

# РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ТА РОЗСІЮВАННЯ ХВИЛЬ

УДК 621.371(260).029.65

**В. Б. Разказовский, Ю. Ф. Логвинов**

## ЭВРИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПОЛЯ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И САНТИМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН НАД ВЗВОЛНОВАННОЙ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРИ СИЛЬНЫХ ЗАТЕНЕНИЯХ

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины  
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина  
E-mail: [logvinov@ire.kharkov.ua](mailto:logvinov@ire.kharkov.ua)*

Предложена модель для описания миллиметровых и сантиметровых радиоволн поля над взволнованной поверхностью моря при малых углах скольжения в области высот ниже границы применимости приближения касательной плоскости. Получены зависимости от дистанции интенсивности когерентной и случайной составляющих поля. Показано, что при больших углах скольжения результаты вычислений предложенным методом и методом касательной плоскости совпадают. Ил. 9. Табл. 1. Библиогр.: 11 назв.

**Ключевые слова:** миллиметровые и сантиметровые волны, морская поверхность, малые углы скольжения, дифракция на экране, отражение от цилиндров.

В наших предыдущих работах [1, 2] показано, что при распространении миллиметровых и сантиметровых радиоволн над морской поверхностью с ветровыми волнами под очень малыми углами скольжения поле над ней на высотах, сравнимых с высотой морских волн, может быть представлено как продукт дифракции Френеля (однократный или многократный) на гребнях волн. Однако уже при углах скольжения более 10...20 мрад рассчитанная интенсивность переизлученного поля получается заниженной по сравнению с экспериментальными данными. Причиной этого является возрастание вклада составляющей поля, отраженной от выпуклых вершин волн. В то же время из-за сильных затенений поверхности неровностями, исключающими квази-зеркальные отражения от склонов волн до углов скольжения порядка 50...100 мрад, проблематична применимость приближения касательной плоскости. В этой области, переходной между очень малыми углами скольжения и такими, при которых применимо приближение касательной плоскости, предлагается использовать рассмотренную ниже комбинированную модель формирования переизлученного поля. В ней поле, переизлученное каждым гребнем, представляется как сумма полей дифракции Френеля и отражения от цилиндрической поверхности. Основанием для такого подхода является, в частности, приводимый в работе [3] анализ поля вблизи границы тени за выпуклым телом.

Результатом расчетов и предметом последующего анализа являлись распределения по дистанции и высоте средних интенсивностей переизлученных поверхностью когерентной и некогерентной компонент поля при горизонтальной и вертикальной поляризациях облучения, изменяющихся высотах корреспондирующих пунктов и

разной силе волнения. Моделировался двухмерный случай, т. е. неровности считались цилиндрическими с образующими, перпендикулярными плоскости распространения волны.

*Методика расчета и анализ результатов.* Первым этапом решения задачи, сформулированной выше, является моделирование формы рассеивающих поверхностей, в данном случае – поверхности моря с ветровыми волнами. При математическом описании рассеяния радиоволн реальными статистически неровными поверхностями суши и моря, пространственный спектр неровностей которых охватывает очень широкую область волновых чисел, используется их разделение на крупномасштабные и мелкомасштабные [4, 5]. К описанию рассеяния на крупномасштабных неровностях применяется приближение геометрической оптики, а на мелкомасштабных – метод малых возмущений. В нашем случае изучения рассеяния радиоволн «вперед», т. е. в направлениях, близких к зеркальному по отношению к средней плоскости границы раздела, критерием отнесения к мелкомасштабной составляющей является неравенство [3, 5]

$$\frac{\sigma_h \sin \psi}{\lambda} \ll 1, \quad (1)$$

где  $\sigma_h$  – среднеквадратическое отклонение (СКО) высоты мелкомасштабной составляющей;  $\psi$  – локальный угол скольжения по отношению к границе крупномасштабной составляющей неровностей в рассматриваемой точке поверхности;  $\lambda$  – длина электромагнитной волны. При выбранных нами для моделирования длине трассы 2 000 м, высотах корреспондирующих пунктов до 20 м и длине радиоволны 0,8 см к мелкомасштабным по

критерию (1) могут быть отнесены неровности со среднеквадратической высотой примерно до 4 см. Граничное значение волнового числа неровностей морской поверхности, разделяющей их на мелкомасштабную и крупномасштабную области, удобно задавать в долях длины морской волны  $\Lambda_m$ , соответствующей максимуму пространственного спектра моделируемого волнения. Сделанные оценки показали, что при спектре Пирсона-Московитца для равновесной области волнения задание граничной длины волны, равной  $\Lambda_m/16$ , при всех исходных условиях нашего моделирования обеспечивается условие  $\sigma_h \leq 4$  см. Преимуществом такого подхода является постоянное число гармоник спектра, используемых для моделирования формы поверхности.

Выбранные для моделирования значения  $\Lambda_m$  соответствуют скоростям ветра на высоте 10 м над поверхностью моря около 4,7; 6,7; 9,4 м/с, а среднеквадратические значения высот мелкомасштабных неровностей задавались рав-

ными 1, 2, 4 см. Поскольку даже при наибольшей высоте корреспондирующих пунктов угол скольжения для средней части трассы не превышал 20 мрад, при всех моделируемых условиях выполняется условие (1).

