УДК 535.2:551.463.5

А. А. Демидов

Д. Н. Клышко

В. В. Фадеев

О ВЕЛИЧИНЕ ЭХО-СИГНАЛА ПРИ ДИСТАНЦИОННОМ ЛАЗЕРНОМ ЗОНДИРОВАНИИ ЕСТЕСТВЕННЫХ ВОДНЫХ СРЕД

Развитие методов дистанционной диагностики естественных водных сред становится все более актуальной проблемой, в решении которой заинтересованы многие отрасли народного хозяйства. Состав таких сред чрезвычайно сложен и в соответствии с этим сложен спектр эхосигнала, формирующегося в результате различных механизмов взаимодействия света со средой. В этом спектре особое внимание привлекают линии комбинационного рассеяния (КР) света молекулами воды (H<sub>2</sub>O), которые в ряде случаев могут служить удобными реперами при определении концентрации примесей (например фитопланктона) в воде [1-3].

В настоящей работе проводится расчет эхо-сигнала при лазерном зондировании естественной водной среды. Количественные оценки сделаны для спектральной составляющей эхо-сигнала, соответствующей стоксовому компоненту КР воды со сдвигом  $\tilde{v}$ = 3440 см<sup>-1</sup> относительно волнового числа зондирующего излучения. Результаты теории сравниваются с экспериментальными результатами, полученными авторами в 18-м рейсе НИС «Дмитрий Менделеев».

Расчет эхо-сигнала. Рассмотрим распространение лазерного пучка в водной среде и формирование обратного сигнала (эхо-сигнала), возникающего в результате взаимодействия света с молекулами воды и примесями в ней. Схема зондирования изображена на рис. 1.

Источник излучения характеризуется потоком фотонов излучения  $F_1$  (фотон/с), линейной апертурой  $\Delta \rho_1$ , диаграммой направленности шириной  $\Delta \theta_1$  с максимумом в направлении  $\mathbf{n}_1$ . Аналогичные параметры приемника имеют индекс 2. Предполагается, что большая часть лучей распространяется под малыми углами к оси z так, что  $n_{1z} \approx n_{2z} \approx 1$  (малоугловое приближение [4]). Образец занимает бесконечный слой между плоскостями  $z = z'_0$  и  $z = z'_{max}$ . Исследуется слой толщины  $\Delta z = z_{max} - z_0$ . Преломлением и отражением на границах  $z'_0$  и  $z'_{max}$  пренебрегаем.

Среда предполагается мутной, т. е. помимо люминесцирующих и неупруго рассеивающих центров, таких, как молекулы определяемой примеси (например фитопланктона), она содержит поглощающие и упруго рассеивающие частицы. Рассеяние происходит на крупных (по сравнению с длиной волны света) частицах, поэтому оно направлено вперед под малыми углами к оси z (рассеяние Ми).

Нам необходимо определить величину ответного сигнала, регистрируемого приемником и обусловленного любым интересующим нас механизмом (типом) взаимодействия света со средой (флуоресценцией, КР, рассеянием Ми, Рэлея и т. д.). Особенности рассеяния света в естественных водных средах позволяют перейти от общего уравнения переноса лучистой энергии к уравнению переноса в малоугловом приближении [4]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \theta_{\nabla \perp} + \varepsilon\right) B(\mathbf{r}, \theta) = \frac{\sigma}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \theta' B(\mathbf{r}, \theta') \chi(\theta'), \qquad (1)$$

где  $B(\mathbf{r}, \mathbf{n})$  — яркость в точке  $\mathbf{r}$  в направлении  $\mathbf{n}$ ,  $\varepsilon = \sigma + \alpha$  — коэффициент полного ослабления (экстинкции),  $\sigma$  — коэффициент упругого



Рис. 1. Схема дистанционного лазерного зондирования естественных водных сред

рассеяния,  $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $\chi(nn')$  — индикатриса рассеяния,  $\theta \equiv n_1$ .

