

УДК 535.375:551.463

О РОЛИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ФОКУСИРУЮЩИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ДИСТАНЦИОННОМУ ЗОНДИРОВАНИЮ

Л. А. Апресян, Д. В. Власов

Рассмотрено влияние фокусировок при двукратном прохождении излучения через неровную границу раздела на результаты дистанционного зондирования верхнего слоя океана. Получены оценки для обусловленного фокусировками фактора усиления в случае крупномасштабных неровностей с размерами $l_k \gg r_k$ (r_k — радиус когерентности падающей волны) и на этой основе объяснены некоторые «аномальные» экспериментальные результаты, связанные с сильными флуктуациями эхо-сигналов.

В ходе проведения демонстрационных экспериментов по применению авиалидеров для исследования верхнего слоя океана (ВСО) разными авторами [1–4] были получены аномальные результаты, не укладывающиеся в рамки традиционной простой модели плоской поверхности однородного ВСО (см., например, [5]). Речь идет прежде всего о существовании всплесков на временной структуре эхо-сигнала [3, 1, 4], об установленной в [1] высокой корреляции амплитуды эхо-сигнала с локальным уровнем возвышения взволнованной поверхности ВСО, о смещении в глубину по сравнению с расчетным положением максимума усредненного по многим вспышкам эхо-импульса и т. д. Наблюдавшиеся в [1–4] аномалии структуры импульсов усложняют количественную интерпретацию результатов авиалидерных измерений и, по утверждению авторов [2], не позволяют выполнять стандартные [5, 6] измерения прозрачности водной толщи ВСО по форме заднего фронта импульса [1, 2, 6].

Большинство указанных аномалий удается объяснить влиянием фокусирующих свойств взволнованной поверхности океана, двукратно пересекаемой импульсом излучения (случай однократного прохождения взволнованной поверхности рассматривался, например, в [7]). Учет этого влияния приводит также к известному эффекту усиления обратного рассеяния [8], статистическое описание которого для случая зондирования через взволнованную поверхность рассматривалось в работах [9, 10]. Однако для адекватной количественной интерпретации данных авиалидерных измерений усредненное описание эффекта усиления обратного рассеяния часто оказывается недостаточным, поскольку в экспериментах с узкими лазерными пучками в каждой вспышке регистрируется случайная реализация эхо-сигнала. Кроме того, полученные в [9, 10] оценки отвечают слабому увеличению (коэффициент усиления ≤ 2), тогда как в [1–4] были зарегистрированы всплески эхо-сигналов с гораздо большим коэффициентом усиления, соответствующим области фокусировок. Для конкретной авиалидерной геометрии эксперимента структура эхо-импульса с учетом фокусировок излучения поверхностными волнами была рассмотрена в работе [11]. Результаты этой работы имеют скорее качественный характер, так как в ней использовалось геометрооптическое приближение, непригодное для описания поля в области фокусов и каустик. В данной работе на основе описания излучения в рамках параболического приближения волнового уравнения [12, 13] мы по-

лучим оценки для фактора усиления и его среднего значения и обсудим некоторые экспериментальные результаты.

Рассмотрим зондирование через плоскую границу раздела двух сред, на которой находится фазовый экран. Будем считать, что при прохождении такого экрана амплитуда волны домножается на величину $e^{i\psi}$, где $\psi = \psi(\rho)$ — в общем случае случайная функция (геометрия задачи и обозначения показаны на рис. 1). В этой модели, охватывающей и случай дистанционного зондирования ВСО, фазовый экран заменяет реальный неоднородный пограничный слой и позволяет описать фокусировки как неровностями взволнованной границы раздела, так и объемными неоднородностями пограничного слоя. В случае необходимости учета поглощения фазовый экран можно заменить на амплитудно-фазовый.

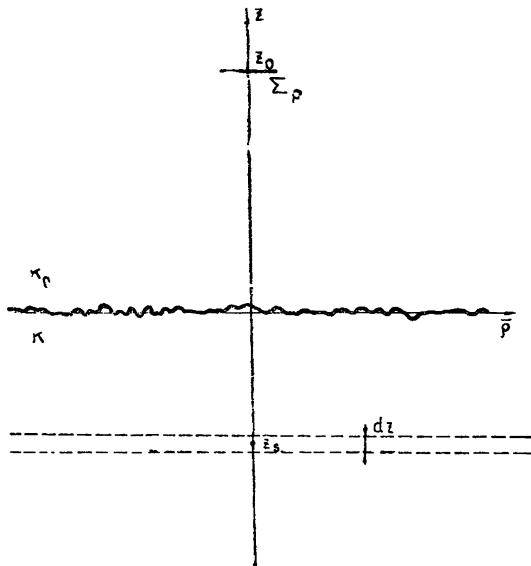


Рис. 1. Геометрия задачи зондирования через неоднородный слой: z_0 — плоскость излучателя и приемника, z_s — плоскость рассеивателей, k и k_0 — волновые числа, Σ_P — апертура приемно-излучающей системы.

Прежде всего остановимся на описании приемной системы. Будем считать, что мощность на выходе приемника выражается как

$$P = \int A(\bar{\rho}', \bar{\rho}'') \overline{U(\bar{\rho}') U^*(\bar{\rho}'')} d^2\rho' d^2\rho'', \quad (1)$$

где U — комплексная амплитуда поля на апертуре приемника Σ_P , ориентированной перпендикулярно оси z , $A(\bar{\rho}', \bar{\rho}'')$ — функция чувствительности, отличная от нуля лишь при $\bar{\rho}'$ и $\bar{\rho}''$, лежащих на Σ_P , а черта означает осуществляемое приемником усреднение по времени (зависимости от времени явно не выписываются).