Освещенность элементов морской поверхности, их координаты и кривизна для каждой конкретной реализации формы поверхности существенно зависят от протяженности трассы и высот корреспондирующих пунктов. При моделировании трасса считалась симметричной и высоты обоих корреспондирующих пунктов одинаковыми и равными 5, 10 и 20 м. Результаты анализа параметров переизлучающих элементов приведены в таблице. В ней для всех использованных сочетаний длины морской волны  $\Lambda_m$  и высот корреспондирующих пунктов  $h_{T,R}$  приведены средние значения количества освещенных вершин  $N_L$ , их высоты  $H$ , радиусов кривизны  $\rho$  и расстояний между освещенными гребнями  $d$ . Усреднение проводилось по 20 статистически независимым реализациям поверхности.

| $\Lambda_m$ , м | $h_{T,R}$ , м | $N_L$ | $\rho$ , м | $H$ , м | $d$ , м |
|-----------------|---------------|-------|------------|---------|---------|
| 1               | 2             | 3     | 4          | 5       | 6       |
| 20              | 5             | 77,0  | 7,96       | 0,16    | 24,9    |
|                 | 10            | 153   | 8,95       | 0,13    | 12,6    |
|                 | 20            | 295   | 12,4       | 0,094   | 6,71    |
| 40              | 5             | 38,9  | 23,8       | 0,32    | 49,6    |
|                 | 10            | 82,3  | 17,7       | 0,25    | 23,2    |
|                 | 20            | 140   | 20         | 0,19    | 13,2    |
| 80              | 5             | 18    | 39,5       | 0,66    | 95,5    |
|                 | 10            | 40    | 33,3       | 0,5     | 48,6    |
|                 | 20            | 71    | 47,7       | 0,4     | 27      |

Приводимые в таблице данные о радиусах кривизны гребней морских волн позволяют уточнить значение граничного угла скольжения, соответствующего равенству модулей амплитуд переизлученных радиоволн, рассчитанных в приближении дифракции Френеля и геометрической оптики. Воспользовавшись зависимостями, приводимыми в работах [3, 5], получим для этого угла следующее выражение:

$$\psi = 3 \sqrt{\frac{\lambda}{\pi^2 \rho}}, \quad (2)$$

где  $\psi$  – граничное значение угла скольжения, рад. Подставляя в него из таблицы, например для  $\Lambda_m = 40$  м, крайние значения радиуса кривизны 17,7 и 23,8 м, получим для длины радиоволны 0,8 см соответствующие углы скольжения 35,7 и 32,4 мрад. Как показывают оценки, в центральной области трассы углы скольжения, как прави-

ло, меньше этой величины, а на краях могут существенно ее превышать. Из таблицы видно также, что слабое волнение ( $\Lambda_m = 20$  м), соответствующее скорости ветра около 5 м/с, из-за малой высоты морских волн находится на границе области применимости к описанию рассеяния приближения дифракции Френеля. Согласно результатам [1] условие достаточного затенения впадины между волнами выполняется при скорости ветра более 4...5 м/с. С другой стороны, при  $\Lambda_m = 80$  м становится малым количество освещенных вершин гребней, из-за чего трудно обеспечить необходимую статистическую достоверность оценок. При всех состояниях моря четко видно, что уменьшение высоты корреспондирующих пунктов сопровождается уменьшением среднего числа освещенных гребней волн  $N_L$  и увеличением среднего расстояния между ними  $d$ . В связи с изложенным для анализа и обобщения

в основном используются данные для  $\Lambda_m = 40$  м. Заметим, что именно такое волнение, соответствующее скорости ветра 5...10 м/с, характерно для прибрежных районов, заливов и подобных им акваторий.

Перейдем теперь непосредственно к исследованию переизлученного поля. Учитывая, что в рассматриваемом нами случае плоскость падения (она же плоскость переизлучения) перпендикулярна прямолинейной границе экрана (гребня) и осям цилиндров, образованных закругленными краями гребней, при облучении волной с поляризацией, лежащей либо в плоскости падения, либо перпендикулярной ей, деполяризация отсутствует. Другими словами будем считать, что переизлученная волна сохраняет поляризацию падающей. Это позволяет решать задачу рассеяния в скалярном виде.

Переизлученную закругленным краем волну, следуя [3, 6, 7], будем представлять в виде суммы волн, соответствующих дифракции Френеля (это так называемая краевая волна  $U_K$ ), и отраженной от поверхности цилиндра в приближении геометрической оптики  $U_C$ . Геометрия задачи для  $i$ -го закругленного гребня волны схематически представлена на рис. 1, из которого ясны используемые в дальнейшем обозначения геометрических параметров.

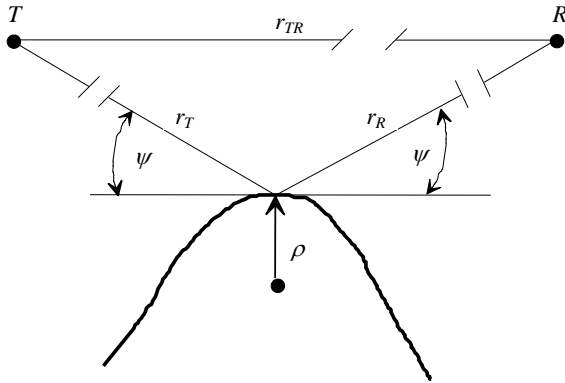


Рис. 1. Схематичное изображение переизлучения радиоволны закругленным гребнем морской волны

В дальнейшем считается, что выполняются следующие условия: угол скольжения  $\psi \ll 1$ , радиусы кривизны вершин гребней  $\rho \gg \lambda$ ,  $\rho \ll r_T$ ,  $\rho \ll r_R$ ,  $r_T \gg \lambda$ ,  $r_R \gg \lambda$ .