Это уравнение можно решить методом Фурье (см. [3]), полагая, что индикатриса рассеяния описывается экспоненциальной функцией (см. [4])

$$\chi(\theta) = \frac{2}{\delta^2} e^{-\frac{\theta}{\delta}}$$
(2)

и диаграммы направленности передатчика (лазера) и приемника имеют гауссову форму.

При этом учитывается, что лазерное излучение, падая на единицу поверхности зондируемого слоя среды толщиной *dz* и взаимодействуя с частицами среды, вызывает ответное излучение

$$dB_2(\mathbf{r}, \theta) = \sigma(\theta, z) n(z) \overline{F}_1(\mathbf{r}) \hbar \omega_2 dz,$$

где n(z) — концентрация частиц (см<sup>-3</sup>),  $\tilde{F}_1(\mathbf{r})$  — плотность потока возбуждающего излучения (фотон см<sup>-2</sup>, с<sup>-1</sup>),  $\sigma(\theta, z)$  (см<sup>2</sup>/стерад) — сечение процесса взаимодействия лазерного излучения с частицами среды, который выбран для их определения. В случае, когда частицы определяются по их флуоресценции, индикатриса которой, как правило, является

3 ВМУ, № 4, физика, астрономия

сферой,  $\sigma \equiv \frac{\sigma_{\phi\pi}}{4\pi}$  (см<sup>2</sup>/стерад), а  $\sigma_{\phi\pi}$  (см<sup>2</sup>) в простейшем случае, когда поглощают и флуоресцируют одни и те же молекулы, равно  $\sigma_{\phi\pi} = \sigma_{\pi}\eta$ , где  $\sigma_{\pi}$  (см<sup>2</sup>) — сечение поглощения, а  $\eta$  — квантовый выход флуоресценции. Для случая комбинационного рассеяния (рассеивающими частицами, в частности, могут быть молекулы воды:  $n_z = n_{H_zO} =$  $= 3.3 \cdot 10^{22}$  см<sup>-3</sup> при нормальных условиях)  $\sigma \equiv \sigma_{\rm KP}(\theta)$  — сечение KP в данном направлении наблюдения (KP, как правило, имеет вытянутую индикатрису, имеющую максимум в направлении вперед и назад).

Используя затем теорему взаимности [5], находим поток фотонов, регистрируемый приемником;

$$F_{2} = F_{1}\Delta\rho_{2}^{2}\Delta\theta_{2}^{2} \int_{z_{0}}^{z_{max}} dz \int_{0}^{\infty} dx dy \sigma(z) n(z) \cos[x\phi_{1}(z)] \times \\ \times \cos[y\phi_{2}(z)] \exp\left\{-(\varepsilon_{1} + \varepsilon_{2})z - \frac{1}{4}(x^{2}a_{x}^{2} + y^{2}a_{y}^{2}) + \frac{\sigma_{1}z}{\sqrt{1 + \sigma_{1}^{2}(x^{2} + y^{2})z^{2}}} + \frac{\sigma_{2}z}{\sqrt{1 + \delta_{2}^{2}(x^{2} + y^{2})z^{2}}}\right\},$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_{1}(z) &= x_{1} - x_{2} + (z - z_{1}) \,\theta_{1x} - (z - z_{2}) \,\theta_{2x}, \\ \varphi_{2}(z) &= y_{1} - y_{2} + (z - z_{1}) \,\theta_{1y} - (z - z_{2}) \,\theta_{2y}, \end{aligned} \tag{3} \\ a_{x}^{2} &= \Delta \rho_{1}^{2} + (z - z_{1})^{2} \,\Delta \theta_{1}^{2} + \Delta x_{2}^{2} + (z - z_{2})^{2} \,\Delta \theta_{2x}^{2}, \\ a_{y}^{2} &= \Delta \rho_{1}^{2} + (z - z_{1})^{2} \,\Delta \theta_{1}^{2} + \Delta y_{2}^{2} + (z - z_{2})^{2} \,\Delta \theta_{2y}, \\ \Delta \rho_{2}^{2} &= \Delta x_{2} \Delta y_{2}, \ \Delta \theta_{2}^{2} &= \Delta \theta_{2x} \Delta \theta_{2y}. \end{aligned}$$

В формуле (3) є,  $\sigma$ ,  $\delta$  — первичные гидрооптические характеристики воды на длинах волн возбуждающего лазерного излучения (индекс 1) и эхо-сигнала (индекс 2); начало отсчета z=0 выбрано в точке  $z = z_0$ .

