

Лидар берегового базирования для мониторинга прибрежных морских акваторий

С.А.Буриков, Д.В.Климов, П.Н.Литвинов, Д.В.Маслов, В.В.Фадеев

Описан лидар берегового базирования, которому отводится ключевая роль в создании системы непрерывного экспресс-мониторинга прибрежных морских акваторий. Проведены натурные испытания лидара в районе Голубой бухты (Черное море, вблизи Геленджика). Зарегистрированы спектры эхо-сигнала при возбуждении воды излучением с длинами волн 532, 355 и 266 нм (вторая, третья и четвертая гармоники YAG:Nd-лазера). Исследована зависимость эхо-сигнала (сигнала комбинационного рассеяния света молекулами воды) от дальности зондирования. Полученные результаты оказались в хорошем согласии с развитой в работе теорией дистанционного лазерного зондирования при больших углах зондирования, в которой главную роль играет ветровое волнение. При использовании лазерного излучения с длиной волны 532 нм, частотой 10 Гц, длительностью импульса 10 нс и энергией в импульсе 10 мДж дальность зондирования достигала 100 м. Показана возможность увеличения дальности зондирования до 0.5–1 км.

Ключевые слова: береговой лидар, прибрежная акватория, ветровое волнение, дистанционное зондирование, эхо-сигнал, комбинационное рассеяние, флуоресценция.

1. Введение

Исследования многих научных групп во всем мире, развивающих в последнюю четверть века методы и средства лазерного мониторинга водных сред, показали уникальные возможности лазерной техники (см., напр., [1–4]). По-видимому, пришло время создать на этой основе измерительные комплексы для решения конкретных задач мониторинга конкретных акваторий. Особое место среди таких акваторий принадлежит прибрежным акваториям (прежде всего морским) – акваториям портов, рекреационных зон, нефтяных терминалов, водохранилищ и т. д.

В [5] изложена концепция такого мониторинга, согласно которой основным элементом системы является лидар, смонтированный в достаточно высоком здании на берегу. Лидар осуществляет непрерывное (или квазинепрерывное) зондирование водной поверхности, приповерхностного слоя воды (и, возможно, приповерхностного слоя атмосферы) в выбранной акватории. Для непрерывного мониторинга прибрежной акватории с помощью такого лидара индекс эффективности/стоимость значительно выше, чем для других методов (отбор проб, зондирование с борта летательного аппарата или судна).

Как показано в [1, 6, 7], дистанция зондирования лидаром, регистрирующим сигнал рамановского (комбинационного) рассеяния (КР) воды (и сравнимых с ним по интенсивности сигналов флуоресценции органических примесей), может достигать нескольких километров (при нормальном падении лазерного пучка на поверхность воды). Однако возможности зондирования при-

брежных акваторий береговым лидаром требуют специального изучения, поскольку дальность зондирования R и угол зондирования θ могут изменяться в больших диапазонах, а при увеличении R до требуемых значений $\sim 0.5 - 1$ км угол θ приближается к 90° (угол зондирования θ – это угол между лазерным лучом и нормалью к поверхности воды в предположении, что последняя является горизонтальной плоскостью (рис. 1)). Например, при зондировании Голубой бухты на Черном море созданным нами лидаром, смонтированным на высоте $H = 10$ м над поверхностью моря, угол зондирования изменяется от 78.6 до 88.9° при изменении дальности зондирования от 50 до 500 м. В этом случае появляются трудности при регистрации эхо-сигнала, связанные с увеличением дистанции R и «френелевскими» потерями на отражение света от поверхности воды. Кроме того, морская поверхность не является идеально гладкой (плоской), благодаря чему локальный угол падения φ (угол между нормалью к элементу поверхности воды и лучом) может значительно отличаться от прямого, что может привести к увеличению регистрируемого эхо-сигнала. Таким образом, при рассмотрении возможностей зондирования прибрежных морских акваторий лидаром берегового базирования необходимо принимать во внимание ветровое волнение, причем речь идет о спектроскопиче-

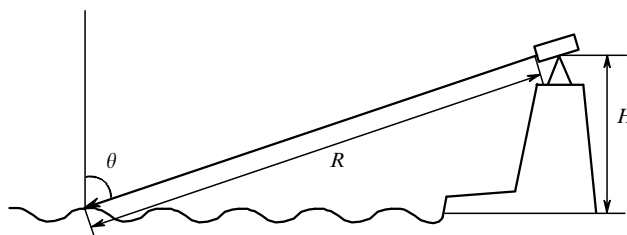


Рис. 1. Схема дистанционного зондирования прибрежной акватории лидаром берегового базирования.