В соответствии со сделанными в работах [3, 5, 7] допущениями комплексные амплитуды в точке наблюдения краевой и отраженной от поверхности цилиндра волн, нормированные на амплитуду поля свободного пространства в той же точке, могут быть записаны в виде

$$\dot{V}_K(R) = \frac{1}{\sqrt{2\pi u}} \exp(i \frac{\pi}{2} u^2 - \frac{3}{4} \pi); \quad (3)$$

$$u = \sin \psi \sqrt{\frac{k}{\pi} \frac{r_T r_R}{r_T + r_R}}; \quad (4)$$

$$\dot{V}_C(R) = F_{VH}(\psi) q(\psi) \sqrt{\frac{\rho(r_T + r_R) \sin \frac{\psi}{2}}{2 r_T r_R}} \times \exp(ik(r_T + r_R - r_{TR})), \quad (5)$$

где  $\dot{V}_K(R)$  и  $\dot{V}_C(R)$  – нормированные комплексные амплитуды краевой и отраженной волн;  $u$  – параметр дифракции;  $F_{VH}(\psi)$  – коэффициенты Френеля для волны рассматриваемой поляризации;  $q(\psi)$  – коэффициент, учитывающий влияние шероховатостей поверхности цилиндра. Согласно работе [3]

$$F_V(\psi) = \frac{\sin \psi - \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \psi}}{\sin \psi + \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \psi}}; \quad (6)$$

$$F_H(\psi) = \frac{\varepsilon \sin \psi - \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \psi}}{\varepsilon \sin \psi + \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \psi}}; \quad (7)$$

$$q(\psi) = \exp(-2k^2 \sigma_h^2 \sin^2 \psi). \quad (8)$$

Здесь  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость воды (при всех расчетах считалось  $\varepsilon = 80$ );  $\sigma_h$  – среднеквадратическая высота мелко-масштабных неровностей; с учетом выше изложенных соображений при обосновании выбора границы раздела мелко-масштабной и крупно-масштабной составляющих волнения, для расчетов использовались значения  $\sigma_h = 0; 0,01$  и  $0,02$  м. Для каждого переизлучателя (гребня волны) при всех сочетаниях перечисленных параметров (поляризации и  $\sigma_h$ ) рассчитывались комплексные амплитуды поля в точке наблюдения на заданных высотах и при всех механизмах переизлучения (краевая волна, отражение от цилиндрической поверхности), вертикальной и горизонтальной поляризациях и трех выше приведенных значениях высоты мелко-масштабных неровностей.

На рис. 2 в качестве иллюстрации для одной из реализаций поверхности, соответствующей  $\Lambda_m = 40$  м и высотам коррелирующих пунктов  $h_T = h_R = 10$  м, кружками показаны координаты вершины гребней (дистанция  $x$  и высота  $y$ ), а квадратами – соответствующие им значения радиусов кривизны.

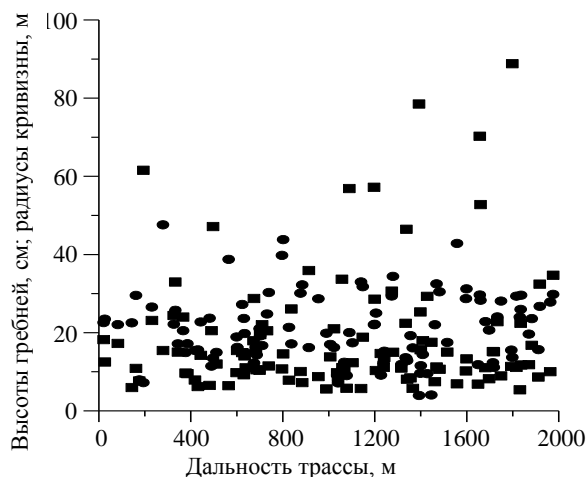


Рис. 2. Модельные значения высот гребней морских волн и их радиусов кривизны

На рис. 3 для этой же реализации поверхности показаны значения амплитуд переизлученных этими гребнями волн в точке наблюдения; все значения амплитуд нормированы на амплитуду поля свободного пространства в той же точке наблюдения. Кривые соответствуют волнам разной природы: краевым волнам дифракции Френеля и волнам, отраженным от цилиндрических поверхностей при горизонтальной и вертикальной поляризациях облучения. На рисунках приведены зависимости для двух значений высот мелкомасштабных неровностей  $\sigma_h = 0$  (гладкая поверхность) и  $\sigma_h = 2$  см: 1 – амплитуда дифракционной составляющей; 2 – амплитуда отражений от цилиндра (горизонтальная поляризация, амплитуда шероховатостей 0 см); 3 – амплитуда отражений от цилиндра (горизонтальная поляризация, амплитуда шероховатостей 2 см); 4 – амплитуда отражений от цилиндра (вертикальная поляризация, амплитуда шероховатостей 0 см); 5 – амплитуда отражений от цилиндра (вертикальная поляризация, амплитуда шероховатостей 2 см).