В случае соосной системы, когда  $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$ ,  $\mathbf{n}_1 = \mathbf{n}_2$ , и в предположении, что  $\Delta \theta_{2x} = \Delta \theta_{2y} = \Delta \theta_2$ ,  $\Delta x_2 = \Delta y_2 = \Delta \rho_2$ ,  $\delta_1 = \delta_2 = \delta$  и  $\sigma(z) n(z) = \text{const}$  в зондированном слое  $\Delta z$ , получаем

$$F_{2} = \frac{\pi}{4} F_{1} \sigma n \Delta \theta_{2}^{2} \Delta \rho_{2}^{2} \int_{z_{0}}^{z_{\max}} dz \int_{0}^{\infty} dx \exp\left\{-\left(\varepsilon_{1}+\varepsilon_{2}\right)z - -\frac{1}{4}a^{2}x + \frac{\left(\sigma_{1}+\sigma_{2}\right)z}{\sqrt{1+\delta^{2}z^{2}x}}\right\},$$
(4)

где  $a^2 = \Delta \rho_1^2 + \Delta \rho_2^2 + (\boldsymbol{z} - \boldsymbol{z}_1)^2 (\Delta \theta_1^2 + \Delta \theta_2^2).$ 

В формуле (3) влияние воздушного промежутка не учитывается, т. е.  $\sigma_{возд} \simeq \varepsilon_{возд} \simeq 0$ .

Интересно отметить характерную зависимость принимаемого сигнала от дистанции  $|z_1|$  от лазера до поверхности воды при зондировании слоя водной среды ( $\Delta z$ ). Несложно показать, что величина принятого сигнала  $\sim \frac{\Delta z}{|z_1|(|z_1| + \Delta z)}$ . При этом на больших дистанциях ( $|z_4| \gg \Delta z$ ) ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ, Т. 19, № 4—1978

сигнал  $\sim \frac{1}{|z_1|^3}$ , а на малых  $(|z_1| \ll \Delta z) - \sim \frac{1}{|z_1|}$ . Аналогичные результаты получаются при рассмотрении асимптотик формулы (4):

$$\frac{F_2}{F_1} = \frac{\pi}{2} - \arctan\left(\frac{\Delta\theta}{\Delta\rho} |z_1|\right) \simeq \left(\frac{\Delta\rho}{\Delta\theta}\right) \frac{1}{|z_1|} \sim \frac{1}{|z_1|}, \quad |z_1| \ll \Delta z, \quad (5)$$

$$\frac{F_2}{F_1} \sim \frac{\Delta z}{\Delta \rho^2 + \Delta \theta^2 |z_1|^2} \sim \frac{1}{|z_1|^2}, \quad |z_1| \gg \Delta z.$$
(6)

В принципе выражение (3) позволяет определять концентрацию частиц *n*, регистрируя эхо-сигнал от них. Однако даже в наиболее простой для анализа соосной схеме необходимо контролировать большое число параметров, что на практике, как правило, невозможно.

В [1] предложен, экспериментально проверен [1—2] и математически обоснован [3] метод сравнения, в котором измерение отношения спектральных компонентов эхо-сигнала, обусловленных КР воды и флуоресценцией или КР примеси, позволяет избавиться от необходимости контролировать эти параметры и дает возможность определять концентрацию *n* интересующей нас примеси.

Оптимизация оптической схемы лазерного локатора. Выражение (3) дает величину принимаемого сигнала при лазерном зондировании водных сред. Оно содержит в себе параметры, характеризующие объект исследования (водную среду), и геометрические факторы эксперимента (угловые и линейные апертуры лазера и приемника, их взаимное расположение).

