = 2R/H$ и, следовательно, $d\alpha_x d\alpha_y = 4R^2/H^2(m-1)^2$.

Поскольку точка пересечения лучом поверхности должна находиться в пределах угла поля зрения φ_d приемника, угол рассеяния θ изменяется от 0 до $\theta_{\max} = \varphi_d H/h$ (это справедливо при $\theta_{\max} \ll 1$, что для глубин $h = 20$ м выполняется даже при максимальных углах поля зрения лидара). Мощность однократно рассеянного излучения выражается в виде

$$\begin{aligned} P(h) &= C \exp(-2\tau) \int_0^{\theta_{\max}} \sigma(180^\circ - \theta, h) E(\theta) \pi \theta d\theta \approx \\ &\approx C \exp(-2\tau) \sigma_\pi(h) \Omega_F(h). \end{aligned} \quad (7)$$

В (7) сделано дополнительное слабое предположение, что в пределах угла рассеяния ($180 - \theta_{\max}$) индикатриса рассеяния постоянна. Через Ω_F в (7) обозначен интеграл, имеющий смысл эффективного телесного угла рассеяния (сравни с Ω_0 в выражении (1) для плоской поверхности).

В результате подстановки (1), (5), (6) в (7) и вычисления интеграла получаем выражение для Ω_F :

$$\Omega_F = \frac{\pi R^2}{(Hm + h)^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{(Hm - h)^2}{(m-1)^2} \frac{\varphi_d^2}{2\sigma_w}\right) \right] = K \Omega_0. \quad (8)$$

В (8) через K обозначено стоящее в квадратных скобках выражение, которое определяет фактор занижения мощности принимаемого сигнала по сравнению с плоской поверхностью раздела. Величина K существенно зависит от УПЗ лидара. При $\varphi_d > 5$ мрад $K \approx 1$, следовательно, потерь мощности нет. При уменьшении φ_d потери увеличиваются (на глубине $h = 20$ м при $\varphi_d = 1,3$ мрад $K = 0,29$, при $\varphi_d = 0,13$ мрад $K = 0,003$), причем потери растут с глубиной. При $\varphi_d \ll 1$ (фактически при $\varphi_d < 1$ мрад для $h > 20$ м) выражение (8) существенно упрощается:

$$K \approx \frac{(Hm - h)^2}{(m-1)^2} \frac{\varphi_d^2}{2\sigma_w}. \quad (9)$$

Из (9) видно, что при малых УПЗ сигнал получает дополнительное по сравнению с уравнением (3) ослабление, обратно пропорциональное квадрату глубины. Следовательно, скорость спада лидарного сигнала увеличивается, и это может ошибочно интерпретироваться как увеличение показателя ослабления излучения ϵ в воде. Например, в наиболее удобном для обработки сигналов диапазоне глубин 5 – 15 м дополнительное ослабление сигнала в 9 раз соответствует увеличению ϵ на $0,11 \text{ м}^{-1}$, что сравнимо с самим значением ϵ в прозрачных водах. Расчет мощности сигнала по (7), (8) для угла $\varphi_d = 0,13$ мрад (случай, когда можно пренебречь многократным рассеянием) приведен на рис. 5, кривая 8 (пунктир). Он хорошо совпадает с результатами численных расчетов методом Монте-Карло. Заметим, что кривая $P(h)$ в этом полулогарифмическом масштабе отклоняется от прямой линии и приобретает выпуклость вниз. Именно такая форма спада эхосигнала часто наблюдалась нами в натуральных экспериментах – как на рис. 1,а, так и в статье [1].