Зависимости для полей волн, отраженных от гладких цилиндрических гребней, приведенные на рис. 3, обладают теми же характерными особенностями, что и полученные в работах [4, 8] в рамках приближения касательной плоскости: для них характерно резкое возрастание интенсивности переизлучения элементами, расположенными на концевых участках трассы. Картина резко меняется при учете мелкомасштабных неровностей, практически полностью устраняющих этот эффект, что хорошо видно из сравнения кривых 2 ( $\sigma_h = 0$ ) и 3 ( $\sigma_h = 2$  см) рис. 3. К подобному эффекту приводит и учет влияния вертикальной поляризации за счет быстрого уменьшения модуля коэффициента Френеля при росте угла скольжения свыше угла Брюстера (кривые 2 и 4). В центральной части трассы (дистанции от 400

до 1 600 м) интенсивность всех отражений практически совпадает. В отличие от отраженных волн, вклад краевых волн монотонно возрастает при приближении к середине трассы (более полный анализ показывает, что их вклад максимален из области, окружающей точку стационарной фазы); на это обстоятельство ранее указывалось в нашей работе [9]. Еще одной особенностью является сильная зависимость интенсивности отраженных волн (в отличие от краевых) от радиусов кривизны облучаемых гребней, что приводит к явно выраженной нестационарности зависимостей амплитуд элементарных волн и суммарного поля всех рассеивателей от координат точки наблюдения, т. е. ее положения по дистанции и высоте. Поэтому для достаточно наглядного представления необходимо использовать характеристики, полученные путем усреднения по большому числу независимых реализаций рассеивающей поверхности.

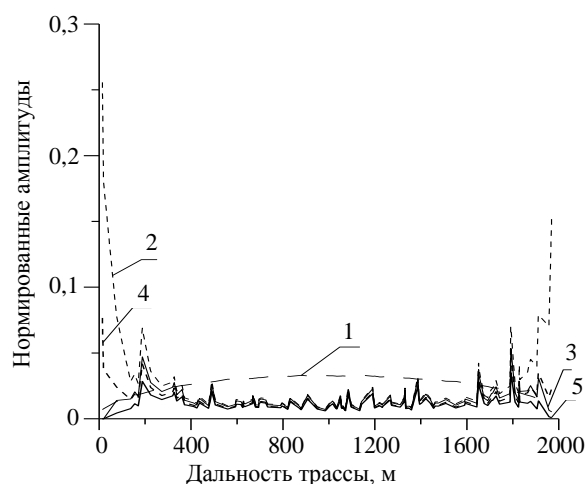


Рис. 3. Распределение по дистанции амплитуд волн, переизлученных гребнями (краевые волны, отраженные цилиндрами при двух значениях высот неровностей для горизонтальной и вертикальной поляризации)

На рис. 4 для тех же исходных данных приведена зависимость от высоты точки наблюдения амплитуды полного поля, т. е. суммы поля свободного пространства и поля переизлучения от всей трассы (как и ранее, отдельно для полей разной природы): 1 – отражения от цилиндров (горизонтальная поляризация, амплитуда шероховатостей 0 см); 2 – отражения от цилиндров (горизонтальная поляризация, амплитуда шероховатостей 2 см); 3 – отражения от цилиндров (вертикальная поляризация, амплитуда шероховатостей 0 см); 4 – отражения от цилиндров (вертикальная поляризация, амплитуда шероховатостей 2 см).

При этом не учитывалось изменение освещенности переизлучающей поверхности, в частности, количество освещенных гребней волн,

сопровождающих изменение высот корреспондирующих пунктов. Приводимые далее выводы основаны на анализе расчетных данных, охватывающих достаточно представительный материал как по силе волнения, так и по геометрии трассы. Уже первичный просмотр данных показал, что ряд случаев требует иных подходов к расчету и описанию. В частности, при характерной длине волны морского волнения  $\Lambda_m = 80$  м («сильное волнение») и используемой в модели протяженности трассы во многих случаях количество гребней не превышает 20–30, а в переизлученном поле над поверхностью доминирует действие единичных гребней.

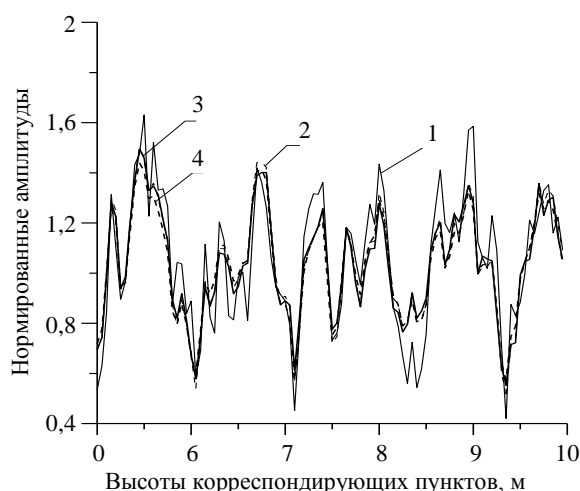


Рис. 4. Зависимость от высот корреспондирующих пунктов (трасса симметричная) амплитуд полного поля

Такой случай, в первую очередь, вследствие особенностей влияния на работу радиосистем, требует специального подхода, который в настоящее время не разработан. Второй случай – слабого волнения ( $\Lambda_m = 20$  м): при высоте корреспондирующих пунктов более 10 м не выполняется условие затенения впадин между волнами, которое является предпосылкой используемого нами метода расчета. В связи с изложенным такие варианты условий либо вообще были исключены из расчетов, либо используются очень ограниченно.