ском лидаре, с помощью которого осуществляется мониторинг методами флуориметрии и КР.

2. Эхо-сигнал и особенности его формирования при зондировании береговым лидаром (теория)

2.1. Модель ветрового волнения

Для изучения особенностей формирования эхо-сигнала при лазерном зондировании морской среды через взволнованную поверхность (при больших θ) мы использовали модельные представления о взволнованной поверхности, изложенные в [8]. Из двух возможных подходов к описанию случайного ветрового волнения – статистического и спектрального – мы остановились на первом, позволяющем характеризовать волнение средними значениями и функциями распределения параметров элементов волн, присутствующих на поверхности.

Морское волнение является неоднородным и нестационарным случайным процессом, однако для удобства анализа его можно считать стационарным и квазиоднородным в пределах некоторых временного и пространственного интервалов, а также обладающим свойством эргодичности. Пусть взволнованная поверхность характеризуется случайной функцией времени $z(x, y, t)$, где z – ордината поверхности над невозмущенным уровнем воды, x и y – горизонтальные смещения точки на поверхности воды вдоль соответствующих осей. Как показано в [8], в этом случае с учетом сделанных выше предположений ордината z взволнованной поверхности подчиняется одномерному нормальному закону распределения

$$g(z) = \frac{1}{(2\pi\delta^2)^{1/2}} \exp\left[-\frac{(z - \bar{z})^2}{2\delta^2}\right], \quad (1)$$

где $\bar{z} = 0$; δ^2 – дисперсия ординат поверхности.

Аналогичным функциям распределений $g(x)$, $g(y)$ удовлетворяют горизонтальные отклонения частиц воды x , y . В этом случае функция распределения наклонов элементов взволнованной поверхности в первом приближении подчиняется двумерному нормальному закону

$$f(z_x, z_y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{z_x^2 + z_y^2}{2\sigma^2}\right), \quad z_x, z_y \in [-\infty; +\infty], \quad (2)$$

где z_x, z_y – тангенсы углов наклона поверхности, заданной в виде $z(x, y, t)$, в плоскостях zx и zy соответственно; σ – среднеквадратичное отклонение, при котором функция распределения уменьшается в $e^{-1/2} = 0.6$ раза относительно максимума. Для характеристики волнения удобно использовать параметр d – характерный угол волны (обычно измеряемый в градусах), такой, что $\tan d = \sigma$.

Асимметрия наклонов волн в направлении ветра (подветренный склон более крутой, чем наветренный) приводит к асимметрии кривой распределения по сравнению с гауссовой; в этом случае функция распределения лучше описывается рядом Грама – Шарлье [8].

2.2. Модель формирования эхо-сигнала; фактор возврата

Для построения модели формирования эхо-сигнала при зондировании водной поверхности с учетом статис-

тики ветрового волнения нами сделаны следующие предположения:

1) распределение возвышения поверхности является нормальным;

2) дисперсии распределения углов наклона элементов взволнованной поверхности вдоль осей x и y одинаковы, т. е. направление ветра не выделяется;

3) либо размер сечения зондирующего пучка лазера превышает характерную длину морской волны, либо производится усреднение путем накопления сигнала;

4) если локальный угол падения пучка на участок водной поверхности превышает 90° , то такой пучок не дает вклада в эхо-сигнал, т. е. не рассматривается случай частичного прохождения пучка сквозь волну с дальнейшим участием его в формировании сигнала;

5) ход лучей подчиняется приближению геометрической оптики;

6) дисперсией показателя преломления воды (относительно воздуха) в области длин волн возбуждающего излучения и эхо-сигнала пренебрегаем.