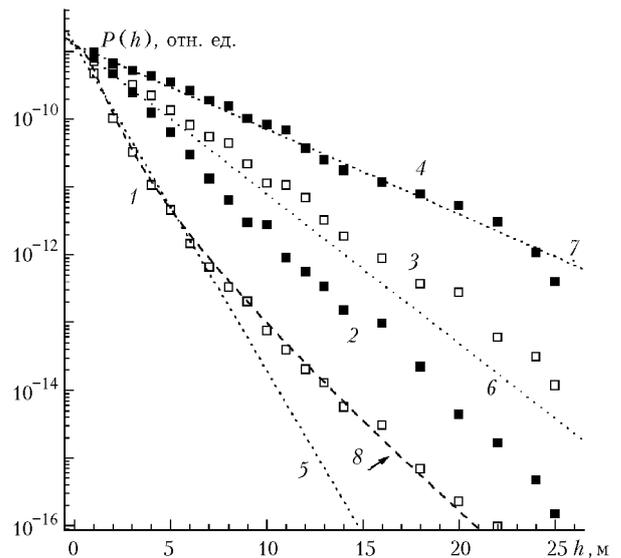


Рис. 5. Суммарный лидарный сигнал при различных углах поля зрения. Расчет для $2\varphi_d = 0,28$ мрад (кривая 1), 1,08 мрад (2), 2,8 мрад (3), 10,8 мрад (4). Пунктир – экспоненциальная зависимость для $\epsilon = 0,55 \text{ м}^{-1}$ (5), $0,25 \text{ м}^{-1}$ (6), $0,14 \text{ м}^{-1}$ (7), 8 – расчет по формуле (8)

2.2. Численные расчеты

Более точный анализ влияния волнения на измеряемую величину показателя ослабления, учитывающий одновременно и вклад многократного рассеяния, можно получить при численном моделировании работы лидара методом Монте-Карло. Ниже приводятся полученные нами результаты расчетов. При расчетах лидарного сигнала использовалась схема локальной оценки потока, подробно описанная в [23]. Использовались оптические параметры воды, типичные для открытых вод океана: индикатриса рассеяния $g_1(\mu)$, рассчитанная в [21] по модели спектра частиц вод Тихого океана [32]. Ее средний косинус

$\langle \cos \mu \rangle = 0,95$, вероятность выживания фотона $\Lambda = 0,8$, показатель ослабления излучения $\varepsilon = 0,25 \text{ м}^{-1}$. Параметры лидара соответствовали реальным.

В [23] указывалось, что двукратное пересечение взволнованной поверхности вызывает при малых УПЗ быстрое ослабление компонент сигнала с низкими кратностями рассеяния. На рис. 6 представлены глубинные профили рассеянных компонент различной кратности в лидарном сигнале при различных полях зрения. Скорость ветра выбрана $W = 3 \text{ м/с}$, расстояние до поверхности – 200 м. По горизонтали отложена глубина в воде, по вертикали – относительная мощность сигнала. Пунктиром показан глубинный профиль сигнала однократного рассеяния при плоской поверхности воды: $P(h) \sim \exp(-2\varepsilon h)$. Цифрами у кривых указана кратность рассеяния; Σ – суммарный сигнал.

Максимальные потери сигнала наблюдаются при наименьшем УПЗ $\varphi_d = 0,134 \text{ мрад}$ (рис. 6,а). Не только однократно рассеянная компонента, но и полная мощность сигнала имеет более быстрый, чем при плоской поверхности, спад. Однократно рассеянное излучение для $\varphi_d = 1,34 \text{ мрад}$ (рис. 6,б) спадает с глубиной быстрее, чем $\exp(-2\varepsilon h)$, но вклад многократного рассеяния больше, чем в предыдущем случае, и скорость спада суммарного сигнала почти соответствует $\exp(-2\varepsilon h)$. Наконец, для $\varphi_d = 10,7 \text{ мрад}$ (рис. 6,в) скорость спада однократно рассеянного излучения такая же, как для плоской поверхности, но вклад многократно рассеянного излучения преобладает, и скорость спада результирующего сигнала существенно занижена. Из рис. 6 видно, что энергия однократно рассеянного излучения уже не концентрируется в пределах поля зрения, равного расходимости излучателя $\varphi_d = \varphi_s$, но зависит от УПЗ

приемника. Формирование однократно рассеянного излучения заканчивается при $\varphi_d \approx 1^\circ$.

Рис. 5 показывает суммарный сигнал для различных УПЗ. Значения восстановленного по скорости спада суммарного сигнала показателя ослабления ε' сильно завышены по сравнению с истинным $\varepsilon = 0,25 \text{ м}^{-1}$ для малых УПЗ и занижены для больших. Только для одного значения УПЗ (а именно для $\varphi_d = 1,34 \text{ мрад}$) влияние многократного рассеяния компенсирует влияние взволнованной поверхности, и восстановленное значение ε' совпадает с истинной величиной ε . Кроме того, видно, что аналитическое приближение по (7), (8) хорошо совпадает с численными расчетами для малых УПЗ (ср. кривые 8 и 1).