При статистической обработке данных рассчитывались средние значения и средние квадраты комплексных амплитуд как суммарного поля, так и его составляющих разной природы (краевые волны и отражения от цилиндров при вертикальной и горизонтальной поляризациях). Средние значения идентифицировались как амплитуды когерентных составляющих (такой подход предложен в ряде экспериментальных работ и описан, в частности, в работе [4]), а результат их вычитания из суммарного поля считался случайной компо-

нентой. Использовались два варианта анализа и наглядного представления полученных характеристик поля. При первом анализировалась зависимость от дальности усредненных по множеству реализаций поверхности дистанционных зависимостей компонент поля, соответствующих разным механизмам переизлучения, и их суммы – в различных сочетаниях. Для усреднения по ансамблю реализаций суммировались поля, переизлученные гребнями с совпадающими порядковыми номерами, что приблизительно соответствовало одинаковой дальности их от начала трассы (отличие в разных реализациях, например при  $\Lambda_m = 40$  м, не превышало 20 м). Считалось, что источник переизлученного поля находится в точке трассы на дальности  $x_i$ :

$$x_i = d(n+1), \quad n = 0, 1, 2, \dots, n_{\max}, \quad (9)$$

где  $d$  – среднее расстояние между освещенными гребнями (столбец 6 таблицы);  $n$  – порядковый номер элемента поверхности;  $n_{\max}$  – номер элемента, соответствующий середине трассы. По полученным с использованием такой методики обработанным данным строились и анализировались дистанционные зависимости от дистанции интенсивности суммарного переизлученного поля и его компонент. Примером результатов такой обработки и их представления являются графики, приводимые на рис. 5, 6. На них для модели переизлучения  $\Lambda_m = 20$  м,  $h_T = h_R = 5$  м при горизонтальной поляризации приведены зависимости от дистанции эффективных значений суммарного переизлученного поля (рис. 5) и его когерентной и случайной составляющих (рис. 6).

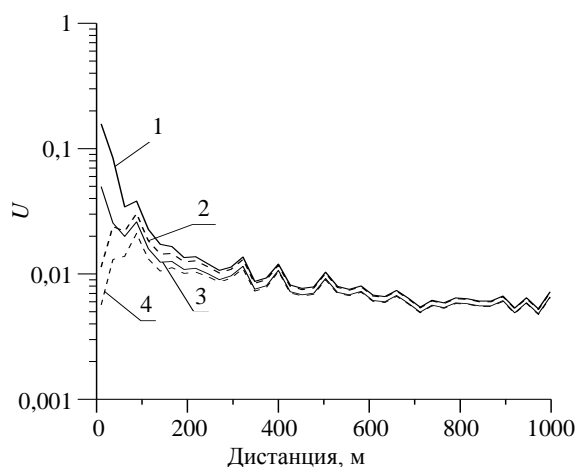


Рис. 5. Распределение по длине трассы нормированных эффективных значений напряженности поля, переизлученного гребнями морских волн

Кривые 1 и 2 рис. 5 получены при горизонтальной поляризации облучения и, соответ-

ственно, для гладкой поверхности и для поверхности с СКО высот мелкомасштабной составляющей 2 см. Кривые 3 и 4 рис. 5 получены для тех же параметров, что и кривые 1 и 2, но при вертикальной поляризации облучения.

Из рис. 5 хорошо видно существенное влияние на переизлучение из концевых частей трассы мелкомасштабной составляющей волнения, на которое указывалось ранее [9–11]. Она существенно ослабляет их вклад в суммарное переизлучение: пик переизлучения (кривая 1 рис. 5), предсказываемый в работах [4, 8], при высоте мелкомасштабных неровностей 2 см (кривая 2 рис. 5) меняется на монотонное спадание интенсивности переизлучения. Кривая 1 рис. 6 представляет когерентную составляющую поля краевых волн, кривая 2 – когерентная составляющая отражений от цилиндров при горизонтальной поляризации для гладкой поверхности, кривая 3 – то же, что и кривая 2, но при СКО высот мелкомасштабной составляющей 2 см, кривая 4 – некогерентная составляющая отражений от цилиндров при горизонтальной поляризации для гладкой поверхности.

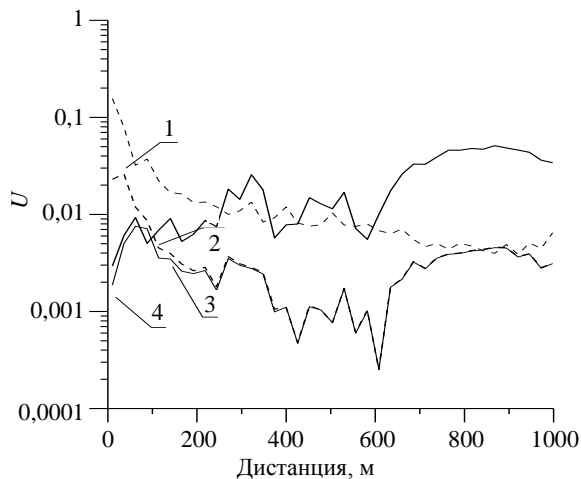
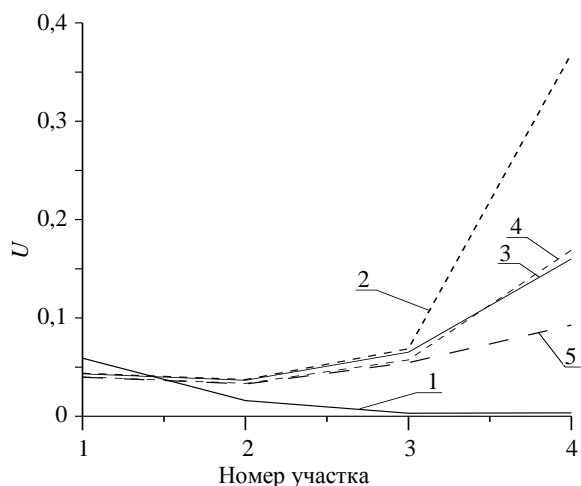