Для нахождения угла падения φ зондирующего лазерного пучка на элемент поверхности $z(x, y, t)$ вводится единичный вектор направления зондирования \mathbf{k} и вектор нормали \mathbf{n} к поверхности. Предположив, что вектор \mathbf{k} и единичный вектор электрического поля \mathbf{e} лежат в плоскости zx , имеем

$$\mathbf{k} = \{\sin \theta, 0, -\cos \theta\}, \quad \mathbf{e} = \{\cos \theta, 0, \sin \theta\}.$$

Выбрав вектор нормали к поверхности таким образом, чтобы его ордината была равна единице, получаем $\mathbf{n} = \{-z_x, -z_y, 1\}$ и, следовательно, $n = (z_x^2 + z_y^2 + 1)^{1/2}$. Угол φ между векторами \mathbf{n} и \mathbf{k} определяется формулой

$$\cos \varphi(z_x, z_y) = \frac{\mathbf{n}\mathbf{k}}{nk} = \frac{-\cos \theta - z_x \sin \theta}{(z_x^2 + z_y^2 + 1)^{1/2}}. \quad (3)$$

Введем коэффициент возврата $K(\varphi)$ как произведение коэффициентов прохождения возбуждающего (лазерного) излучения K_1 и эхо-сигнала (сигнала КР света молекулами воды, флуоресценции примесей и т. д.) K_2 через локальный элемент поверхности воды:

$$K(\varphi) = K_1 K_2. \quad (4)$$

Таким образом, имеются две случайные величины z_x, z_y с функцией распределения (2), угол φ как функция этих величин и коэффициенты прохождения K_1 и K_2 как функции φ . В этом случае средний по распределению углов падения коэффициент возврата имеет вид

$$\bar{K} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} K(\varphi(z_x, z_y)) D[\cos \varphi(z_x, z_y)] \times f(z_x, z_y) dz_x dz_y, \quad (5)$$

где

$$D(\alpha) = \begin{cases} 1, & \alpha \geq 0, \\ 0, & \alpha < 0. \end{cases}$$

Множитель $D(\alpha)$ обусловлен предположением 4, он обращает в нуль подынтегральное выражение для участков волны, угол падения пучка на которые превышает 90° . Можно показать, что, когда $d \rightarrow 0$ и взволнованная

поверхность переходит в плоскость, коэффициент \bar{K} стремится к коэффициенту возврата для плоскости.

Получить аналитическое выражение для интеграла (5) не представляется возможным из-за сложности вида коэффициентов Френеля, в связи с чем проводился численный расчет \bar{K} для двух случаев волнения морской поверхности – одномерного и двумерного.

В случае одномерного волнения ($z_x \neq 0, z_y = 0$) возбуждающее излучение является линейно поляризованным в плоскости падения, поэтому $K_1 = K_p$ (K_p и K_s – коэффициенты прохождения Френеля для р и s-поляризованного света соответственно). Эхо-сигнал (сигнал флуоресценции или какого-либо вида рассеяния), как правило, является частично деполяризованным, поэтому K_2 определяется выражением

$$K_2 = A_2 K_p + B_2 K_s, \quad A_2 + B_2 = 1. \quad (6)$$

Коэффициенты A_2 и B_2 характеризуют степень деполяризации эхо-сигнала и могут быть выражены через фактор деполяризации $\rho = I_{\perp} / I_{\parallel}$, который равен отношению интенсивностей деполяризованной (I_{\perp}) и недеполяризованной (I_{\parallel}) компонент эхо-сигнала:

$$A_2 = \frac{1}{1 + \rho}, \quad B_2 = \frac{\rho}{1 + \rho}. \quad (7)$$

В рассматриваемом нами случае, когда эхо-сигналом является сигнал КР света молекулами воды, $\rho = 0.18$ [9]. Таким образом, в случае одномерного волнения коэффициент возврата определяется следующим выражением:

$$K(\varphi) = K_p(A_2 K_p + B_2 K_s). \quad (8)$$

Расчитанные по формуле (5) с учетом (7) и (8) зависимости среднего коэффициента возврата \bar{K} от угла зондирования θ представлены на рис.2 сплошными кривыми. Видно, что в случае развитого волнения при углах зондирования, близких к 90° , коэффициент возврата всего в 2–3 раза меньше, чем при нормальном падении. Кривые $\bar{K}(\theta)$ пересекаются в одной точке с координатами