Численные расчеты показали, что скорость ветра в выбранной модели поверхности (в пределах 3–7 м/с) практически влияет только на энергию лидарного сигнала, но не изменяет наклон кривой $\ln P(h)$, это следует и из (9). Отношение восстановленных значений ε' , измеренных при различных (но не слишком малых) УПЗ, определяется во многом вкладом многократно рассеянного излучения и оказывается таким же, как и при плоской поверхности раздела. Например, для предельных УПЗ, реализованных в эксперименте 1997 г. ($2\varphi_{\min} = 2,68 \text{ мрад}$, $2\varphi_{\max} = 10,8 \text{ мрад}$), это отношение равно 1,6. Как было видно раньше, именно это значение наблюдается в нашем эксперименте. Расчеты также показывают, что, как и для плоской поверхности, вклад высоких кратностей рассеяния определяется не самим значением УПЗ φ_d , а оптическим диаметром области поля зрения на поверхности $\eta = \varepsilon 2\varphi_d H$. Искажение же формы однократно рассеянного излучения (в соответствии с (7), (8)) от значения показателя ослабления ε не зависит.

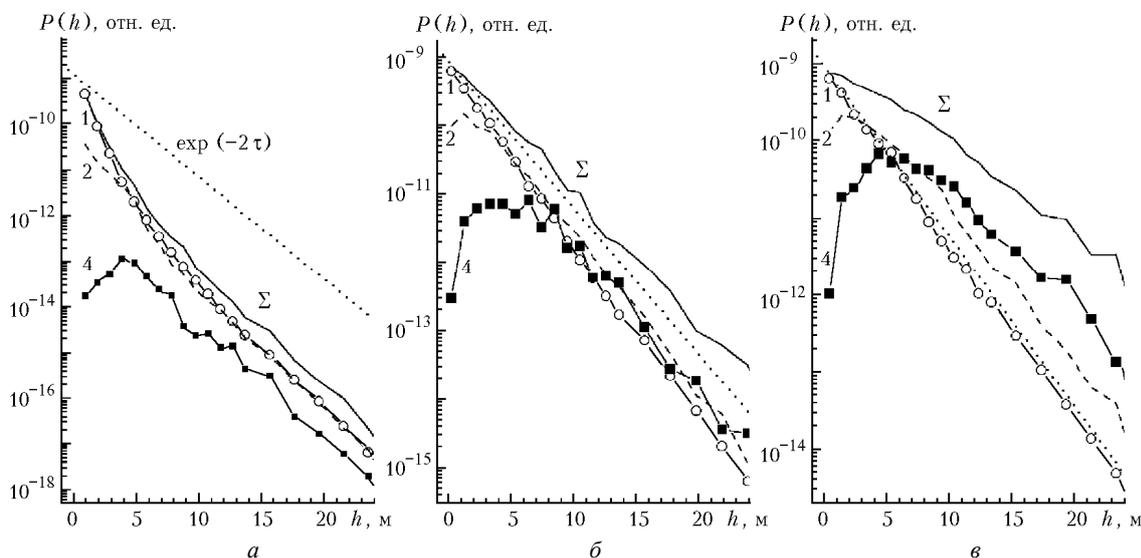


Рис. 6. Формирование рассеянных компонент различной кратности при различных углах поля зрения лидара: а – $2\varphi_d = 0,28 \text{ мрад}$; б – $2,8 \text{ мрад}$; в – $10,8 \text{ мрад}$

2.3. Анализ применимости фасеточной модели поверхности для лидарного зондирования

Проведенный выше анализ объясняет основные особенности лидарных сигналов и в первую очередь – наблюдаемое завышение восстановленных значений показателя ослабления при малых УПЗ лидара. В то же время харак-

тер наблюдаемых флуктуаций мощности экосигналов не совсем понятен. Несомненно, что рассмотренная ранее фасеточная модель поверхности моря должна приводить к нормальному распределению амплитуд импульсов, поскольку в каждом сигнале присутствует результат взаимодействия излучения с большим числом площадок со случайными наклонами. На самом деле при малых УПЗ при-

сутствует значительная доля сигналов с аномально высокой энергией. Для них характерна та же (в среднем) скорость спада мощности с глубиной (и следовательно, то же значение ϵ'), но нет зависимости энергии от угла поля зрения лидара. Кроме того, опыт показывает, что значение УПЗ, при котором взаимно компенсируются вклад многократного рассеянного излучения и влияние поверхности, несколько больше, чем оцененный при расчетах $2\varphi_d = 2,68$ мрад.