Рис. 6. Распределение по дистанции нормированных эффективных значений напряженности переизлученных полей различной природы

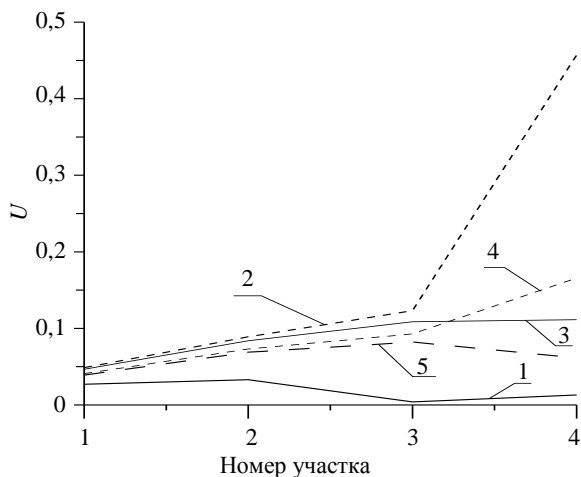
Из рис. 6 видно, что источником когерентного переизлучения является средняя часть трассы (кривая 1), причем значительная его часть связана с действием дифракционного механизма (кривая 1 – вклад краевых волн). В то же время концевые участки трасс создают преимущественно некогерентное переизлучение, формируемое отражениями от цилиндрических поверхностей. Все отмеченные особенности наиболее четко видны при использовании второго варианта обработки и представления данных. При нем отдельно суммируются поля, переизлученные из 7 ча-

стей (в нашем случае отрезков) трассы. Центральный отрезок по положению и по размеру соответствует первой зоне Френеля, остальные попарно симметричны и имеют каждый протяженность, равную  $1/3$  расстояния от края первой зоны Френеля до конца трассы. Поскольку моделируется симметричная трасса, переизлученные поля симметрично расположенных участков суммируются, и достаточно анализировать только 4 участка. Такое представление результатов обработки данных, соответствующих модельным вариантам ( $\Lambda_m = 40$  м и высотам корреспондирующих пунктов 5, 10 и 20 м, показано на рис. 7. Поскольку эффективные значения когерентной компоненты из первой зоны Френеля и прилегающих к ней участков с номерами 1 и 2 лишь незначительно отличаются друг от друга при разных поляризациях и высотах мелкомасштабных неровностей, на графиках рис. 7 приводятся их значения только для горизонтальной поляризации облучения и «гладкой» поверхности. Кривые на графиках соответствуют: 1 – когерентная составляющая отражения от цилиндрических поверхностей при горизонтальной поляризации в отсутствие мелко-масштабных неровностей; 2 – случайная составляющая при горизонтальной поляризации в отсутствие мелкомасштабных неровностей; 3 – то же при СКО высот мелкомасштабных неровностей 2 см; 4, 5 – то же, что и соответственно 2, 3, но при вертикальной поляризации облучения.

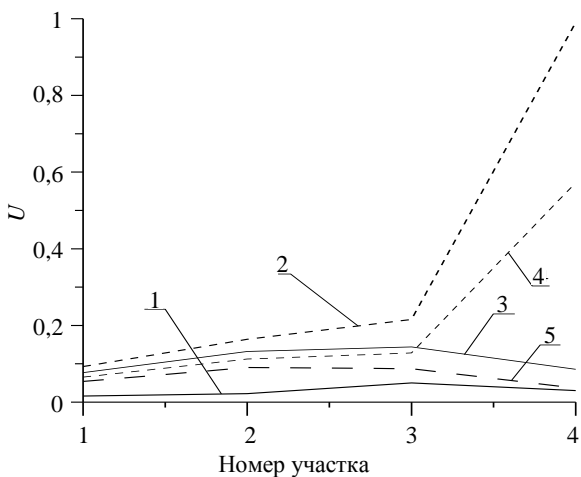
Из графиков видно, что основной вклад в когерентную составляющую дает центральная часть трассы (первая зона Френеля и прилегающий к ней участок 1), причем относительный вклад по сравнению со случайной компонентой возрастает с уменьшением высот корреспондирующих пунктов, т. е. с уменьшением углов скольжения на большей части трассы. При более слабом волнении ( $\Lambda_m = 20$  м) эффективное значение когерентной компоненты может существенно превышать значение случайной компоненты из первой зоны Френеля. При приближении к концам трассы (в нашей модели – это участки 2 и особенно 3) происходит резкое возрастание интенсивности случайной компоненты переизлучения, что полностью согласуется с результатами работ [4, 5]. Как видно из рис. 7, здесь очень резко проявляются влияние поляризации облучения и наличие мелкомасштабных неровностей. Например, при условиях, соответствующих рис. 7, б, в, эффективное значение горизонтально поляризованной случайной компоненты из участка 3 трассы под влиянием мелкомасштабных неровностей высотой 2 см снизилось почти в 4 раза.