Если считать излучение сосредоточенным вблизи оси z и использовать малоугловое приближение, то удобно в каждой плоскости z описывать излучение с помощью обобщенной яркости $I(\bar{r}, \bar{n})$, которая определяется как

$$I(\bar{r}, \bar{n}) \equiv I(\bar{\rho}, z, \bar{n}) = \left(\frac{k}{2\pi} \right)^2 \int U \left(\bar{\rho} + \frac{\bar{\rho}'}{2}, z \right) U^* \left(\bar{\rho} - \frac{\bar{\rho}'}{2}, z \right) e^{-ik\bar{n}\bar{\rho}'} d^2\rho'$$

и переходит в обычную яркость в условиях применимости фотометрии (обсуждение свойств обобщенной яркости имеется в [14]). Тогда (1) можно переписать в виде

$$P = A_e \Delta \Omega \int \omega(\bar{\rho}, \bar{n}) \overline{I(r, n)} d^2 n d^2 \rho. \quad (2)$$

Здесь A_e имеет смысл эффективной поверхности приемной апертуры для нормального падения излучения:

$$A_e = \int \tilde{A}(\bar{\rho}, 0) d^2 \rho,$$

$$\Delta \Omega = \frac{1}{A_e} \int \tilde{A}(\bar{\rho}, \bar{n}) d^2 \rho d^2 n$$

— эффективный телесный угол приема,

$$\omega(\bar{\rho}, \bar{n}) = \tilde{A}(\bar{\rho}, \bar{n}) / A_e \Delta \Omega$$

— нормированная «диаграмма направленности на единицу площади»,

$$\tilde{A}(\bar{\rho}, \bar{n}) = \int A\left(\bar{\rho} + \frac{\bar{\rho}'}{2}; \bar{\rho} - \frac{\bar{\rho}'}{2}\right) e^{ik\bar{n}\bar{\rho}'} d^2 \rho'$$

— функция чувствительности приемника в $(\bar{\rho}, \bar{n})$ -представлении.

Если излучение на апертуре приемника однородно, т. е. $I(r, n)$ в (2) не зависит от $\bar{\rho}$, $I(r, n) = I(z, \bar{n})$, то (2) переходит в обычное фотометрическое соотношение

$$P = A_e \Delta \Omega \int \omega(\bar{n}) \overline{I(z, \bar{n})} d^2 n,$$

где

$$\omega(\bar{n}) = \int \omega(\bar{\rho}, \bar{n}) d^2 \rho$$

— диаграмма направленности приемника.

Вернемся к задаче зондирования и предположим, что зондируются рассеиватели, которые однородно (с плотностью N) распределены в слое толщиной dz и достаточно малы, так что падающую на каждый из них волну можно считать плоской. Тогда для схемы измерения, показанной на рис. 1, в малоугловом приближении можно получить следующее выражение для мощности принимаемого сигнала:

$$P = P_0 A_e \Delta \Omega \times \quad (3)$$

$$\times \int \overline{I_P(r_s, \bar{n}') N dz \sigma(\bar{n}' \leftarrow \bar{n}'')} I_L(\bar{r}_s, \bar{n}'') d^2 n' d^2 n'' d^2 \rho_s.$$

Здесь P_0 — полная мощность излучателя, $I_L(\bar{r}_s, \bar{n})$ — обобщенная яркость, создаваемая излучателем единичной мощности, $I_P(r_s, \bar{n})$ — аналогичная величина для приемника, работающего как излучатель единичной мощности, $\bar{r}_s = (\bar{\rho}_s, z_s)$, черта означает усреднение по времени, а $\sigma(\bar{n}' \leftarrow \bar{n}'')$ — сечение рассеяния для одиночного рассеивателя. Если рассеиватели изотропны, т. е. $\sigma(\bar{n}' \leftarrow \bar{n}'') = \sigma$ не зависит от \bar{n}' и \bar{n}'' , то в (3) можно выполнить интегрирование по \bar{n}' и \bar{n}'' , что дает известное выражение [15]

$$P = P_0 A_e \Delta \Omega \int \overline{I_P(\bar{r}_s) I_L(\bar{r}_s)} d^2 \rho_s N dz \sigma, \quad (4)$$

где

$$I_{L,P}(\bar{r}_s) = \int I_{L,P}(\bar{r}_s, \bar{n}) d^2 n$$

— полные интенсивности вблизи рассеивателей. В отличие от используемого здесь волнового подхода ранее соотношение (4) выводилось в приближении геометрической оптики, т. е. без учета дифракционных эффектов.