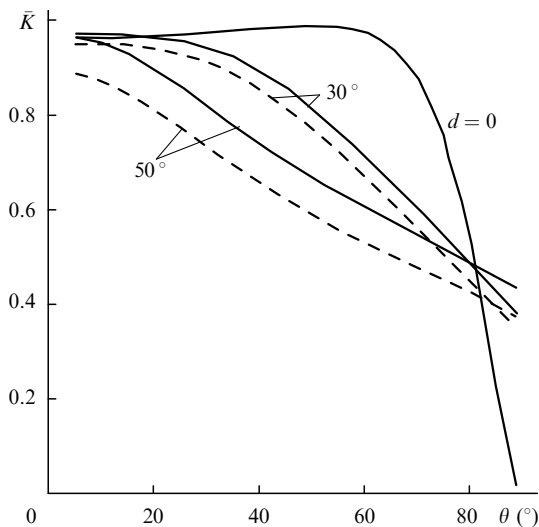


Рис.2. Зависимости среднего коэффициента возврата \bar{K} от угла зондирования θ для случаев, когда возбуждающее излучение поляризовано в плоскости zx , а распределение углов наклона волн одномерное (в плоскости zx , сплошные кривые) или двумерное (штриховые кривые), при разных углах d и факторе деполяризации эхо-сигнала $\rho = 0.18$.

82° , 0.46 с погрешностями 4 % по оси абсцисс и 7 % по оси ординат. Таким образом, угол $\theta \approx 82^\circ$, соответствующий точке пересечения кривых, является граничным между двумя случаями зондирования: если $\theta < 82^\circ$, то наибольший эхо-сигнал будет зарегистрирован при отсутствии ветрового волнения, если $\theta > 82^\circ$, – то при наличии волнения.

До этой стадии расчеты были доведены в нашей группе ранее для случая, когда эхо-сигналом является сигнал флуоресценции (фактор деполяризации $\rho = 1$), их результаты были доложены на конференции в Сизтгле (США) и опубликованы в ее трудах [10]. Было показано, что изменение параметра ρ от 1 до 0.18 меняет зависимость $\bar{K}(\theta)$ не более чем на 10 %. В связи с намерениями осуществить натурную проверку теории в настоящей работе рассмотрено двумерное волнение морской поверхности ($z_x \neq 0, z_y \neq 0$), в большей степени соответствующее реальному эксперименту.

В этом случае вектор $\mathbf{n}(\varphi(z_x, z_y))$, характеризующий локальную площадку, не лежит в плоскости zx . Поэтому плоскость падения излучения на локальный элемент поверхности воды, образованная векторами \mathbf{n} и \mathbf{k} (предполагается, что векторы \mathbf{k} и \mathbf{e} по-прежнему лежат в плоскости zx), не совпадает с плоскостью zx и вектор \mathbf{e} составляет с нормалью к плоскости падения на локальную площадку некоторый угол $\psi(z_x, z_y)$. Этот угол удается выразить через величины z_x, z_y и θ , что дает нам аналитическое выражение для коэффициента $K(\varphi)$, аналогичное (8). С его использованием по формуле (5) были расчитаны зависимости $\bar{K}(\theta)$, примеры которых приведены на рис.2 (штриховые кривые), где их можно сравнить с зависимостями $\bar{K}(\theta)$, расчитанными для случая одномерного волнения (сплошные кривые). Как видно из этого сравнения, учет двумерности распределения углов наклона не оказывает сильного влияния на кривые $\bar{K}(\theta)$.

Таким образом, в рамках принятой нами модели ветрового волнения справедлив следующий важный вывод: при углах зондирования, близких к 90° , принимаемый эхо-сигнал будет всего в два-три раза меньше, чем при нормальном падении луча на поверхность воды. Следовательно, существует принципиальная возможность зондирования при углах, близких к 90° .