Проведем оптимизацию геометрии эксперимента с целью получения максимальной величины регистрируемого эхо-сигнала. Очевидно, что первый шаг оптимизации — это создание соосной системы, когда лазер и приемник находятся в одной точке (формула (4)).

При использовании линзовой системы линейная и угловая апертуры приемника (и передатчика)  $\Delta \rho_2$ ,  $\Delta \theta_2$  связаны с исходными значениями апертур  $\Delta \rho_{20}$  и  $\Delta \theta_{20}$  соотношениями  $\Delta \rho_2 = f \Delta \theta_{20}$ ,  $\Delta \theta_2 = \frac{\Delta \rho_{20}}{f}$ , где  $f = \phi$ окусное расстояние линзовой системы.

Подставляя  $\Delta \rho_2$  и  $\Delta \theta_2$  в уравнение (4) и дифференцируя его по f, нетрудно найти уравнение для определения оптимального фокуса

$$f^{4} = \frac{\Delta \rho_{20}^{2}}{\Delta \theta_{20}^{2}} \xrightarrow{\sum_{z_{0}}^{z_{\max}} dz \int_{0}^{\infty} dx \ x \ (z - z_{1})^{2} \ e^{\psi(f, x, z)}}{\int_{z_{0}}^{z_{\max}} dz \int_{0}^{\infty} dx x \ e^{\psi(f, x, z)}},$$
(7)

где

$$\psi(f, x, z) = -(\epsilon_{1} + \epsilon_{2}) z - \frac{x}{4} \left[ \Delta \rho_{1}^{2} + \Delta \theta_{20}^{2} f^{2} + (z - z_{1})^{2} \times \left( \Delta \theta_{1}^{2} + \frac{\Delta \rho_{20}^{2}}{f^{2}} \right) \right] + (\sigma_{1} + \sigma_{2}) z / \sqrt{1 + \delta^{2} z^{2} x}.$$
(8)

Из формулы (7) по теореме о среднем несложно получить оценку для f<sub>опт</sub>

$$f_{0n\tau}^2 \simeq \frac{\Delta \rho_{20}}{\Delta \theta_{20}} (z_0 + |z_1|).$$
 (9)

3\*

При зондировании приповерхностного слоя или при больших дистанциях ( $|z_{t}| \gg z_{0}$ ):

$$f_{\rm onr} \simeq \sqrt{\frac{\Delta \rho_{20}}{\Delta \theta_{20}}} |z_1|. \tag{10}$$

Формула (10) справедлива и в случае зондирования всей водной толщи ( $z_0 = 0$ ,  $z_{max} = \infty$ ) с больших дистанций, так как подынтегральная функция в (4) быстро убывает с увеличением глубины (z) и эффективно работают только приповерхностные слои (толщина эффективно работающего слоя ~10 м, более глубокие слои дают вклад  $\leq 5\%$ ).

В табл. 1 приведены результаты расчета  $f_{опт}$  на ЭВМ БЭСМ-4 в зависимости от апертур приемника и дистанции  $|z_1|$ , а также значение  $\frac{F_2}{F_1}$ , вычисленное по формуле (4) (случай зондирования всей водной толщи), и оценочное значение  $f_{опт}$  (формула (10)).

Расчеты были проведены при  $\varepsilon_1 = 2,5 \cdot 10^{-4}$  см<sup>-1</sup>,  $\varepsilon_2 = 2,6 \cdot 10^{-3}$  см<sup>-1</sup>,  $\sigma_1 = 1,5 \cdot 10^{-5}$  см<sup>-1</sup>,  $\sigma_2 = 0,7 \cdot 10^{-5}$  см<sup>-1</sup> и при  $\delta_1 = 0,1$ . Данные взяты из

Таблица 1

N2	) <i>z</i> 1 (, м	Δθ20, рад	Δρ <sub>20</sub> , см	$F_2/F_1$ при $f = f_{OIIT}$	Ĵ <sub>опт</sub> , см	$f_{0\Pi T} \simeq \sqrt{\frac{\Delta \rho_{20}}{\Delta \theta_{20}}  z_1 }, cm$
1	10	$0,25 \\ 0,25 \\ 1$	0,05	1,0.10 <sup>-8</sup>	16	14
2	30		0,05	1,9.10 <sup>-9</sup>	27	24
3	30		1	0,75.10 <sup>-6</sup>	66	55

В табл. 1 строка 3 соответствует случаю регистрации сигнала широкоапертурным спектрометром (типа интерференционного фильтра).