Далее для простоты мы ограничимся случаем изотропных рассеивателей и будем считать, что усреднение по времени соответствует независимому статистическому усреднению по характеристикам приемной и излучающей систем (в случае лазерного зондирования ВСО последнее допущение оправдывается тем, что при спонтанном комбинационном рассеянии эхо-сигнал смещен по частоте). Обозначая волновой и прямой чертами величины принимаемых мощностей P при наличии и в отсутствии фокусирующего слоя, соответственно рассмотрим коэффициент усиления $\Gamma = \tilde{P}/\bar{P} \equiv \tilde{P}/\bar{P}|_{z=0}$. В приближении параболического уравнения, используя (4), для принимаемой мощности \tilde{P} можно получить соотношение

$$\begin{aligned} \tilde{P} &\sim \int B_L(1, 2) B_P(3, 4) \exp \left\{ i \sum_{m=1}^4 (-1)^{m+1} (\kappa (\bar{\rho}_m - \bar{\rho}_s)^2 - \psi_m) \right\} \times \\ &\times d^2\rho_1 d^2\rho_2 d^2\rho_3 d^2\rho_4 d^2\rho_s \sim \int B_L(R, \rho) B_P(R_1, -\rho) \exp \{ 2i \kappa \bar{\rho} (\bar{R} - \bar{R}_1) + \right. \\ &+ \left. i \left[\psi \left(R + \frac{\rho}{2} \right) - \psi \left(R - \frac{\rho}{2} \right) + \psi \left(R_1 - \frac{\rho}{2} \right) - \psi \left(R_1 + \frac{\rho}{2} \right) \right] \} d^2R d^2R_1 d^2\rho. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь и ниже всюду опускаются выпадающие из Γ коэффициенты пропорциональности, $\kappa = k/2|z_s|$,

$$B_{L,P}(i, j) = \overline{U_{L,P}(\bar{\rho}_i) U_{L,P}^*(\bar{\rho}_j)}$$

— функции когерентности в плоскости $z=0$ поля U_L лазерного источника единичной мощности и поля U_P фиктивного источника, отвечающего приемнику, $\psi_m = \psi(\bar{\rho}_m)$ — случайные набеги фаз в неоднородном слое, $\bar{R} = 0.5(\bar{\rho}_1 + \bar{\rho}_2)$, $R_1 = 0.5(\bar{\rho}_3 + \bar{\rho}_4)$, $\rho = \bar{\rho}_1 - \bar{\rho}_2$ (для простоты мы пренебрегаем возможным поглощением и считаем фазы ψ вещественными).

Специфика рассматриваемой задачи по сравнению с подробно изученным в литературе случаем фазового экрана [16] состоит в наличии в (5) дополнительного интегрирования по ρ_s , эквивалентного усреднению по плоскости рассеивателей $z=z_s$, что исключило влияние на Γ наклонов пучка как целого и позволило несколько упростить интеграл за счет возникновения дельта-функции.

Из (5) видно, что при $|z_s| \rightarrow \infty$ ($\kappa \rightarrow 0$) зависимость \tilde{P} от z_s становится такой же, как при $\psi = 0$. Поэтому при $|z_s| \rightarrow \infty$, $\Gamma \rightarrow \Gamma_\infty$, где Γ_∞ — постоянная, $d\Gamma_\infty/dz_s = 0$, для оценки которой нужно конкретизировать вид входящих в (5) функций ψ , B_L и B_P .

Для простоты ограничимся случаем одинаковых характеристик приемника и излучателя, считая $B_L = B_P = B(\bar{R}, \bar{\rho})$. Для квазиоднородного излучения характерный масштаб изменения функции B по \bar{R} имеет порядок размера зондируемого и наблюдаемого пучков a , а масштаб изменения по ρ — порядка радиуса когерентности ρ_k поля в освещенном пятне (ρ_k определяется так, что $B \sim 0$ при $\rho > \rho_k$, причем, очевидно, $\rho_k \leq a$). Имея в виду оценку фокусировки некогерентных или узких пучков на крупномасштабных неоднородностях слоя, будем считать, что $\rho_k \ll l_k$, где $l_k \sim |\nabla_\rho \ln \psi|^{-1}$ — масштаб неоднородностей слоя. Тогда входящий в (5) интеграл можно упростить, заменив стоящее в квадратных скобках выражение первым неисчезающим членом его разложения по степеням ρ :

$$[\dots] \approx \bar{\rho} (\nabla_R \psi(\bar{R}) - \nabla_{R_1} \psi(\bar{R}_1)). \quad (6)$$

Для получения оценок рассмотрим следующую модель функции когерентности падающего пучка B :

$$B \sim \exp(-\alpha R^2 - \beta \rho^2). \quad (7)$$

При $\alpha = a^{-2} = 2a_1^{-2}$, $\beta = \rho_k^{-2} = (2a_1^2)^{-1}$ эта модель соответствует гауссовой распределению амплитуды когерентного поля $U = \exp(-\rho^2/a_1^2)$, а при произвольных α и β позволяет описать свойства частично-когерентного излучения, причем квазиоднородному полю отвечает условие $\beta \gg \alpha$ (или иначе $a \gg \rho_k$).

Для модели (7) в приближении (6) интеграл (5) сводится к четырехкратному, который в общем случае не допускает дальнейшего упрощения. Однако для узкого пучка при $a \ll l_k$ величину (6) можно дополнительно разложить по степеням $\delta = \bar{R} - R_1$, ограничившись первым неисчезающим слагаемым, что дает

$$[\dots] \approx \bar{\rho} \delta : \nabla \nabla \psi(R_{\text{ц}}), \quad (8)$$

