

Как следует из (6), (7), при малых z параметр ППК будет уменьшаться:

$$K(z) \simeq K_0 \{1 - (\mu^2 z^2 + 4\mu^2 z^4 / K_0) / (1 + (1 + 2/K_0) z^2)\},$$

причем нелинейная гиротропия не оказывает заметного влияния на ход этого процесса.

Результаты данной работы справедливы не только для непрерывного излучения (естественный свет, пропущенный через узкополосный частотный фильтр), но и для последовательности импульсов одинаковой длительности $T_0 \simeq \tau_k$, где τ_k — характерное время флуктуационного изменения распределения поля по g , если частотная дисперсия среды пренебрежимо мала ($z_1 \tau_k^{-2} \partial^2 k / \partial \omega^2 \ll 1$). В этом случае Γ_{ij} находятся в результате усреднения по бесконечно большому числу импульсов. Полученные формулы носят в определенной степени качественный характер. Это следует учитывать при их сравнении с экспериментом. Возможности проведения последнего для когерентного лазерного излучения обсуждались в [1].

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Голубков А. А., Махаров В. А. // Изв. вузов, Радиофизика. 1988. 31, № 9. С. 1042. [2] Власов С. Н., Петрищев В. А., Галанов В. И. // Изв. вузов, Радиофизика. 1971. 14, № 9. С. 1353. [3] Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М., 1981. [4] Кандидов В. П., Шленов С. А. // Изв. вузов, Радиофизика. 1984. 27, № 9. С. 1158. [5] Чиркин А. С., Юсубов Ф. М. // Письма в ЖТФ. 1981. 7, № 13. С. 805. [6] Кандидов В. П., Шленов С. А. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1984. 25, № 2. С. 51. [7] Алешкевич В. А., Кожоридзе Г. Д., Матвеев А. Н. // Квант. электроника. 1988. 15, № 4. С. 829.

Поступила в редакцию
18.04.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991, Т. 32, № 1

ГЕОФИЗИКА

УДК 621.378

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ АНИЗОТРОПНОГО РАЗВИТОГО ВОЛНЕНИЯ

А. Л. Кузьминский

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Приведены результаты численного эксперимента по моделированию сильно анизотропной модели Филлипса развитого морского поверхностного волнения. Сделан вывод о применимости моногармонического приближения для расчета ряда характеристик волнения.

Основной задачей теоретических расчетов рассеяния света на морской поверхности является установление связи между характеристиками отраженного сигнала лазерного лоатора и параметрами морского волнения.

Основной вклад в рассеяние света морской поверхностью дают области «бликовых» точек — точек, уклон поверхности в которых равен заданному значению, определяемому направлениями распространения падающей и отраженной волн [1, 2]. Оценки [3] и экспериментальные исследования [3, 4] показывают, что при зондировании под углами, близкими к вертикали, интенсивность объемного рассеяния на 3—4 порядка ниже «бликовой» составляющей.

Лазерное зондирование морской поверхности [4, 5] позволяет легко определить статистику уклонов поверхности в окрестности бликов путем подсчета среднего числа зеркальных точек. Однако для восстановления параметров модельного спектра волнения этой информации недостаточно: необходимо определить также статистику возвышений или кривизны поверхности.

Среди различных методов лазерного зондирования морской поверхности (импульсные лоаторы, профилометры) перспективным направлением является использо-

вание лазерных локаторов с узким пучком, регистрирующих отдельные «бликовые» эхо-импульсы. Такие локаторы позволяют на основе статистического анализа импульсного эхо-сигнала определять функцию распределения полной кривизны поверхности в бликовых точках [5]. Усовершенствованный вариант локатора позволяет измерять интенсивность светового поля I на оси диаграммы направленности рассеяния [6]. Величина I однозначно связана с кривизной поверхности в окрестности блика. В работе [7] была предложена методика восстановления параметров модельного спектра поверхностного волнения путем использования сигналов, регистрируемых таким локатором. Информативными параметрами при этом являются: среднее число бликов $\langle N \rangle$, средняя интенсивность рассеянного поля $\langle I \rangle$ и среднеквадратичное отклонение флуктуаций интенсивности σ_I .