2.3. Расчет зависимости эхо-сигнала от дальности зондирования

В общем случае задача о влиянии эхо-сигнала, обусловленного неупругим рассеянием фотонов лазерного излучения в водной среде (флуоресценцией, КР), решена в работах [6, 11] с использованием уравнения переноса излучения в малоугловом приближении. Мы ограничимся более простым, бугеровским приближением, позволяющим получить следующее выражение для числа фотонов эхо-сигнала N_2 , попадающих в апертуру приемника лидара:

$$N_2 = \sigma^\pi n N_1 \Delta \Omega \bar{K}(\theta) \int_0^\infty d l \exp[-(\varepsilon_{650} + \varepsilon_{532})l], \quad (9)$$

где σ^π – дифференциальное сечение преобразования зондирующего излучения в эхо-сигнал в направлении π ; применительно к нашим экспериментам это сечение либо КР воды, либо флуоресценции хлорофилла-а фитопланктона; n – концентрация молекул воды либо флуоресцирующей примеси; N_1 – число фотонов зондирующего

излучения (предполагается линейность преобразования зондирующего излучения в эхо-сигнал, например отсутствие насыщения флуоресценции); l – координата вдоль луча в водной среде ($l = 0$ соответствует поверхности воды); $\Delta\Omega = (A/R)^2$ – телесный угол приемника; A – апертура приемника; $R \gg l_0$ – дальность зондирования, за которую принимается расстояние от лидара до поверхности воды; l_0 – длина слоя воды, дающего основной вклад (например, до 95 %) в эхо-сигнал; $\epsilon_{650}, \epsilon_{532}$ – показатели ослабления света в воде на длинах волн зондирующего излучения и эхо-сигнала соответственно.

Из (9) следует, что при условии постоянства показателей ослабления в приповерхностном слое и неизменности геометрии зондирования отношение эхо-сигналов при двух дистанциях зондирования R и R_0 будет определяться выражением

$$\frac{N_2(R)}{N_2(R_0)} = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \frac{\bar{K}(\theta(R))}{\bar{K}(\theta(R_0))}. \quad (10)$$

Из (10) следует, что в отсутствие волнения при увеличении R и приближении θ к 90° принимаемый эхо-сигнал будет убывать быстрее, чем R^{-2} , из-за резкого уменьшения \bar{K} при приближении θ к 90° (рис.2, $d = 0$). Однако в случае развитого волнения ($d \geq 30^\circ$) при изменении θ от 70 до 90° коэффициент \bar{K} меняется не более чем на 10 % (рис.2), и поэтому зависимость эхо-сигнала от R будет близка к R^{-2} , как и в случае нормального падения возбуждающего излучения на поверхность воды. Это иллюстрируется рис.3, на котором приведены зависимости $N_2(R) = N_{RS}(R)$, рассчитанные для сигнала КР (рамановского рассеяния) воды при возбуждении на длине волны 532 нм; при этом длина волны максимума полосы КР равна 650 нм.

3. Эксперимент

Экспериментальные результаты были получены во время экспедиции, проходившей в Голубой бухте (Черное море, вблизи Геленджика) в сентябре 2000 г. Лидар

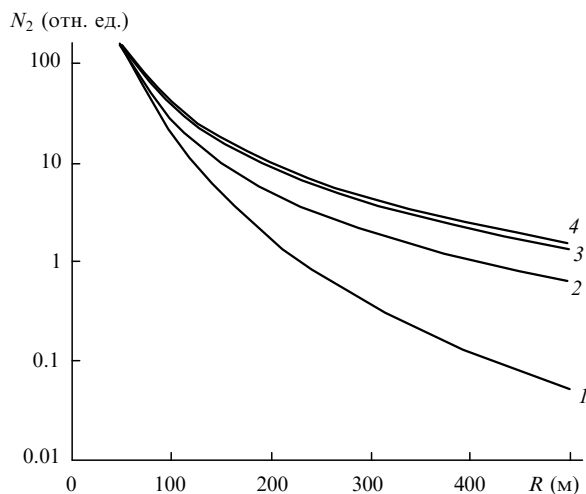


Рис.3. Расчетные зависимости эхо-сигнала N_2 (КР воды), нормированные на сигнал при $R = 50$ м, от дальности зондирования R при падении на плоскую поверхность (1), взволнованную поверхность при $d = 10^\circ$ (2) и 50° (3), а также при нормальном падении на плоскую поверхность (4). Высота лидара над поверхностью моря $H \sim 10$ м, возбуждающее излучение имеет р-поляризацию, фактор деполаризации эхо-сигнала $\rho = 0.18$.