где $R_{\text{ц}} = (R + R_1)/2$. В этом простейшем приближении динамический фактор усиления Γ зависит лишь от вторых производных $\nabla \nabla \psi$ в центре пучка, т. е. фактически от кривизны фазового фронта за неоднородным слоем. Физически приближение (8) соответствует замене неоднородного слоя эффективной линзой, фокусирующей или дефокусирующей пучок как целое, так что приближение узкого пучка (8) можно назвать «однолинзовым» [12]. Для гауссовой модели (7) в приближении (8) динамический фактор усиления Γ нетрудно выразить явно:

$$\Gamma = \Gamma_x \Gamma_y, \quad (9)$$

где

$$\Gamma_x = \sqrt{\frac{1 + \kappa^2 a^2 \rho_k^2}{1 + a^2 \rho_k^2 (\kappa + 0.5 \phi''_{x,y}(R_{\text{ц}}))^2}}, \quad (10)$$

$\Gamma_y = \Gamma_x|_{x=y}$, причем в качестве x и y выбраны направления собственных осей матрицы $\Delta \Delta \psi(R_{\text{ц}})$. В случае одномерно-неоднородного слоя $\psi = \psi(\rho_x)$, $\Gamma_y = 1$ и $\Gamma = \Gamma_x$.

Наибольшее значение динамического фактора усиления (9) отвечает условиям фокусировки: $2\kappa = -\psi''_{xx} = -\psi''_{yy}$. При этом

$$\Gamma = \Gamma_{\max} = 1 + \kappa^2 a^2 \rho_k^2 = 1 + (ka\rho_k/2z_s)^2. \quad (11)$$

Эквивалентную (11) по порядку величины оценку фактора усиления можно получить из элементарных соображений. Если $I_{L,P}(z)$ и $S_{L,P}(z)$ — интенсивность на оси и сечение пучка в плоскости z для источника (L) и приемника (P) соответственно, то в силу сохранения энергии $I_{L,P}(z)S_{L,P}(z) = I_{L,P}(0)S_{L,P} = \text{const}$. В соответствии с (4) отсюда получаем

$$\Gamma \sim \frac{I_L(z_s)I_P(z_s)S_m(z_s)}{I_L(0)I_P(0)S_m(0)} = \frac{S_M(0)}{S_M(z_s)}. \quad (12)$$

Здесь $S_m = \min(S_L, S_P)$ — наименьшее, а $S_M = \max(S_L, S_P)$ — наибольшее из сечений S_L и S_P , причем считается, что пучок фокусируется как целое и отсутствуют эффекты многолучевости.

Согласно (12) по порядку величины коэффициент усиления равен уменьшению сечения падающего пучка или поля зрения приемника из-за фокусировки неоднородным слоем и может быть как больше, так и меньше единицы в зависимости от наличия фокусировки или дефокусировки. Физический смысл этого результата вполне очевиден и связан с учетом усреднения приемником регистрируемой мощности по сечению наблюдаемого пучка: если падающий пучок однороден и его сечение $S_L(z_s)$ больше сечения поля зрения $S_P(z_s)$, то регистрируемая средняя мощность \tilde{P} не зависит от S_P . В противоположном случае при $S_P(z) > S_L(z_s)$ мощность \tilde{P} не зависит от сечения S_L в силу сохранения энергии в падающем пучке.

Нетрудно видеть, что оценка (12) по порядку величины эквивалентна (11). Действительно, если пучок когерентен и $S_L=S_P=S=a^2 \sim \rho_k^2$, и пучок фокусируется как целое вблизи плоскости рассеивателей, то площадь «перетяжки» вблизи фокуса пучка $S(z_s) \sim z_s^2/k^2 S(0)$, так что

$$\Gamma \sim k^2 S^2(0)/z_s^2 \sim k^2 a^4/z_s^2.$$

Для одномерной фокусировки из стоящей справа величины нужно извлечь корень, что дает

$$\Gamma_x \sim kS(0)/|z_s|.$$

Полагая здесь $k \sim 10^7 \text{ м}^{-1}$, $S(0) \sim 1 \text{ см}^2$, $z_s \sim 1 \text{ м}$ (что примерно соответствует случаю оптического зондирования ВСО), получаем $\Gamma \sim 10^3 \gg 1$. Естественно, реально полная фокусировка является сильной идеализацией, так что эта оценка дает наибольший возможный фактор усиления, который в случае ВСО уменьшается также из-за эффектов многократного рассеяния [12].

Если пучок излучения проходит через слабую объемную неоднородность с показателем преломления $\Delta n(\bar{r}) = \Delta n_0 \psi(\bar{r})$, где $\psi(\bar{r})$ — плавно спадающая на масштабе l функция, то фокусное расстояние $|z_s| \sim l/\Delta n_0$ и

$$\Gamma \sim k^2 S^2(0) \left. \frac{\Delta n_0^2}{l^2} \right|_{l^2 \sim S(0)} \sim \frac{\Delta n^2}{\theta_d^2}, \quad (13)$$

где $\theta_d \sim (k^2 S(0))^{-1/2}$ — угол дифракционной расходимости пучка, или, для одномерной фокусировки,

$$\Gamma_x \sim \Delta n_0 / \theta_d. \quad (14)$$

Эти простые оценки, основанные на предположении о фокусировке падающего пучка как целого, нетрудно обобщить на случай, когда в поперечном сечении падающего пучка находится несколько незатеняющих друг друга неоднородностей слоя. Если рассеиватели по-прежнему находятся в однолучевой области, где падающий пучок распадается на непересекающиеся сфокусированные пучки, имеющие в плоскости z сечения $S_j(z)$, то для фактора усиления вместо (12) получаем

$$\Gamma = \sum_j \frac{S_j(0)}{S_j(z_s)} \left(\frac{S_j(0)}{\sum_k S_k(0)} \right) \equiv \langle \Gamma_j \rangle_j, \quad (15)$$

где $\Gamma_j = S_j(0)/S_j(z_s)$ — фактор усиления j -го пучка, а символ $\langle \dots \rangle_j$ отвечает усреднению по сечениям пучков.