Как уже упоминалось, мы не наблюдали эффектов, связанных с фокусировкой излучения на определенной глубине и описываемых «однолинзовой» моделью [16, 18]. Для их существования необходимо, чтобы размер освещенного пятна на поверхности был в несколько раз меньше длины поверхностной волны. Этот случай хорошо демонстрировался в модельных экспериментах [16], но в той же работе отмечалось, что мелкая рябь на поверхности может полностью маскировать действие крупных волн.

В геометрооптическом приближении определяющим размером является не радиус пучка на поверхности, а размер области пересечения конуса однократно рассеянного излучения с поверхностью (r_0 на рис. 4,а), который в нашей схеме зондирования равен $r_0 = 7$ мм. Даже на этом радиусе уже укладывается несколько длин капиллярных волн, и есть основания не рассматривать корреляцию наклона поверхности во всех точках входа и выхода излучения. Именно это дает основание применять фасеточную модель и считать, что в любой точке поверхности выходящее излучение с равной вероятностью отклоняется от первоначального направления распространения. Однако ясно, что за время прохождения излучения дважды через поверхность (а это доли микросекунды) ее состояние не успевает измениться. Рассеянное точно назад (180°) излучение пройдет через ту же точку поверхности, что и на входе, и вернется в приемник при любом состоянии волнения.

Можно предположить, что существует некоторая область радиусом r_c вокруг точки входа луча в воду, в пределах которой поверхность можно рассматривать как «замороженную» для однократного рассеяния из-под воды. Все излучение, достигшее поверхности в круге радиуса r_c , попадет в приемник, не испытывая ослабления, предсказываемого при расчете средних характеристик сигнала в фасеточной модели. Размер r_c области зависит как от радиуса корреляции волнения, который по [17] имеет порядок четверти длины поверхностной волны, так и от кривизны поверхности в точке входа. В действительности радиус корреляции волнения чрезвычайно трудно оценить, поскольку поверхность представляет собой набор волн различной длины и ситуация меняется от импульса к импульсу. Рассмотрим, как влияет на r_c кривизна поверхности.

Геометрия прохождения луча через сферическую поверхность представлена на рис. 4,в. Угол θ определяет лучи, попадающие в край приемника. Он пересекает поверхность на расстоянии r_c от вертикали. Наклон поверхности α в этой точке определяется ее радиусом кривизны ρ . В предположении, что глубина зондирования много больше радиуса кривизны ($h \gg \rho$), можно получить выражение для телесного угла конуса однократно рассеянного излучения

$$\Omega_c = \frac{\pi R^2}{(m-1)^2 H^2} \frac{\rho^2}{h^2}. \quad (10)$$

При этом радиус $r_c = R\rho/(m-1)H$ не зависит от глубины (в этом отличие от плоской поверхности). Сравнивая (10) и (4), видим, что дополнительное ослабление, вносимое сферической поверхностью, не зависит от поля зрения приемника, но имеет ту же зависимость от глубины, что и в фасеточной модели (9). Этим объясняется тот факт, что наблюдаемая в эксперименте скорость спада сигнала с глубиной не зависит от энергии импульсов, а энергия аномально мощных импульсов не зависит от поля зрения лидара.

В то же время для того, чтобы оценить вклад «замороженного» излучения в полную энергию сигнала, нужно правильно оценить средний радиус кривизны. Известны из [31] экспериментальные измерения кривизны элементов поверхности при различных скоростях ветра, полученные по наблюдению бликов от искусственного источника излучения. По этим оценкам радиусы кривизны находятся в пределах 14–25 см. Это дает значение r_c порядка 0,3 мм и пренебрежимо малую энергию «замороженной» части сигнала (10), почти на три порядка меньшую, чем для плоской поверхности, и значительно меньшую, чем оценка по фасеточной модели (9) средней энергии, ослабленной из-за волнения. Поэтому большая часть эхосигналов не проявляет признаков замороженности, и на распределении $n(U)$ (например, на рис. 2,б) они представлены в виде компактной группы с почти гауссовым распределением.