Следующим шагом для определения параметров спектра волнения является установление связи между измеряемыми в эксперименте величинами и параметрами спектра. Расчет этих величин для реального спектра волнения представляется затруднительным. Однако установлено [7], что в случае изотропного волнения можно использовать моногармоническое приближение для аналитического расчета величин $\langle I \rangle / \langle I \rangle_0$ и σ_I / σ_{I_0} ($\langle I \rangle_0$ и σ_{I_0} — соответственно средняя интенсивность и среднеквадратичное отклонение флуктуаций интенсивности, наблюдаемые при зондировании морской поверхности в вертикальном направлении). Это позволяет получить замкнутую систему уравнений для восстановления всех параметров модельного спектра поверхностного развитого морского волнения [8].

Кривизна поверхности в окрестности блика определяется высокочастотной компонентой спектра. Анизотропия волнения также оказывает влияние на статистические характеристики кривизны поверхности. Поэтому, хотя спектр волнения быстро убывает с ростом волнового числа, использование моногармонического приближения для расчетов величин $\langle I \rangle / \langle I \rangle_0$ и σ_I / σ_{I_0} для анизотропного волнения требует дополнительной проверки.

В настоящей работе методом численного эксперимента исследовался случай анизотропного волнения. Целью работы являлось получение качественной оценки применимости моногармонического приближения в этом случае.

В качестве модели спектра волнения обычно используется модель Филлипса [8]:

$$S(K, \varphi) = \begin{cases} 0, & K < K_0, \\ BK^{-4} f(\varphi), & K_0 \leq K \leq K_m, \\ 0, & K > K_m, \end{cases} \quad (1)$$

$$f(\varphi) = g_0 + \cos^{2n} \varphi,$$

B и g_0 — константы, $f(\varphi)$ — функция, определяющая анизотропию волнения, φ — угол между направлением ветра и направлением наблюдения, K_0 и K_m — значения низкочастотной и высокочастотной отсечек спектра.

При численном моделировании использовался модельный сильно анизотропный спектр (подобная модель применялась в работе [9]):

$$\tilde{S}(K_i, \varphi_j) = \begin{cases} 0, & K < K_0, \\ \cos^2 \varphi_j K_i^{-4}, & K_0 \leq K \leq K_m, \\ 0, & K > K_m, \end{cases} \quad (2)$$

$$K_i = 4 + \Delta(i-1), \quad i = 1, \dots, 9, \quad \varphi_j = \pi \left(1 + \frac{j}{6} \right), \quad j = 1, \dots, 5,$$

что соответствует сильно анизотропной дискретной модели Филлипса ($n=1, g_0=0$).

Шаг по волновым числам Δ вместе с величиной максимального значения индекса i определял ширину моделируемого спектра. Конкретная реализация функции $\eta(x, y)$, описывающей возмущение морской поверхности, определялась суммой плоских волн:

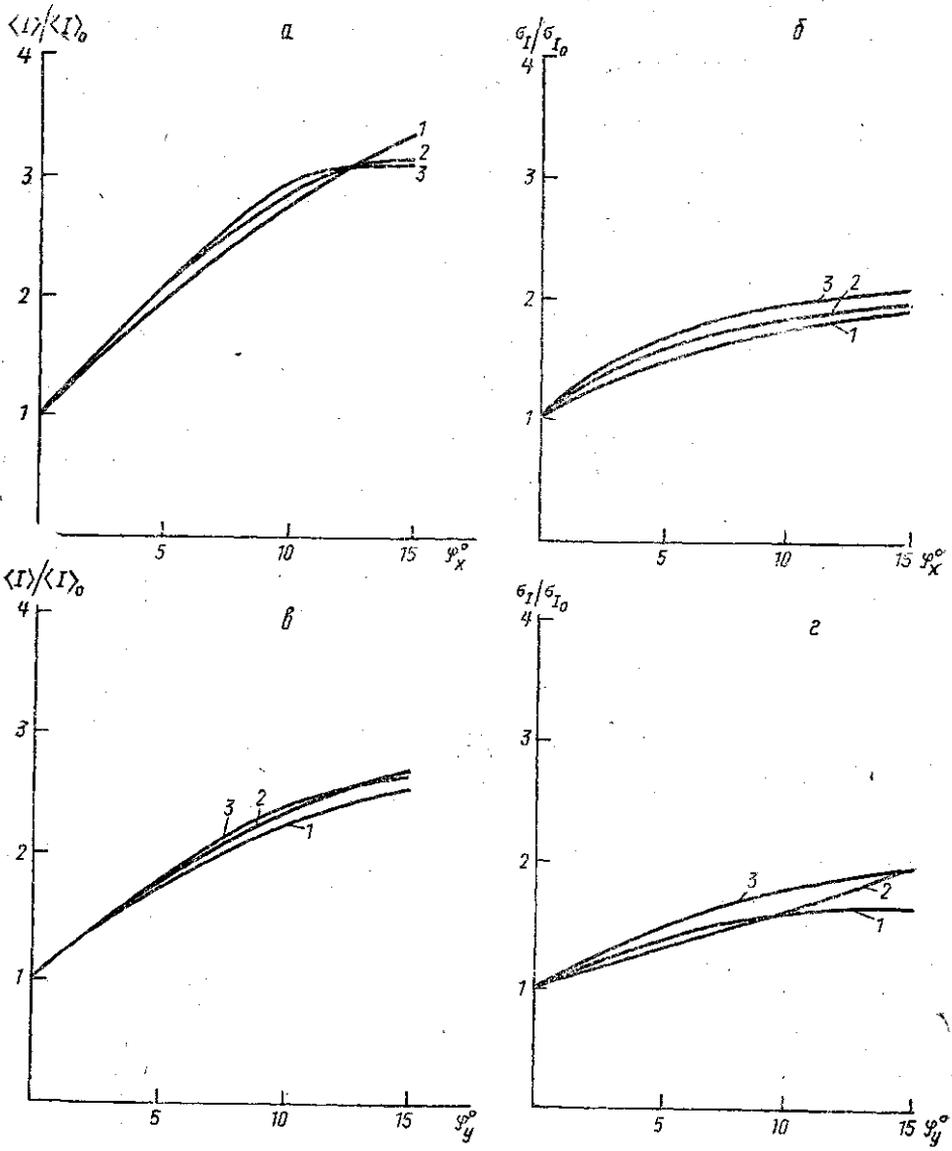
$$\eta(x, y) = \sum_{j=1}^5 \sum_{i=1}^{i_{\max}} A_i (\tilde{S}(K_i, \varphi_j))^{1/2} \sin(yK_i \sin \varphi_j + xK_i \cos \varphi_j + F_{ij}), \quad (3)$$

A_i — случайная амплитуда с рэлеевским распределением, F_{ij} — случайная фаза гармоника с равномерным распределением на отрезке $[0, 2\pi]$.

В численных экспериментах анализировался квадратный участок поверхности $\eta(x, y)$, наблюдаемый под разными углами. Участок разбивался на сетку элементарных квадратных площадок со стороной $0,2K_m^{-1}$ (K_m — максимальное волновое

число спектра). Такой выбор шага разбиения исключал наличие более одного блика в пределах элементарной площадки.

Основные результаты численного эксперимента приведены на рисунке: зависимости величин $\langle I \rangle / \langle I \rangle_0$ и σ_I / σ_{I_0} от углов наблюдения морской поверхности для моногармонического приближения и спектров разной ширины.



Зависимость величин $\langle I \rangle / \langle I \rangle_0$ (а, б) и σ_I / σ_{I_0} (в, г) от углов наблюдения взволнованной поверхности φ_x и φ_y для разных спектров волнения: 1 — моногармоническое приближение, $K_m/K_0=1$; 2 — узкий спектр, $K_m/K_0=2$; 3 — широкий спектр, $K_m/K_0=4$. Углы φ_x и φ_y отсчитываются от вертикали в ортогональных плоскостях, совпадающих с осями OX и OY

Из рисунка видно, что поведение величин $\langle I \rangle / \langle I \rangle_0$ и σ_I / σ_{I_0} для спектров конечной ширины практически совпадает с поведением этих величин для бесконечно узкого спектра, в котором представлена лишь одна энергонесущая компонента K_0 .