Полученные простые соотношения позволяют оценить вызванное фокусировками усиление эхо-сигнала для различных конкретных экспериментальных ситуаций в оптическом, акустическом и радиоволновом диапазоне. Если же узкий пучок последовательно проходит через несколько неоднородностей, то усиление эхо-сигнала по порядку величины можно оценить, используя матричный метод расчета параметров гауссовых пучков [17]. Аналогичный подход можно использовать для оценки усиления эхо-сигнала в структурах типа волновода, например, при акустическом зондировании в подводном звуковом канале — во всех этих случаях простейшую оценку усиления эхо-сигнала дает изменение размера зондирующего пучка.

Зная явный вид Γ_x (10) и задав модельную функцию распределения ψ'' , нетрудно записать выражения для произвольных статистических характеристик Γ_x — моментов, корреляций и т. п., отвечающих усреднению по ансамблю реализаций эхо-импульсов. Поведение простейшего момента $\langle \Gamma_x \rangle$ мы рассмотрим чуть позже. На рис. 2 приведены примеры расчета более сложной статистической характеристики

нормированной корреляции фактора усиления для двух глубин z и $z+\Delta$:

$$B(z, \Delta) = \frac{\langle \Gamma(z+\Delta) \Gamma(z) \rangle}{\langle \Gamma(z+\Delta) \rangle \langle \Gamma(z) \rangle} - 1$$

— для модели косинусоидального поверхностного волнения со случайной фазой $\psi = (k-k_0) \xi_0 \cos(qx-\theta)$, где параметры k , k_0 , ξ_0 и q примерно соответствуют случаю лазерного зондирования ВСО, а величина θ случайна и равномерно распределена на интервале $[0, 2\pi]$. Существенным является наличие области, где $B < 0$. Действительно, разнообразные причины, не связанные с поверхностным волнением (ослабление в атмосфере поверхностными пленками, флуктуациями прозрачности и т. д.), дают с необходимостью положительную корреляцию отсчетов с различными глубинами. В отличие от этих механизмов фокусировка, т. е. сжатие пучка на глубине z усиливает эхо-сигнал с этой глубины при одновременном ослаблении (увеличении сечения пучка) сигнала с некоторой большей глубины $z+\Delta$, и наоборот, что и приводит к появлению области с отрицательной корреляцией B . Следовательно, вычисляя корреляционную функцию эхо-сигналов с двух глубин, можно различать флуктуации эхо-сигналов, обусловленные аномалиями прозрачности и поверхностным волнением.

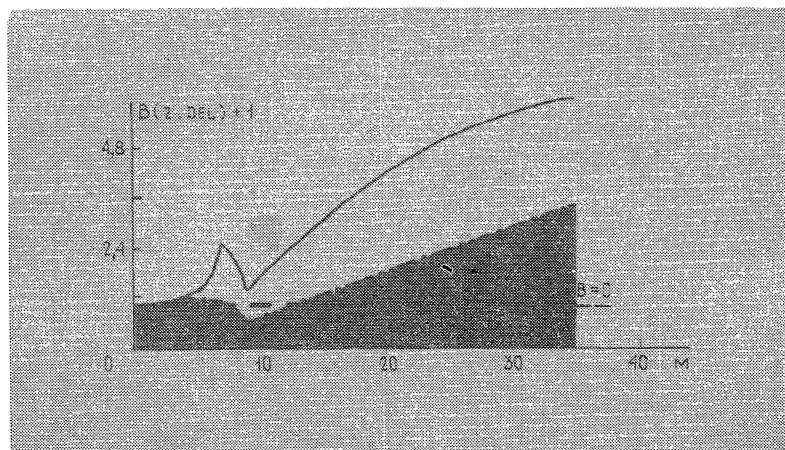


Рис. 2. Расчетная структура корреляционной функции отсчетов с двух глубин $B(z, \Delta)$; сплошная линия — $\Delta = 2$ м, пунктирная — $\Delta = 8$ м, $\xi_0 = 8$ см, $q = 3,7$ м⁻¹.

Рассмотрим теперь среднее значение $\langle \Gamma \rangle$ для модели гауссовой случайной фазы ψ в приближении (6) ($\rho_k \ll l_k$), не требуя выполнения условия узкого пучка $a \ll l_k$. Подставив (6) и $B_L = B_P = B$ (7) в (5), после усреднения по гауссовым флуктуациям $\psi (\langle \psi \rangle = 0)$ и интегрирования находим

$$\langle \tilde{P} \rangle \sim \int \prod_{\lambda=x,y} \exp \left\{ - \left(\frac{\alpha}{2} + \frac{x^2}{\beta_\lambda(\bar{\delta})} \right) \delta_\lambda^2 \right\} \frac{d\delta_\lambda}{V \beta_\lambda(\bar{\delta})} \sim \quad (16)$$

$$\sim \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ - \left(\frac{\alpha}{2} + \frac{x^2}{2\beta - B_\psi''(0) + B_\psi''(\delta_x)} \right) \delta_x^2 \right\} \frac{d\delta_x}{V 2\beta - B_\psi''(0) + B_\psi''(\delta_x)},$$