а)



б)



в)

Рис. 7. Распределение по характерным участкам дистанции нормированных эффективных значений напряженности переизлученных полей различной природы при  $\Lambda_m = 40$  м и высотах корреспондирующих пунктов: а) – 5 м; б) – 10 м; в) – 20 м

Примерно двукратным снижением эффективного значения этой компоненты сопровождается переход от горизонтальной поляризации облучения к вертикальной, что объясняется возрастанием для этой части трассы локальных углов скольжения до величин, близких или превышающих угол Брюстера (около  $6^\circ$ ). Заметим, что для зоны 4 оценки эффективного значения когерентной компоненты могут оказаться завышенными. При используемом нами усреднении по 20 независимым реализациям погрешность оценки среднего значения поля, которое идентифицируется с когерентной компонентой, составляет около 22 % от эффективных значений случайной составляющей, а они для этой части трассы достигают, как видно из графиков рис. 7, значений, близких к единице.

Далее перейдем к анализу поля, формируемого сложением множества краевых волн, образующихся при дифракции на гребнях волн. Распределение интенсивности их когерентной и случайной компонент по трассе для тех же моделей поверхности, что и ранее, иллюстрируют графики рис. 8. На них для тех же четырех частей трассы приведены эффективные значения когерентной и случайной компонент переизлученного поля, нормированные на их значения для поля свободного пространства. Кривые 1–3 показывают эффективные значения когерентной составляющей переизлучения при высотах корреспондирующих пунктов 5, 10, 20 м соответственно, а кривые 4–6 – эффективные значения случайной компоненты.

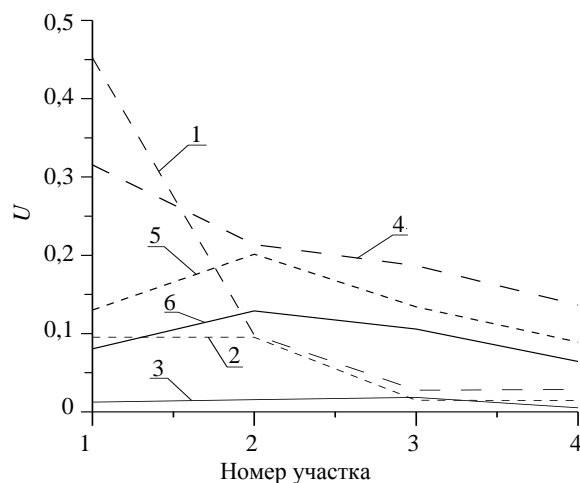


Рис. 8. Эффективные значения когерентной и случайной компонент краевых волн переизлученного поля, нормированные на их значения для поля свободного пространства, при  $\Lambda_m = 40$  м

Видно, что роль участков 1 и 2 трассы возрастает с уменьшением высоты корреспондирующих пунктов при одновременном возрастании в переизлучении доли когерентной компо-

ненты, причем при их высоте 5 м когерентная компонента этой природы (краевые волны), как показывает сравнение с рис. 7, а, превосходит суммарное переизлучение, обусловленное отражениями от цилиндрических поверхностей.

В заключение сравним полученные выше распределения интенсивности переизлучения по дистанции с предсказываемыми в рамках приближения метода касательной плоскости работы [5]. Воспользовавшись формулой (40) [5, с. 203] в варианте цилиндрической системы координат и выполнив численное интегрирование по таким же отрезкам трассы, как и в наших расчетах, получим результаты, приводимые на рис. 9. Для сравнения на нем же представлены частично и данные, приведенные ранее на рис. 7.

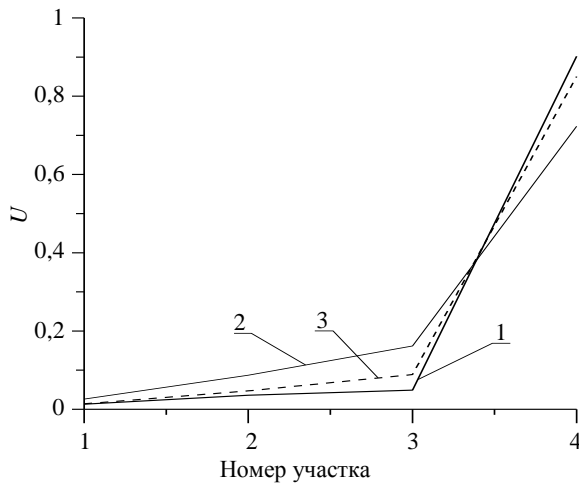


Рис. 9. Нормированные мощности переизлучения по характерным участкам дистанции

На нем для случая  $\Lambda_m = 40$  м,  $h = 20$  м показаны мощности переизлучения из соответствующих отрезков трассы, нормированные на суммарную переизлученную мощность. Кривая 1 показывает зависимость, полученную при моделировании переизлучения от гладкой поверхности при горизонтальной поляризации, а графики 2 и 3 – результаты расчетов при той же геометрии трассы по методу касательной плоскости соответственно для значений эффективных наклонов неровностей 0,1 и 0,2 рад. Из сравнения графиков видно подобие зависимостей особенно на краевых участках трассы, где углы скольжения практически лежат в области строгой применимости метода касательной плоскости. Анализ показывает, что в результатах, получаемых в рамках метода касательной плоскости и метода моделирования, используемого в данной работе, при малых высотах корреспондирующих пунктов наблюдаются отличия и для центральной части трассы, охватывающей первую зону Френеля. Причиной

этого является возрастание, а при очень малых высотах – доминирование в ней вклада «краевых волн», обусловленных дифракцией на гребнях волн.