Аналогично оптимизируется линзовая система передатчика. В общем случае оптимальные фокусные расстояния для передатчика (индекс 1) и приемника (индекс 2) могут быть найдены из решения системы [6].

 $f_{1}^{4} = \frac{\Delta \rho_{10}^{2}}{\Delta \theta_{10}^{2}} \frac{\iint x \ (z - z_{1})^{2} \ e^{\psi(f_{1}, f_{2}, x, z)} \ dxdz}{\iint x e^{\psi(f_{1}, f_{2}, x, z)} \ dxdz},$   $f_{2}^{4} = \frac{\Delta \rho_{20}^{2}}{\Delta \theta_{20}^{2}} \frac{\iint x \ (z - z_{1})^{2} \ e^{\psi(f_{1}, f_{2}, x, z)} \ dxdz}{\iint x e^{\psi(f_{1}, f_{2}, x, z)} \ dxdz},$ (11)

где

$$\psi(f_1, f_2, x, z) = -(\epsilon_1 + \epsilon_2) z - \frac{1}{4} x \left[ \Delta \theta_{10}^2 f_1^2 + \Delta \theta_{20}^2 f_2^2 + (z - z_1)^2 \left( \frac{\Delta \rho_{10}^2}{f_1^2} + \frac{\Delta \rho_{20}^2}{f_2^2} \right) \right] + \frac{(\sigma_1 + \sigma_2) z}{\sqrt{1 + \delta^2 z^2 x}}.$$

Из системы (11) нетрудно получить соотношение между  $f_{10nr}$  и  $f_{20nr}$ :

$$f_{10nr} = f_{20nr} \sqrt{\frac{\Delta \theta_{20}}{\Delta \theta_{10}} \frac{\Delta \rho_{10}}{\Delta \rho_{20}}}, \qquad (12)$$

68

которое в отличие от (10) является точным и может заменить любое из уравнений в системе (11).

Сравнение теории с экспериментом. Эксперименты по дистанционному лазерному зондированию морской воды, преследующие цель количественного определения фитопланктона, проводились в 4-м рейсе НИС «Академик Петровский» [1] и в 18-м рейсе НИС «Дмитрий Менде-



Рис. 2. Спектр эхо-сигнала при дистанционном зондировании ( $\lambda_{воз6}$ =532 нм) поверхности океана, дистанция 10 м

леев». Причем в последнем случае мы имели возможность варьировать расстояние от лазерного локатора (лидара) до поверхности океана и оценивать абсолютную величину принимаемого сигнала.

Ниже даются числовые оценки теоретически полученных величин применительно к параметрам лидара и условиям эксперимента в 18-м рейсе НИС «Дмитрий Менделеев». Он имел следующие характеристики: длина волны зондирующего излучения 532 нм, длительность лазерного импульса 10 нс, максимальная энергия в импульсе  $10^{-2}$  Дж; линейные  $\Delta \rho_0$  и угловые  $\Delta \theta_0$  апертуры лазерного передатчика (индекс 1) и приемника (индекс 2):  $\Delta \rho_{10} = 0.5$  см,  $\Delta \theta_{10} = 5.8 \cdot 10^{-3}$ ,  $\Delta \rho_{20} = 0.05$  см,  $\Delta \theta_{20} = 0.25$ .

Приемник стробировался импульсом длительностью  $\tau_{crp} = 1$  мкс, поэтому регистрировалось интегральное число фотонов эхо-сигнала, формирующееся в слое от поверхности ( $z = z_0 = 0$ ) до  $z_{max} = \tau_{crp} c \simeq 100$  м (с  $\simeq 2 \cdot 10^{10}$  см · с<sup>-1</sup> — скорость света в водной среде).