где $\bar{\delta} = (\delta_x, \delta_y) = \bar{R} - \bar{R}_1$,

$$\beta_\lambda(\bar{\delta}) = 2\beta - \{ \hat{A}(0) - A(\bar{\delta}) \}_\lambda; \quad (17)$$

$$\hat{A}(\bar{\delta}) = \nabla_{\delta} \nabla_{\delta} \langle \psi(\bar{\delta}) \psi(0) \rangle = \begin{pmatrix} \hat{B}_{\psi}''(\delta_x) & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

сокращение $\{\hat{A}\}_{\lambda}$ означает собственное значение матрицы \hat{A} , отвечающее оси λ , причем в качестве x и y выбраны собственные оси симметрической матрицы $\hat{A}(0) - \hat{A}(\bar{\delta})$ (несущественные для $\langle \Gamma \rangle = \langle \tilde{P} \rangle / \langle \tilde{P} \rangle|_{\psi=0}$ множители в (16) опускаются). Правые части (16) и (18) относятся к случаю одномерно-неоднородного слоя, когда $\langle \psi(\delta) \psi(0) \rangle = B_{\psi}(\delta_x)$, причем штрих означает производную по аргументу.

Соотношение (16) дает среднее значение $\langle \tilde{P} \rangle$ с учетом эффектов двукратного прохождения: в нем $B_{\psi}''(0)$ описывает прохождение излучения через разные — некоррелированные, а $B_{\psi}''(\delta_x)$ — через одни и те же — коррелированные неоднородности слоя (тем самым $B_{\psi}''(\delta_x)$ отвечает собственно эффектам двукратного прохождения). В зависимости от соотношения между параметрами задачи в (16) могут давать основной вклад разные области интегрирования.

В случае узкого пучка, размер которого много меньше характерного размера неоднородностей в слое, $a \ll l_k$, учет эффектов двукратного прохождения, очевидно, необходим. При этом величину $B_{\psi}''(\delta_x) - B_{\psi}''(0)$ в (16) можно разложить по степеням δ_x , удержав первое неисчезающее (квадратичное по δ_x) слагаемое, поскольку большие δ_x обрезаются множителем, содержащим α . В этом приближении фактор усиления зависит лишь от четвертой производной $B_{\psi}'''(0)$ и равен среднему от фактора усиления Γ (10). При этом для предельного значения $\langle \Gamma_{\infty} \rangle$, полагая $\kappa=0$, нетрудно получить выражение

$$\langle \Gamma_{\infty} \rangle = \sqrt{\frac{2}{\pi}} K_0(\mu^{-2}) \frac{e^{\mu-2}}{\mu}, \quad (19)$$

где $K_0(-)$ — функция Макдональда (модифицированная функция Бесселя второго рода), $\mu = (B_{\psi}'''(0) / \alpha \beta)^{1/2} \sim \alpha \rho_k \sigma_{\psi} / l_k^2$, $\sigma_{\psi}^2 = B_{\psi}(0)$ и l_k — дисперсия и радиус корреляции фазы ψ . Выражение (19) есть результат усреднения предельного значения динамического фактора усиления (10): $\Gamma_{\infty} = \Gamma_x|_{\kappa=0} = (1 + a^2 \rho_k^2 \psi_{xx}'')^{-1/2}$.

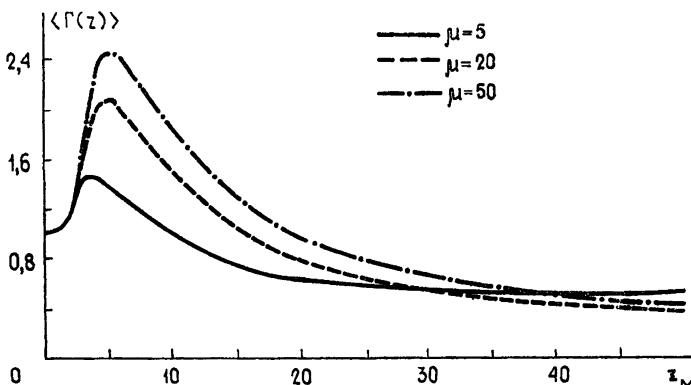


Рис. 3. Расчетные зависимости среднего фактора усиления $\langle \Gamma \rangle$ для случайной поверхности с гауссовой статистикой флуктуаций.

На рис. 3 приведены результаты численного счета среднего по гауссовой фазе ψ фактора усиления $\langle \Gamma \rangle$ для узкого пучка $a \ll l_k$ (для описанной выше косинусоидальной модели ψ расчет $\langle \Gamma \rangle$ дает вполне аналогичные результаты). В области $|z_s| \ll k l_k^2 / \sigma_{\psi}$, $\Gamma \rightarrow 1$ (детерминирован-

ный сигнал), в области $|z_s| \sim kl_k^2/\sigma_\psi$ наблюдается максимум среднего усиления, величина которого монотонно зависит от μ и для $\mu \sim 10-100$ по порядку величины близка к двум (для косинусоидальной модели ψ величина максимума составляет порядка десяти). В дальней зоне $|z_s| \gg kl_k^2/\sigma_\psi$ асимптотика $\langle \Gamma_\infty \rangle$ имеет вид (19). В частности, для $\mu \ll 1$, т. е. $a\mu\sigma_\psi \ll l_k^2$, $\langle \Gamma_\infty \rangle \rightarrow 1$ — в этом случае начальная расходимость пучка слабо возмущается экраном и усиление или ослабление сигнала отсутствует. В случае сильного экрана $\mu \gg 1$ асимптотика (19) имеет вид

$$\langle \Gamma_\infty \rangle = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\ln \mu}{\mu} \ll 1,$$

так что наличие неоднородного слоя приводит к существенному ослаблению эхо-сигналов от глубин $|z_s| > kl_k^2/\sigma_\psi$. Отметим, что аналогичная структура эхо-импульсов с плавным «горбом» отчетливо наблюдалась в натурных экспериментах на установке «Чайка» и приходила в работах [3, 4].