Табл.1. Характеристики лазерного излучения на выходе лидара.

Длина волны (нм)	Энергия в импульсе (мДж)	Средняя мощность (мВт)	Расходимость (мрад)	Частота (Гц)
532	80	800	3	10
355	30	300	3	10
266	20	200	3	10

был смонтирован на третьем этаже здания, стоящего на берегу моря, так что высота лидара над уровнем моря была равна 10 м (см. рис.1). Угол зондирования изменялся от 78 до 83° , что соответствовало дистанциям зондирования от 50 до 80 м. Как показал специальный тест (см. ниже), энергетические характеристики лидара позволяли увеличить дистанцию до 150–200 м, однако реализация этих возможностей в данных экспериментах была затруднена несовершенством конструкции лидара, который представлял собой, по существу, лабораторный макет.

3.1. Технические характеристики лидара

В качестве источника лазерного излучения в лидаре применялся двухкаскадный YAG:Nd-лазер с умножением частоты. Настройка лидара (по сигналу КР воды) и исследование зависимости эхо-сигнала от дальности зондирования были выполнены с использованием 2-й гармоники излучения лазера ($\lambda = 532$ нм). Исследовалась также возможность мониторинга температуры, солености и характеристик органических примесей, осуществляемого с использованием 2-й, 3-й ($\lambda = 355$ нм) и 4-й ($\lambda = 266$ нм) гармоник излучения лазера. Характеристики лазера на этих трех длинах волн излучения приведены в табл.1.

Для детектирования сигнала применялся оптический многоканальный анализатор (ОМА), собранный на основе ПЗС-камеры фирмы «ДельтаТех» (Научный парк МГУ), компьютера Пентиум-2 и полихроматора фирмы EG&G (модель 1226). Для фокусировки излучения на щель ОМА использовалась линза с фокусным расстоянием 50 см и диаметром 15 см. При зондировании применялась квазисоосная схема. Расстояние между осями лазера и приемника (база) на выходе лидара составляло 20 см. Линза фокусировала падающее на нее излучение в щель ОМА шириной 0.5 мм и высотой 1 см. При снятии спектров проводилось накопление сигнала в течение 1 мин. В дневное время для улучшения отношения сигнал/шум ОМА работал в режиме стробирования. Область чувствительности ОМА лежит в пределах 250–900 нм, что позволяло регистрировать спектры излучения при возбуждении на всех трех длинах волн лидара.

3.2. Зависимость эхо-сигнала от дистанции зондирования

Типичный спектр эхо-сигнала, полученный при дистанционном зондировании лидаром с длиной волны лазерного излучения $\lambda = 532$ нм, приведен на рис.4. На нем присутствуют полосы КР воды и флуоресценции фитопланктона (ФП); линия рассеяния Ми на несмещенной длине волны (532 нм) подавлялась фильтром. Спектры эхо-сигналов были получены и при зондировании на двух других длинах волн (355 и 266 нм). Их структура (как и структура спектра при зондировании на $\lambda = 532$ нм) соответствует описанной ранее в литературе (см., напр., [1–3]).