В то же время значительная часть поверхности может иметь очень малую кривизну (любого знака) по крайней мере в одном направлении, такие участки не могли быть учтены в [31] из-за выбранной методики измерений. Это особенно относится к капиллярным волнам, которые характеризуются широкими гребнями и острыми ложбинами [6]. При росте радиуса кривизны ρ энергия (10) «замороженных» импульсов быстро растет. Поскольку для каждого лазерного импульса величина r_c получается усреднением волнения по области, освещенной лазерным пучком, средние значения r_c не могут превосходить радиуса корреляции волнения. Например, если мы примем за r_c четверть максимальной длины капиллярного волнения ($r_c = 1$ мм), то для $\varphi_d = 0,13$ мрад и $h = 20$ м мощность «замороженной» части (10) будет в 6 раз превосходить рассчитанную для фасеточной модели (9). Примерно в таких пределах распределены энергии зарегистрированных импульсов на рис. 2,в. Поскольку для каждого лазерного импульса реализуется своя конкретная картина взволнованной поверхности, r_c может меняться в широких пределах, чем и объясняется практически равномерное распределение энергии сильных импульсов в наблюдениях.

Мощность «замороженной» части эхосигнала может достичь полной мощности сигнала для плоской поверхности, если для данной глубины зондирования $r_c \geq r_0$. Это более вероятно в верхних слоях воды, где мал r_0 , и именно там наблюдается заметное число импульсов с аномально большой мощностью. С увеличением глубины растет r_0 и относительная доля «замороженного» излучения уменьшается. При больших полях зрения, когда значителен вклад многократного рассеяния и мало среднее занижение энергии в фасеточной модели, эта доля становится незаметной. При малых полях зрения она существенна.

Наблюдаемая картина будет зависеть и от положения лидара над поверхностью. При низко расположенном приемнике (бор судна) угол Ω_0 , под которым виден приемник, большой и величина r_0 много больше длины волнения, поэтому «замороженная» часть сигнала будет мала. Измерения

[1], проводившиеся в подобной ситуации лидаром с большим УПЗ (10 мрад), показывают, что в этом случае флуктуации мощности сигнала находятся на уровне 30%, одинаковы по всей глубине и имеют нормальное распределение.

Приведенное выше рассмотрение «замороженности» поверхности раздела описывает эффект, в чем-то аналогичный усилению обратного рассеяния при двукратном прохождении фазового экрана. Возможно, это лишь взгляд с точки зрения геометрической оптики на тот же механизм взаимодействия излучения с поверхностью, поскольку в обоих подходах характерным размером является радиус корреляции волнения. Однако такой подход позволил использовать в оценке истинные параметры лидарного эксперимента (размер приемника, поле зрения и пр.) и показал, что в действительности наблюдается не усиление обратного рассеяния, а лишь меньшее, чем в расчетах по фасеточной модели, ослабление некоторой части эхосигналов. Качественно полученные оценки возможного разброса энергий отдельных импульсов подтверждаются результатами натурных экспериментов.

Заключение

Рассмотренные в статье эффекты, связанные с лидарным зондированием верхнего слоя моря: многократное рассеяние и поверхностное волнение – оказывают противоположное влияние на измеряемый показатель ослабления. Результатом влияния поверхностного волнения является более быстрый, чем экспоненциальный, спад с глубиной мощности однократного рассеяния. Это приводит к завышению измеряемого показателя ослабления излучения в воде. Наоборот, многократное рассеяние снижает скорость спада эхосигнала. При определенном УПЗ эти эффекты компенсируют друг друга, и рассчитанный по скорости спада сигнала показатель ослабления равен его истинному значению. Расчеты методом Монте-Карло для фасеточной модели взволнованной поверхности дают для этого УПЗ величину $2\varphi_d \approx 2,6$ мрад.

Из экспериментальных данных следует, что при таком УПЗ получаемые значения ϵ несколько завышены. Зондирование воды с таким малым УПЗ чрезвычайно неэффективно. Причиной этого являются сильные флуктуации мощности эхосигналов, не описываемые нормальным распределением. От импульса к импульсу меняется интервал глубин, в котором лидарный сигнал находится в пределах динамического диапазона приемника. Это затрудняет проведение пространственного (вдоль линии полета) усреднения лидарных сигналов и рассчитанных оптических характеристик воды и приводит к росту погрешностей измерения показателя ослабления.