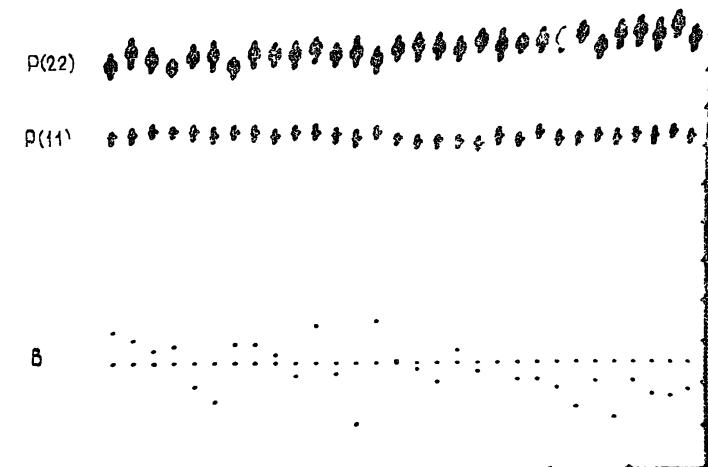


Рис. 4. Экспериментальные значения мгновенной мощности P эхо сигналов, усредненные по шестидесяти вспышкам для глубин $z=11$ м и $z=22$ м, точки — значения корреляционной функции $B(z, \Delta)$. Горизонтальная пунктирная линия отмечает уровень $B=0$. Размеры вертикального штриха пропорциональны относительной дисперсии отсчетов мощности в масштабе 1 : 5. (Снимки с экрана теледисплея ЭВМ установки «Чайка».)

В противоположном предельном случае широкого некогерентного пучка $a \gg l_k \gg \rho_k$ при произвольной корреляции фаз $B_\psi(\bar{\delta})$ можно получить общий вид асимптотики двукратного интеграла из (16) в дальней зоне: при $a \gg l_k$ в статистической зоне Фраунгофера относительно падающего пучка ($|z_s| \gg ka\rho_k$) основной вклад в интеграл вносит область больших $\bar{\delta}$ или некорелированных неоднородностей, где эффекты двукратного прохождения не существенны и $\hat{A}(\bar{\delta}) \approx 0$. При этом $\beta_\lambda(\bar{\delta}) \approx \simeq 2\beta - \{\hat{A}(0)\}_\lambda$ не зависит от $\bar{\delta}$ и двукратный интеграл из (16) легко берется, что для фактора усиления дает

$$\langle \Gamma \rangle \simeq \prod_{\lambda=x,y} \sqrt{\frac{1 + a^2 \rho_k^2 \kappa^2}{1 + a^2 \rho_k^2 \kappa^2 - \rho_k^2 \{\hat{A}(0)\}_\lambda / 2}},$$

или, для одномерно-неоднородного случая,

$$\langle \Gamma_x \rangle \simeq \sqrt{\frac{1 + a^2 \kappa^2 \rho_k^2}{1 + a^2 \kappa^2 \rho_k^2 - \rho_k^2 B_\psi''(0) / 2}}.$$

Поскольку $\dot{B}_y(0) < 0$, эта величина всегда меньше единицы, так что $\langle \Gamma \rangle < 1$: в дальнейшей зоне широкий некогерентный пучок в среднем ослабляется.

На основе проведенного анализа обсудим теперь некоторые экспериментальные данные по лазерному дистанционному зондированию ВСО. На рис. 4 показаны результаты измерений мощности эхо-сигналов в выборках с глубин 11 и 22 м, полученные в ходе натурных экспериментов на установке «Чайка». Одновременно даны коэффициенты корреляции отсчетов. Из этого рисунка видно, что существуют области с устойчивой антикорреляцией, $B < 0$, что подтверждает справедливость развитого выше подхода (реально положительная корреляция $B > 0$ наблюдается гораздо чаще отрицательной, что можно приписать узости области антикорреляции, см. рис. 2).

Зарегистрированная экспериментально сложная форма импульсов эхо-сигналов (см. [4]) также легко объясняется всплесками эхо-сигнала из областей фокусировки излучения. Двумерность поверхности ВСО, как и возможность различия размеров поля зрения телескопа и зондирующего пучка, могут приводить к нескольким выбросам на импульсе.

В работе [2] была отмечена задержка максимума импульса эхо-сигнала, усредненного по многим вспышкам, относительно соответствующей лабораторной калибровки. Эта задержка, интерпретированная авторами [2] как «дефект усилителя ФЭУ», также наглядно объясняется расчетами усредненных структур эхо-импульсов (см. рис. 3).