Одна из спектрограмм эхо-сигнала, полученная при зондировании поверхности океана, представлена на рис. 2. Пик на длине волны  $\lambda = 650$  нм обусловлен сигналом КР воды, а на  $\lambda = 680$  нм — сигналом флуоресценции хлорофилла «а» морского фитопланктона.

Был проведен эксперимент по дистанционному лазерному зондированию, в котором определялись зависимость сигнала от дистанции и максимальная рабочая дистанция нашего лидара (регистрация эхо-сигнала осуществлялась системой OMA-1). Дистанция изменялась путем поворота лидара на турели (при этом менялся и угол падения лазерного луча на поверхность воды). Результаты этих измерений приведены в таблице 2.

Более сильная, чем даже  $|z_1|^{-2}$ , зависимость сигнала от дистанции объясняется несоосностью системы и тем, что при повороте платформы турели оптическая подстройка приемной системы не производилась.

При зондировании на дистанции 10 м сигнал КР воды составил  $N_2 = 15\,000$  фотонов ( $N_2 = \int_{\tau_{CTP}} F_2(t) dt$ ) или  $N_2/N_1 \simeq F_2/F_1 \simeq 1.4 \cdot 10^{-11}$ , тогда

как теоретический расчет по формуле (4) дает  $N_2/N_1 \simeq 8,6 \cdot 10^{-9}$ , т. е. расхождение в 600 раз. Такое сильное расхождение объясняется прене-

Таблица 2

Угол падения лазерного луча на поверхность воды (град)	0	5	10	25	45	55	62	73
Дистанция   z <sub>1</sub>  , м	10	10,05	10,15	11	14	17,5	21	35
Сигнал КР H <sub>2</sub> O, фотоны, отн. ед:	175	202	188	202	106	34	24	3

брежением членами, характеризующими несоосность системы, влиянием воздушного промежутка, а также, по-видимому, большими значениями є и о для реального случая, чем те, которые мы заложили в расчет (см. выше).

Точный учет несоосности требует вычисления тройного интеграла (3). Грубая оценка факторов несоосности показывает, что действительно, при  $|z_t| \simeq 10$  м результат может отличаться на 2—3 порядка.

Из сказанного следует, что в переходе к соосной системе заключен большой резерв увеличения максимальной дальности обнаружения ответного сигнала. Еще один резерв — повышение чувствительности приемной системы за счет применения светосильных (широкоапертурных) спектрометров, аналогичных интерференционному фильтру (см. табл. 1) и более чувствительных фотоэлектронных преобразователей (ФЭП).

Расчет на ЭВМ показал, что при регистрации сигнала КР воды широкоапертурным приемником ( $\Delta \rho_2 = 1$  см,  $\Delta \theta_2 = 1$  рад) с фотоэлектпреобразователем, равным по чувствительности ронным системе OMA-1 (видикон 1205 D), и применении линзы (телескопа) диаметром 60 см с фокусным расстоянием 60 см рабочая дистанция  $|z_1|$  может быть увеличена до 3 км. Дальнейшее увеличение возможно за счет увеличения чувствительности  $\Phi \Im \Pi$  и энергии лазера ( $F_4$ ).

## ЛИТЕРАТУРА

Фадеев В. В. Сб. тезисов конференции по люминесценции. Сегед, ВНР, 1976, с. 7.
 Клышко Д. Н., Рубин Л. Б., Фадеев В. В., Харитонов Л. А., Чекалюк А. М., Чубаров В. В. Сб. тезисов VII конференции по спектроскопии. НРБ, 1976, с. 204.
 Клышко Д. Н., Фадеев В. В. ДАН СССР, 1978, 238, № 2, 320.
 Долин Л. С. «Изв. вузов. Радиофизика», 1964, 7, 380.
 Ермаков Б. В., Ильинский Ю. А. «Изв. вузов. Радиофизика», 1968, 11, 624.
 Иванов А. П. Физические основы гидрооптики. Минск, 1975.

МГУ. Кафедра волновых процессов

70