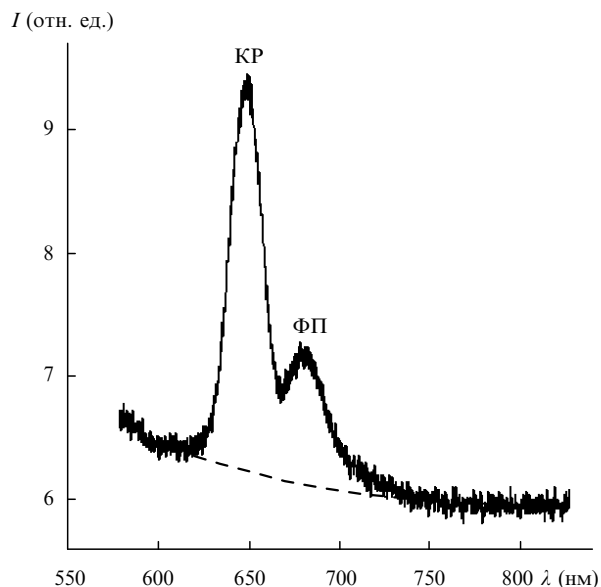


Рис.4. Типичный спектр эхо-сигнала, полученный при дистанционном зондировании водной поверхности Голубой бухты лидаром берегового базирования (длина волны возбуждения $\lambda = 532$ нм): присутствуют полосы КР воды и флуоресценции ФП.

В исследованиях зависимости эхо-сигнала от дистанции зондирования использовалась полоса КР воды, т. к. ее интенсивность линейно зависит от интенсивности возбуждающего излучения в большом диапазоне изменения последней и не зависит от концентрации примесей в воде (или зависит очень слабо, например от солености). Процедура обработки спектров включала в себя сглаживание спектра, интерполяцию пьедестала (природа которого не исследовалась) в области локализации полос КР воды и флуоресценции ФП (600–750 нм) и разделение перекрывающихся полос КР воды и флуоресценции ФП. Полученная экспериментальная зависимость эхо-сигнала (КР воды) от дальности зондирования представлена на рис.5. Здесь же приведены теоретические зависимости эхо-сигнала от дальности зондирования (нормированные на сигнал при $R = 50$ м) при различных d , вычисленные по формуле (10).

Из рис.5 видно, что с увеличением дальности зондирования R эхо-сигнал убывает не так быстро, как в случае падения на гладкую поверхность. Экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретически рассчитанную зависимость эхо-сигнала от R при $d = 50^\circ$. Эта зависимость практически совпадает с зависимостью R^{-2} , которая имела бы место в случае нормального падения.

Как было отмечено выше, в этом эксперименте лидар работал не на пределе своей чувствительности. При увеличении времени накоплений до 2 мин можно было регистрировать сигнал КР воды при дистанции 50 м, снизив энергию в импульсе с 80 до 10 мДж, чему при частоте следования импульсов 10 Гц соответствует средняя мощность 100 мВт. Опираясь на установленную теоретически и экспериментально зависимость эхо-сигнала от дистанции, близкую к R^{-2} , можно прогнозировать достижение дистанции зондирования береговым лидаром вплоть до 0.5 км при увеличении средней мощности до 10 Вт. Используя же резервы улучшения приемной системы и геометрии лидарного зондирования (соосная схема, большая входная апертура приемника, более высокая чувствительность детектора), можно, по-видимо-

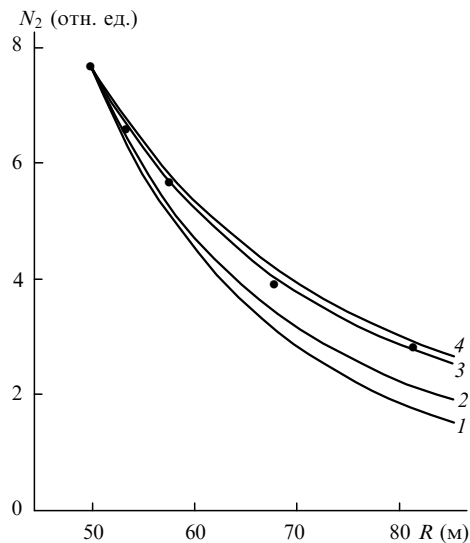


Рис.5. Экспериментальные (точки) и теоретические (кривые) зависимости эхо-сигнала N_2 (КР воды) от дистанции зондирования R при длине волны лазерного излучения $\lambda = 532$ нм. Расчет выполнен для падения на плоскую поверхность (1), взволнованную поверхность при $d = 10$ (2) и 50° (3), а также для нормального падения на плоскую поверхность (4). Высота лидара над поверхностью моря $H \sim 10$ м. Теоретические кривые нормированы на сигнал при $R = 50$ м. Экспериментальная точка при $R = 50$ м соответствует 154 отсчета фотодетектора.