**Выводы.** Предложено представление поля, переизлученного при малых углах скольжения поверхностью моря с ветровыми волнами, как суммы полей дифракции Френеля и отражения в приближении геометрической оптики от аппроксимируемых цилиндрическими поверхностями гребней волн. Методом моделирования формы поверхности с ветровыми волнами и расчетов с использованием такого представления поля миллиметровых волн над ней исследовано при разных поляризациях распределение интенсивности переизлученного поля, его когерентной и случайной компонент. Исследования проведены до углов скольжения, выше которых для расчетов применимо приближение метода касательной плоскости.

Показано, что при малых, близких к нулю, высотах корреспондирующих пунктов доминирует составляющая поля, обусловленная дифракцией Френеля на гребнях волн, а при высотах, соответствующих границе применимости геометрикооптических представлений – составляющая, отраженная от цилиндрических поверхностей гребней волн.

Оценен вклад различных участков трассы в когерентную и случайную составляющие вторичного поля.

Проиллюстрирована роль мелкомасштабной составляющей неровностей (ветровой ряби) переизлучения из различных участков трассы.

1. Разказовский В. Б. Множитель ослабления радиоволн при распространении над морем под малыми углами скольжения: модель многократной дифракции / В. Б. Разказовский, Ю. Ф. Логвинов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2007. – 12, № 1. – С. 168–176.
2. Разказовский В. Б. Множитель ослабления радиоволн при распространении над морем под малыми углами скольжения: переходная зона / В. Б. Разказовский, Ю. Ф. Логвинов // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2007. – 12, № 1. – С. 177–184.
3. Фейнберг Е. П. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности / Е. П. Фейнберг. – М.: Изд-во АН СССР, 1961. – 546 с.
4. Beckman P. The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces / P. Beckman, A. Spizzichino. – London: Pergamon press, 1963. – 303 p.
5. Басс Ф. Г. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности / Ф. Г. Басс, И. М. Фукс. – М.: Наука, 1972. – 424 с.
6. Dougherty H. T. Application of Diffraction by Convex Surfaces to Irregular Terrain Situation / H. T. Dougherty, L. J. Maloney // Radio Science J. Res. NBP/USNC-URSI. – 1964. – 68D, N 2. – P. 239–250.
7. Уфимцев П. Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции / П. Я. Уфимцев. – М.: Сов. радио, 1962. – 243 с.
8. Barton D. K. Radar System Analysis and Modelling / D. K. Barton. – Boston: Artec House, Inc., 2005. – 700 p.



9. Разказовский В. Б. Статистическое моделирование радиоканалов миллиметровых волн с многолучевым распределением / В. Б. Разказовский // III Всесоюз. школа по распротр. миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере: тез. докл. / Ин-т радиофизики и электрон. АН УССР. – X., 1989. – С. 77–84.
10. Логвинов Ю. Ф. Влияние затенений на спектр флуктуаций ММВ при многолучевом распространении над морем / Ю. Ф. Логвинов, Ю. А. Педенко, В. Б. Разказовский // Радиотехника и электрон. – 1998. – 43, № 7. – С. 786–791.
11. Разказовский В. Б. Экспериментальная оценка параметров отражающей области поверхности раздела / В. Б. Разказовский // XIII Всесоюз. конф. по распротр. миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере: тез. докл. / Ин-т прикладной физики АН СССР. – Горький, 1981. – С. 26–28.

V.B. Razskazovsky, Yu.F. Logvinov

#### HEURISTIC MODEL OF MICROWAVE FIELD ABOVE SEA SURFACE FOR STRONG SHADING

A propagation model is offered for description of the microwave field above the sea surface for low grazing angle and strong shading in area below than border of applicability of the tangent plate approaching. The dependence from distance of the reradiated field intensity and characteristic coherent and random components for the few variants of sea state and height of the

transmitting and reception points is analyzed. It is shown that at the large grazing angle results of calculation by the offered method and with the use of tangent plate approaching coincides.

**Key words:** microwave field, sea surface, low grazing angle, edge diffraction, reflection from cylinders.

В. Б. Разказовський, Ю. Ф. Логвінов

#### ЕВРИСТИЧНА МОДЕЛЬ ПОЛЯ МІЛІМЕТРОВИХ І САНТИМЕТРОВИХ РАДІОХВИЛЬ НАД СХВИЛЬОВАНОЮ МОРСЬКОЮ ПОВЕРХНЕЮ ПРИ СИЛЬНИХ ЗАТІНЕННЯХ

Запропоновано модель для опису міліметрових і сантиметрових радіохвиль поля над схвильованою поверхнею моря при малих кутах ковзання в області висоти, що нижча за межу застосовності наближення дотичної площини. Отримано залежно від дистанції інтенсивності когерентної і випадкової компонент поля. Показано, що при великих кутах ковзання результати обчислень запропонованим методом і методом дотичної площини співпадають.

**Ключові слова:** міліметрові і сантиметрові хвилі, морська поверхня, малі кути ковзання, дифракція на екрані, відбиття від циліндрів.

*Рукопись поступила 14.07.10 г.*