Таким образом, в случае анизотропного волнения можно, как и в изотропном случае, для аналитических расчетов величин $\langle I \rangle / \langle I \rangle_0$ и σ_I / σ_{I_0} пользоваться моногармоническим приближением.

Полученные результаты качественно хорошо согласуются с экспериментальными данными исследования взволнованной морской поверхности при помощи разных методов дистанционного зондирования [10, 11]. Моногармоническую модель довольно часто используют для интерпретации экспериментальных данных при малых скоростях ветра [11]. Аналитический расчет величин $\langle I \rangle / \langle I \rangle_0$ и σ_I / σ_{I_0} позволит определить методику восстановления параметров модельного спектра морского ветрового волнения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Исакович М. А. // ЖЭТФ. 1952. 23, № 3(9). С. 305. [2] Kodis R. D. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1968. AP-16, N 4. P. 449. [3] Buffon J. L., Hoge F. E., Swift R. N. // Appl. Opt. 1983. 22, N 17. P. 2603. [4] Гольдин Ю. А., Кагайн В. Э., Кельбалиханов Б. Ф., Пелевин В. Н. // Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов. Новосибирск, 1979. С. 135. [5] Есипов Н. Б., Наугольных К. А., Носов В. Н., Пашии С. Ю. // Изв. АН СССР, ФАО. 1986. 22, № 10. С. 1115. [6] Кузьминский А. Л. Методы адаптивной оптики в локационных задачах лазерного зондирования: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1988. [7] Кузьминский А. Л., Шмальгаузен В. И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1987. 28, № 4. С. 72. [8] Филиппс О. М. Динамика верхнего слоя океана. Л., 1980. [9] Josue Alvares Borges, Marco A. Machado // Appl. Opt. 1985. 24, N 7. P. 1064. [10] Жидкий Ю. М., Калмыков А. И., Каневский М. Б. и др. // Дистанционные методы исследования океана. Горький, 1987. С. 5. [11] Ирисов В. Г., Трохимовский Ю. Г., Эткин В. С. // Там же. С. 34.

Поступила в редакцию
19.01.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 1

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 621.315.592

ВЛИЯНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО ОСВЕЩЕНИЯ НА ПРОЦЕСС ФОТОИНДУЦИРОВАННОГО ОБРАЗОВАНИЯ ОБОРВАННЫХ СВЯЗЕЙ В α -Si:H

И. П. Звягин, И. А. Курова, Н. В. Мелешко, Н. Н. Ормонт

(кафедра физики полупроводников)

Обнаружено различие закономерностей кинетики изменения фотопроводимости в процессе освещения для предварительно отожженных и освещенных при повышенных температурах нелегированных пленок α -Si:H. Предложены разные механизмы фотоиндуцированного образования оборванных связей в пленках после различной их предварительной обработки.

Как известно, при длительном освещении фотопроводимость (ФП) пленок аморфного гидрированного кремния существенно меняется (эффект Стеблера—Бронского), приводя к обратной (после отжига) деградации материала. Исследование кинетики ФП позволяет получить информацию о механизме фотоиндуцированного дефектообразования, приводящего к изменению фотоэлектрических свойств α -Si:H [1]. Однако найденные в различных работах зависимости изменения ФП σ_{ph} нелегированных пленок от времени освещения t были разными: при больших t в работе [1] наблюдалась кинетика типа $\sigma_{ph} \sim t^{-1/\beta}$, тогда как в работах [2, 3] — типа $\sigma_{ph} \sim t^{-1/2}$. Разными оказались скорость изменения σ_{ph} и ее температурная зависимость: в [3] в условиях, когда $\sigma_{ph} \sim t^{-1/\beta}$, она была слабой, а в случае $\sigma_{ph} \sim t^{-1/2}$ носила активационный характер (энергия активации составляла 0,15 эВ при $T < 285$ К и 0,35 эВ при более высоких температурах [2, 3]).