му, довести дальность зондирования до ~ 1 км, что соответствует характерным размерам прибрежных акваторий, нуждающихся в непрерывном мониторинге (акваторий портов, нефтяных терминалов, рекреационных зон и т. п.).

4. Заключение

Изложенные результаты показывают возможность создания лидара, базирующегося на берегу и осуществляющего мониторинг прибрежной акватории с размерами до 1 км. При таких дистанциях зондирования угол падения на водную поверхность вплотную приблизился бы к 90° , если бы поверхность была плоской. Из-за резкого возрастания френелевского отражения это не позволило бы получить достаточный для регистрации эхо-сигнал. Наличие ветрового волнения в значительной степени снимает эту проблему: эхо-сигнал при угле зондирования $\theta \approx 90^\circ$ всего в 2–3 раза меньше, чем при нормальном падении.

Испытания созданного нами лабораторного образца лидара на Черном море (в Голубой бухте) подтвердили изложенный выше вывод теории. С помощью такого лидара, способного осуществлять зондирование на трех длинах волн (532, 355 и 266 нм), можно контролировать температуру и соленость морской воды, характеристики ФП, параметры органических примесей (водного гумусового вещества, белковых соединений), нефтяных загрязнений в виде пленки на поверхности воды, нефтяной эмульсии и раствора в объеме воды. Методическое обеспечение лидара и алгоритмы решения соответствующих обратных задач разрабатываются и постоянно совершенствуются в нашей группе [3, 5, 12–14].

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Мировой океан» (проект № 6.10) и ФЦП «Интеграция» (проект № 475).

1. Межерис Р.М. *Лазерное дистанционное зондирование* (М., Мир, 1987).
2. Браво-Животовский Д.М., Долин Л.С., Савельев В.А., Фадеев В.В., Щеголинский Ю.Б. В сб. *Дистанционные методы исследования океана* (Горький, изд-е ИПФ АН СССР, 1987, с.84).
3. Fadeev V.V. *Proc. IV Intern. Conf. on Laser Applications in Life Sciences* (Jyväskylä, Finland, 1992, v.1922, p.410).
4. Гольдин Ю.А., Лучинин А.Г. В сб. *Приповерхностный слой океана. Физические процессы и дистанционное зондирование* (Н. Новгород, изд-е ИПФ РАН, 1999, т.2, с.345).
5. Fadeev V.V., Kompitsas M., Reuter R. *Proc. Intern. Symp. «Enviro-sense»* (Munich, Germany, 1999, v.3821, p.358).
6. Демидов А.А., Клышко Д.Н., Фадеев В.В. *Вестник Моск. ун-та. Сер. III*, **19**, № 4, 64 (1978).
7. Bartsch B., Braeske T., Reuter R. *Appl. Optics*, **32**, 6732 (1993).
8. Кононкова Г.Е., Показеев К.В. *Динамика морских волн* (М., Изд-во МГУ, 1985, с.58).
9. Романов Н.П., Шуклин В.С. *Оптика и спектроскопия*, **37**, 1120 (1975).
10. Fadeev V.V., Glushkov S.M., Klimov D.V., Kurilov P.I., Smetanin A.V. *Proc. III Thematic Conf. on Remote Sensing of Marine and Coastal Environments* (Seattle, Washington, USA, 1995, v.2, p.761).
11. Клышко Д.Н., Фадеев В.В. *ДАН СССР*, **238**, 320 (1978).
12. Фадеев В.В., Бунин Д.К., Венедиктов П.С. *Квантовая электроника*, **23**, 963 (1996).
13. Filippova E.M., Chubarov V.V., Fadeev V.V. *Can. J. Appl. Spectroscopy*, **38**, № 15, 139 (1993).
14. Fadeev V.V., Dolenko T.A., Filippova E.M., Chubarov V.V. *Optics Comms*, **166**, 25 (1999).