Формирование однократно рассеянного излучения заканчивается согласно расчетам при УПЗ $2\varphi_d \approx 10$ мрад. Экспериментальные данные показывают, что при увеличении УПЗ до $2\varphi_d \approx 8-10$ мрад флуктуации мощности лидарных сигналов существенно уменьшаются и их распределение приближается к гауссовому. Эти углы оптимальны для зондирования, хотя нужно учитывать, что восстановленное значение показателя ослабления может несколько занижаться из-за влияния многократного рассеяния.

Обсуждаются причины появления при малых УПЗ эхосигналов аномально большой мощности. Рассматривается состояние «замороженности» поверхности раздела, когда часть однократно рассеянного излучения, заключенная в конусе с малым раскрытием в направлении 180° ,

пройдет при обратном пересечении поверхности через тот же элемент, что и при первом проходе сверху вниз. Оценка показывает, что энергия отдельных сигналов может почти на порядок превосходить среднюю энергию импульсов. Наблюдающееся при малых УПЗ завышение среднего значения сигнала $\langle U \rangle$ примерно в 2 раза по сравнению с модой распределения $n(U)$ вполне может быть интерпретировано как проявление известного эффекта усиления обратного рассеяния.

При всех УПЗ и на всех глубинах флуктуации мощности эхосигналов значительно превосходят погрешности измерений. Это дает основание планировать эксперименты по изучению зависимости дисперсии флуктуаций от характеристик волнения.

1. Коханенко Г.П., Пеннер И.Э., Шаманаев В.С. Исследования морской воды в Северной Атлантике судовым лидаром // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 7. С. 714–722.
2. Коханенко Г.П., Пеннер И.Э., Шаманаев В.С., Ладбрук Дж., Скотт А. Лазерное зондирование акватории озера Байкал // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 1. С. 39–45.
3. Kokhanenko G., Penner I., Shamanaev V., Ludbrook G., Scott A. Lidar Sensing of the North Sea near Great Britain // 13th Annual Int. Symp. on AeroSense. 5–9 April 1999. Orlando, Florida, USA. 3707-03.
4. Веретенников В.В. Структура лидарного сигнала при многократном рассеянии в малоугловом приближении // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 5. С. 385–391.
5. Bissonnette L.R., Hutt D.L. Multiply scattered aerosol lidar returns: inversion method and comparison with in situ measurements // Appl. Opt. 1995. V. 34. № 30. P. 6959–6975.
6. Монин А.С., Красницкий П.П. Явления на поверхности океана. Л.: Гидрометеоздат, 1985. 374 с.
7. Пелевин В.Н. Оптические неконтактные методы измерения морского волнения // Оптика океана. Т. 2. Прикладная оптика океана / Отв. ред. Д.С. Монин. М.: Наука, 1983. С. 101–111.
8. Hoge F., Swift R. Experimental feasibility of the airborne measurement of absolute oil fluorescence spectral conversion efficiency // Appl. Opt. 1983. V. 22. № 1. P. 37.
9. Дорофеев Ю.Б., Лучинин А.Г. О характеристиках светового потока, дважды прошедшего через взволнованную границу раздела двух сред // Оптика моря / Ред. К.С. Шифрин. М.: Наука, 1983. С. 154–158.
10. Лучинин А.Г. Влияние ветрового волнения на характеристики светового поля, обратно рассеянного дном и толщей воды // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1979. Т. 15. № 7. С. 770–775.
11. Виноградов А.Г., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Эффект усиления обратного рассеяния на телах, помещенных в среду со случайными неоднородностями // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 7. С. 1064–1070.
12. Апресян Л.А., Власов Д.В. Об эффектах усиления обратного рассеяния при лазерном зондировании через случайную границу случайно-неоднородной среды // Оптика атмосферы и океана. Т. 5. № 1. 1992. С. 5–14.
13. Вебер В.Л., Сергеевская И.А. Эффект усиления обратного рассеяния при аэрокосмическом лазерном зондировании толщи моря через взволнованную поверхность // Изв. РАН. Сер. ФАО. Т. 28. № 3. 1992. С. 325–333.
14. McLean J.W., Freeman J.D. Effects of ocean waves on airborne lidar imaging // Appl. Optics. V. 3. № 18. P. 3261–3269.
15. Власов Д.В. Лазерное аэрозондирование верхнего слоя океана // Изв. АН СССР. Физика. 1985. Т. 49. № 3. С. 433.
16. Власов Д.В., Стрельцов В.Н., Слободянин В.П. Эффекты двукратного прохождения излучения через взволнованную поверхность при лазерном зондировании океана. Дистанционное зондирование океана / Под ред. А.М. Прохорова // Труды ИОФАН. Т. 1. М.: Наука, С. 39–59.
17. Лучинин А.Г. Информационные свойства флуктуационных составляющих лидарных сигналов при зондировании верхнего слоя океана через взволнованную поверхность // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1998. Т. 34. № 5. С. 686–692.