Несколько сложнее обстоит дело с «ячейками прозрачности», зарегистрированными в работе [1] по аномально высоким выбросам амплитуды эхо-сигнала с определенной глубины. Приписывая эти выбросы наличию «ячеек прозрачности», авторы [1] предлагают гипотезу, которая вообще говоря не противоречит экспериментальным данным, поскольку трудно отрицать, что в ВСО могут существовать флуктуации прозрачности. С другой стороны, учет фокусировок взволнованной поверхностью ВСО позволяет дать альтернативное объяснение этих результатов. В случае крупномасштабного волнения в авиалидарных экспериментах процесс «усреднения» эхо-сигнала по ансамблю реализаций взволнованной поверхности обладает определенной спецификой: расстояние L между соседними точками зондирования фиксировано и определяется отношением скорости перемещения самолета v к частоте срабатывания лазерной установки ν . Это расстояние, как правило, составляет единицы — десятки метров [1—4] и сопоставимо с характерными масштабами поверхностного волнения Λ_ξ . При этом при выполнении условия синхронизма $nL = m\Lambda_\xi$, где n и m — малые целые числа, могут наблюдаться «когерентные» эффекты, когда последовательные по времени зондирующие импульсы будут постоянно попадать на горбы или во впадины квазисинусоидальной поверхности волны, и принятые выше модели расчета со случайной фазой могут оказаться несоответствующими реальным условиям эксперимента. Если вслед за авторами [1] проанализировать детально структуру «ячеек аномальной прозрачности», то легко обнаружить, что скоррелированные в нескольких последовательных вспышках спады, соответствующие попаданию во впадину, сменяются резким выбросом. В результате на трассовой записи эхо-сигнала возникают «когерентные структуры», обусловленные биениями двух квазипериодических процессов, которые, на наш взгляд, и интерпретировались в [1] как «ячейки аномальной прозрачности». Отсюда также следует, что вопрос о выборе интервала усреднения по ансамблю реализаций поверхности ВСО при проведении количественных измерений должен решаться с учетом возможных «когерентных» эффектов.

Таким образом, учет фокусировок при двукратном прохождении излучения через случайную границу ВСО позволяет объяснить некоторые аномалии, наблюдавшиеся в натурных экспериментах. Тем самым появляется принципиальная возможность существенно повысить точность и достоверность авиалидарных измерений параметров ВСО.

В заключении заметим, что в данной работе мы не рассматривали количественного описания имеющихся экспериментов по дистанционному зондированию ВСО, которое затрудняется отсутствием достаточных данных по статистике поверхностного волнения. Поэтому основная цель проведенного анализа — обратить внимание на принципиальную важность учета фокусировок в этой задаче. Более полная теория, приближенная к реальным условиям эксперимента, должна учитывать также эффекты многократного рассеяния в объеме среды, которые могут приводить к уменьшению роли фокусировок. Предварительные оценки на основе метода моментов [19] показывают, что в случае ВСО многократное рассеяние при определенных условиях может существенно влиять на величину фактора усиления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hoge F. E., Swift B. N. — Appl. Opt., 1983, 22, p. 3778.
2. Hoge F. E., Swift B. N. — Appl. Opt., 1983, 22, p. 37.
3. Бункин А. Ф., Власов Д. В., Миркамилов Д. Н., Галумян А. С., Слободянин В. П., Мальцев Д. В. — ЖЭТФ, 1984, № 11, с. 2190.
4. Власов Д. В. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1985, 49, № 3, с. 433.
5. Межес Р. В. кн.: Аналитическая лазерная спектроскопия. — М.: Мир, 1982, с. 325.
6. Зеге Э. П., Иванов А. П., Каргин Б. А., Кацев И. Л. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1971, 7, № 7, с. 750.
7. Мулламаев Ю. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1975, 11, № 2, с. 199.
8. Виноградов А. Г., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 7, с. 1064.
9. Лучинин А. Г. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1979, 15, № 7, с. 770.
10. Дорофеев Ю. Б., Лучинин А. Г. — В сб.: Оптика моря. — М.: Наука, 1985, с. 154.
11. Gehlhaar V. — Appl. Opt., 1982, 21, p. 3743.
12. Апресян Л. А., Власов Д. В. — В сб.: Материалы Всесоюзного семинара-совещания «Проблемы лазерного аэрозондирования поверхности Земли» — Ташкент, 1986, с. 19.
13. Власов Д. В. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1986, 50, № 4, с. 724.
14. Апресян Л. А., Кравцов Ю. А. Теория переноса излучения. — М.: Наука, 1983.
15. Оптика океана / Ред. А. С. Монин. — М.: Наука, 1983, т. 1.
16. Якушкин И. Г. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 5, с. 535.
17. Маркузе Д. Введение в волоконную оптику. — М.: Мир, 1972.
18. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. — М.: Наука, 1978.
19. Власов С. Н., Петрищев В. А., Таланов В. И. Препринт НИРФИ № 8. Горький, 1970.

Институт общей физики
АН СССР

Поступила в редакцию
25 августа 1986 г.

ON THE ROLE OF LARGE-SCALE FOCUSING INHOMOGENEITIES IN THE REMOTE SENSING EXPERIMENTS

L. A. Apresyan, D. V. Vlasov

The effect of focusing at two-fold radiation transmission through interface on the remote sensing of the upper ocean layer is discussed. Estimations of the amplifying factor due to focusing are obtained in the case of large-scale roughnesses with sizes $l_h \gg \rho_h$, where ρ_h is the coherence radius of the incident wave. Some «anomalous» experiment results associated with strong fluctuations of echo-signals are explained.

Примечания при корректуре: При наборе векторы и средние по времени скаляры обозначены одинаковой чертой, что, с учетом контекста, не должно привести к недоразумениям.