18. Вебер В.Л. Статистические характеристики оптического сигнала при зондировании толщи моря через взволнованную поверхность // Оптика моря и атмосферы: Тезисы докл. Л.: ГОИ, 1988. С. 406–407.
19. Бабиченко С., Дудельзак А., Саар К. Влияние морского волнения на эхосигнал дистанционного лазерного зондирования // Изв. АН Эстонской ССР. Физика–Математика, 1987. Т. 36. №3. С. 319–322.
20. Креков Г.М., Крекова М.М., Самохвалов И.В. // Исследование Земли из космоса. 1986. № 6. С. 77.
21. Креков Г.М., Крекова М.М. Особенности поляризованного лазерного зондирования в системе атмосфера–океан // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 1. С. 73.
22. Джетымбаев Е.О., Каргин Б.А. Применение статистического моделирования в задаче оптического зондирования системы атмосфера–океан // Актуальные проблемы прикладной математики и математического моделирования. Новосибирск: Наука, 1982. С. 83.
23. Каргин Б.А., Креков Г.М., Крекова М.М. Влияние взволнованной водной поверхности на характеристики лидарного сигнала // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. № 3. С. 292–299.
24. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио, 1969. 741 с.
25. Пеннер И.Э., Шаманаев В.С. Точность поляризационных лидарных измерений // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 7. С. 84–90.
26. Cox G., Munk W. Measurements of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter // JOSA. V. 44. 1954. P. 833–850.
27. Мулламаа Ю.-А.Р. Ветровое волнение и эффективно отражающая площадь поверхности моря // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1968. Т. 4. № 7. С. 770–775.
28. Пелевин В.Н., Бурцев Ю.Г. Измерение наклонов элементарных площадок поверхности волнующегося моря // Оптические исследования в океане и в атмосфере над океаном. М.: ИО АН СССР, 1975. С. 202–220.
29. Каргин Б.А. О статистическом моделировании взаимодействия оптического излучения с взволнованной поверхностью моря // Математические проблемы геофизики. Новосибирск, 1983. С. 25–40.
30. Рахимгулов К.Б. Статистическое моделирование поля оптического излучения в системе океан – атмосфера: Автореф. дис. Новосибирск, 1993.
31. Бурцев Ю.А., Пелевин В.Н. Распределение отражающих элементов волнующейся поверхности моря по кривизне // Световые поля в океане. М.: ИО АН СССР, 1979. С. 231–232.
32. Копелевич О.В. Малопараметрическая модель оптических свойств морской воды // Оптика океана. Т. 1. Физическая оптика океана. М.: Наука, 1983. С. 208–235.
33. Шерстянкин П.П. Развитие гидрооптических исследований на Байкале // Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов. Новосибирск: Наука, 1979. С. 16–27.
34. Sherstyankin P.P. Light Regime and Optical Properties of Water // Physical Limnology of Lake Baikal: a Review / Ed. by M.N. Shimaraev and S. Okuda. Baikal International Center for Ecological Research. Irkutsk; Okayama, 1994. P. 24–30.

G.P. Kokhanenko, M.M. Krekova, I.E. Penner, V.S. Shamanaev. Joint effect of multiple scattering and wind-driven sea waves on results of sea-water sensing with a lidar having a variable field-of-view angle.

The data of sea water laser sensing with an airborne lidar are presented for different field-of-view angles of the receiver together with the results of numerical modeling of lidar operation by the Monte Carlo method. It is shown that the influence of the sea surface roughness leads to an increase in the echo-signal decay rate with depth and an overestimation of the extinction index measured at small lidar field-of-view angles (FOVA). Another reason for inefficient sensing with small FOVA is strong fluctuations of the echo-signal power which cannot be described by a normal distribution. At large FOVA, multiple scattering partly compensates for the sea surface effect. The applicability of simple models of the sea surface of the description of fluctuation of the lidar return signal power is discussed.